

621,039.5
В 74

ISSN 0205—4671

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

3

1991

NB!

Her you re begavato!
Hukoya!



35413 4/8

35413 4/8

621.039.5
В 74

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В. КУРЧАТОВА

ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ
НАУКИ
И
ТЕХНИКИ

35413 н/с

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1973 г.

ВЫПУСК 3

ДИНАМИКА ЯДЕРНЫХ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

МОСКВА — 1991



Выпуски "Динамика ядерных энергетических установок"
подготавливаются НИИ механики при Нижегородском университете

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (гл. редактор), С.М. Зарицкий (зам. гл. редактора),
В.Ф. Колесов, Т.П. Федосеева (отв. секретарь), Я.В. Шевелев

Редакционная коллегия выпуска:

А.Е. Крошилин, Б.И. Моторов, В.М. Новиков, Е.Ф. Сабаев,
Б.З. Торлин, Я.В. Шевелев, С.Б. Шихов, С.Д. Малкин

В выпусках "Динамика ядерных энергетических установок" публикуются материалы по следующим вопросам:

- математическое моделирование динамических процессов в ЯЭУ и их элементах;
- результаты экспериментов по устойчивости стационарных процессов и обоснованию математических моделей динамики ЯЭУ;
- расчетные исследования переходных и аварийных процессов;
- расчетные исследования устойчивости стационарных режимов ЯЭУ;
- диагностика ЯЭУ;
- описания и аннотации программ расчетов динамики и экспериментальных исследований.

Issues of "Dynamics of nuclear power plants" contain the following information:

- mathematical simulation of dynamic processes in NPP and their components;
- experimental results on the stability of stationary processes and the definition of mathematical models of the NPP dynamics;
- design analysis of transient and emergency operation;
- design analysis of the stationary mode stability;
- NPP diagnostics;
- code descriptions and summaries for the dynamics designs and experimental studies.

УДК 621.039

РАСЧЕТ НЕЙТРОННОЙ КИНЕТИКИ МЕТОДОМ СПИВКИ ЯЧЕЕЧНЫХ РЕШЕНИЙ

Я.В. Шевелев

Предлагается в расчетах нейтронной кинетики использовать линейные комбинации ячеечных решений нулевыми взвешенными скачками на границах ячеек. Число заготавливаемых функционалов больше, чем в аналогичных статических расчетах, но все их можно получить в одном расчете методом Монте-Карло.

NEUTRON KINETICS DESIGN BY THE METHOD OF GLUING UP THE CELL SOLUTIONS. Ya. V. SHEVELEV. It is proposed, in the neutron kinetics design, to use linear combinations of cell solutions as the zero weighted jumps on the cell boundaries. The number of prepared functionals is more than in the corresponding steady-state analysis, but they all can be obtained in a single Monte-Carlo analysis.

Тип ячейки и вид ее окружения. Как и расчет статистики больших реакторов [1—13], расчет кинетики по современным представлениям следует разделять на два этапа: предварительный и оперативный. В предварительном расчете реактор разбивается на части, условно именуемые ячейками. В частном случае все ячейки могут быть одинаковы по форме и размерам, но в общем случае это не так. Обычно ячейки можно сгруппировать в сравнительно небольшое число типов. Составы материалов и температуры в ячейках одного типа меняются как от ячейки к ячейке, так и от одного момента времени к другому в ограниченных пределах. Если это не так, требуется сгруппировать ячейки в более мелкие группы, т.е. увеличить количество типов ячеек. Добившись разумного ограничения разнообразия составов и полей температур в пределах ячеек одного типа, следует выбрать некоторое количество опорных ячеек этого типа, для которых будут сделаны расчеты. Количество это должно быть таким, чтобы результаты расчетов можно было интерполировать на все ячейки данного типа. При выборе опорных ячеек большую пользу приносят так называемые L_{gr} -последовательности [14].

В дополнение к некоторому разнообразию свойств ячеек одного типа имеется разнообразие условий, в которых они находятся в реакторе, т.е. разнообразие окружений. Ячейки могут иметь очень разных соседей, сильно влияющих на нейтронные поля. Но и при одинаковых ближайших соседях поля нейтронов в ячейках могут быть разными, ибо их формирует не только ближайшее, но и дальнее окружение. В конечном итоге поле нейтронов в ячейке зависит от того, как распределены влетающие в нее нейтроны по координатам влета, энергиям, направлениям влета. Поскольку невозможно сделать расчеты для всего многообразия понимаемых таким образом окружений, выбирается ограниченное число таких окружений, которое обозначим \tilde{L} , и расчет делается для каждого из \tilde{L} видов окружений. Таким образом, для каждой опорной ячейки данного типа выполняется \tilde{L} ячеечных расчетов. Для каждого типа ячеек величина \tilde{L} своя. Но как будет видно далее, эти величины должны

быть определенным образом согласованы для прилегающих друг к другу ячеек.

Предполагается, что все результаты расчетов опорной ячейки можно линейно интерполировать на произвольный вид окружения, используя \tilde{L} произвольных весовых коэффициентов. Для неопорной ячейки предварительно нужно посредством интерполяции (не обязательно линейной) получить все те величины, которые известны для каждой опорной ячейки.

Способы фиксации каждого из \tilde{L} окружений могут быть разными. Можно реально задать окружение и рассчитать расширенную ячейку (суперячейку) с какими-либо условиями на ее наружных границах, полагая, что выбор этих условий слабо влияет на поле нейтронов в ячейке при достаточно большой толщине окружения. Можно, ради упрощения расчетов, заменить окружение его упрощенной моделью (например, перемешать все материалы). Еще одна возможность — не формировать явно окружение, а задавать те или иные граничные условия на поверхности ячейки. Наконец, можно взять из решения с каким-либо окружением или какими-нибудь граничными условиями (скажем, зеркальными) распределение влетающих в ячейку нейтронов и варьировать это распределение с помощью системы ортогональных (или почти ортогональных) множителей, среди которых есть и единица. Очевидно также, что из полученных \tilde{L} решений для разных окружений можно приготовить \tilde{L} их линейно независимых комбинаций, и пользоваться ими, если они в каком-либо отношении более удобны (например, взаимно ортогональны).

Пусть N — число ближайших соседей ячейки, имеющих с ней общую границу, n — номер одной из общих границ (граней), L_n — число различных опорных распределений, обещающих приемлемую точность интерполяции распределения потоков по координатам, энергиям, скоростям на этой грани. Тогда общее число различных видов окружений ячейки, для которых необходимо выполнить расчет, будет

$$\tilde{L} = \sum_{n=1}^{\tilde{N}} L_n.$$

Симметрия ячейки позволяет получить необходимое число распределений нейтронов, выполнив меньше \bar{L} расчетов. А если расчеты выполняются методом Монте-Карло, то их число можно свести к одному, усложнив систему регистрации и вводя L -мерный вектор весовых множителей, который приписывается нейтрону при влете в ячейку.

Расчет ячейки при данном виде окружения. Расчет ячейки можно подразделить на основной и дополнительные. В основном расчете, в зависимости от способа формирования окружения, ячейка (или суперячейка) может рассматриваться либо как система с заданным внешним источником, расположенным вне ячейки или на ее границе, либо как отдельный ядерный реактор. В первом случае выходы нейтронов деления у нуклидов ячейки не корректируются, а во втором делятся на эффективный коэффициент размножения k для приведения реактора в критическое состояние. Будем ради единообразия считать, что в любом случае производится такая корректировка, но в задаче с источником $k = 1$. Кроме того, будем считать, что поле нейтронов как в однородной, так и в неоднородной задаче нормируется некоторым способом в пределах ячейки.

Итак, основной расчет дает k и нормированное поле нейтронов в ячейке $\psi(x, t)$. Здесь x — шестимерный вектор фазовых переменных нейтрона, t — момент времени, для которого определены свойства ячейки. Хотя реально расчеты выполняются только для опорных ячеек, а ячейка в момент t может не принадлежать к числу опорных, для простоты изложения отвлечемся от того, что применяется интерполяция, и будем обсуждать состав расчетов для любой ячейки в любой момент ее истории при одном из \bar{L} видов окружения.

Из основного расчета помимо k берутся следующие величины, связанные с полем нейтронов ψ : распределение влетающих в ячейку нейтронов $S^{\text{пр}}(x, t)$, распределение мгновенных нейтронов деления $q^{\text{м}}(x, t)$, распределение запаздывающих нейтронов группы m , $q^{\text{м}}(x, t)$ для каждой из m групп. Рассматривая эти распределения как источники нейтронов, можно расчленить ψ на компоненты $\psi^{\text{пр}}(x, t)$, $\psi^{\text{м}}(x, t)$, $\psi^{\text{м}}(x, t)$, связанные с этими источниками. С этой целью нужно выполнить дополнительные расчеты, помещая каждый раз один из таких источников в ячейку, у которой зачернены границы и подавлено деление (выходы нейтронов деления обращены в нуль). При использовании метода Монте-Карло дополнительные расчеты не нужны, расчленение производится в основном расчете посредством усложнения системы регистрации.

Каждый дополнительный расчет выполняется дважды: для реальной и модифицированной ячейки. Модификация состоит в увеличении макроскопического сечения поглощения на α/V , где V — скорость нейтрона, α — константа. Из результатов модифицированного расчета вычитаются результаты немодифицированного расчета, разность делится на α . Считается, что тем самым вычисляются производные от результатов расчета по α . Очевидно, константа α должна быть достаточно

малой, чтобы зависимость результатов расчета от нее оставалась линейной, но не слишком малой, чтобы погрешность расчета оставалась много меньше вычисляемых разностей. Опять-таки при использовании метода Монте-Карло результаты модифицированного расчета можно получать в немодифицированном расчете, используя метод весовых множителей. Дополнительное поглощение можно моделировать уменьшением веса нейтрона на каждом пробеге на величину, равную времени пробега. В итоге вычисление производных по α отличается от вычисления самих величин (функционалов потока) только тем, что вклады в функционалы умножаются на время, протекшее от момента рождения нейтрона источником.

Производные по α будем помечать нижними индексами α , так что дублирование дополнительных расчетов позволяет вычислить $\psi_{\alpha}^{\text{пр}}(x, t)$, $\psi_{\alpha}^{\text{м}}(x, t)$, $\psi_{\alpha}^{\text{м}}(x, t)$.

Ячеечные функционалы и сшивка решений. Распределения нейтронов важны не сами по себе, а как исходные данные для расчета различных функционалов ("чисел реакций"). Функционал $R(t)$ выражается через поток нейтронов $\varphi(x, t)$ с помощью весовой функции $r(x, t)$:

$$R(t) = \int \varphi(x, t) r(x, t) dx.$$

Помимо пользовательских функционалов, являющихся конечными результатами расчета нейтронной кинетики, имеются вспомогательные функционалы, необходимые для самого расчета. Они задаются соответствующими весовыми функциями. Для сшивки ячейчных решений на каждой грани n задается $2L_n$ весовых функций, а на всех гранях ячейки $2\bar{L}$ функций. Обозначим их $g_j^+(x)$ и $g_j^-(x)$, $j = 1, \dots, \bar{L}$. Можно считать, что из пары функций g_j^+ , g_j^- одна как бы относится к данной ячейке, а другая — к смежной, так что всего у ячейки имеется \bar{L} "своих" весовых функций и столько же "чужих". С помощью функций g_j^{\pm} дополнительного множителя μ — косинуса угла между скоростью нейтрона и нормалью к грани — взвешиваются разности интерполированных токов для смежных ячеек (множитель μ превращает поток в ток). Эти взвешенные разности обращаются в нуль, что, конечно, не обращает в нуль сами разности. В итоге на грани ячейки как бы действует остаточный источник нейтронов, $2L_n$ интегралов от которого равны нулю. Если бы ценность относительно некоторого функционала R можно было разложить по $2L_n$ весовым функциям g_j^{\pm} грани n , то остаточный источник не вносил бы никаких искажений в расчет функционала R . Но, во-первых, представляющих интерес функционалов много, а во-вторых, ценности их точно неизвестны, так что без искажений функционалов R обойтись нельзя. Удачным можно считать следующий выбор весовых функций g_j^{\pm} []: на грани формируется набор из $2L_n$ ортогональных или почти ортогональных функций, содержащий единицу, и каждая функция умножается на грубо оцененную обычную ценность (цен-

ность относительно реактивности), в крайнем случае аппроксимируемую константой.

Обозначим

$$R^{\nu}(t) = \int r(x, t) \psi^{\nu}(x, t) dx; \quad (1)$$

$$G_j^{\pm \nu}(t) = \int \mu g_j^{\pm}(x) \psi^{\nu}(x, t) dx, \quad (2)$$

где индекс ν принимает значения гр, м, m .

Ячеечный расчет должен давать материал для вычисления пользовательских функционалов R , т.е. величины $R^{\text{гр}}$, $R^{\text{м}}$, R^m вместе с их производными по α , (величинами $R_{\alpha}^{\text{гр}}$, $R_{\alpha}^{\text{м}}$, R_{α}^m). Он должен также давать вспомогательные функционалы $G_j^{\pm \text{гр}}$, $G_j^{\pm \text{м}}$, $G_j^{\pm m}$ вместе с их производными по α , обозначаемыми $G_{j\alpha}^{\pm \text{гр}}$, $G_{j\alpha}^{\pm \text{м}}$, $G_{j\alpha}^{\pm m}$. Этим, однако, состав рассчитываемых функционалов не исчерпывается.

Поток нейтронов в ячейке строится как линейная комбинация компонентов решений с разными окружениями. Пусть l — номер вида окружения; ψ_l — поток для этого окружения; $\psi_l^{\text{гр}}$, $\psi_l^{\text{м}}$, ψ_l^m — его компоненты; k_l — соответствующий эффективный коэффициент размножения. В ячейчный поток компоненты могут войти в иных пропорциях, нежели в ψ_l . Это связано с тем, что некоторые из ψ_l (если не все) могли вычисляться при искаженных выходах нейтронов деления ($k_l \neq 1$). Кроме того, в нестационарной задаче в момент t высвобождаются запаздывающие нейтроны, появившиеся в ранний момент, когда свойства ячейки были иными и иным могло быть их распределение по ячейке. В итоге распределение нейтронов деления, как мгновенных, так и запаздывающих, в реальной ячейке может не совпадать по форме с распределениями, на базе которых вычислены $\psi_l^{\text{м}}$ и ψ_l^m . Как и при сшивке решений на грани ячейки, здесь, теперь уже в объеме, точнее, там, где происходят деления, образуются ложные источники нейтронов деления. Необходимо выбрать весовые функции — обозначим их $h_l(x)$, — заданные там, где есть деления. Их число должно быть равно \tilde{L} — числу разных ψ_l , т.е. числу разных видов распределений источников нейтронов деления. Потребовав обращения в нуль \tilde{L} взвешенных ложных источников мгновенных нейтронов, можно определить множители при $\psi_l^{\text{м}}$. Аналогично, обратив в нуль \tilde{L} взвешенных ложных источников запаздывающих нейтронов группы m , можно определить множители при ψ_l^m . Детали этих операций будут рассмотрены ниже. Пока что важно уяснить, что список функционалов пополняется:

$$\begin{aligned} Q_i^{\text{м}}(t) &= \int h_l(x) q^{\text{м}}(x, t) dx / K; \\ Q_i^m(t) &= \int h_l(x) q^m(x, t) dx / K; \\ U^{\text{м} \nu}(t) &= \int h_l(x) u^{\text{м} \nu}(x, t) dx; \\ U^{\text{м} \nu}(t) &= \int h_l(x) u^{\text{м} \nu}(x, t) dx. \end{aligned} \quad (3)$$

Для краткости записи здесь, как и ранее в (1), (2), повсеместно опущены индексы l . Функции u с разными верхними индексами описывают распределения нейтронов деления (мгновенных или запаздывающих, на что указывает первый индекс) от разных компонент ψ (на компоненту указывает второй индекс) в реальной ячейке с неизменным выходом нейтронов деления. Легко видеть, что

$$K_q^{\text{м}} = \sum_{\nu} u^{\text{м} \nu}, K_q^m = \sum_{\nu} u^{\text{м} \nu},$$

так что

$$Q_i^{\text{м}} = \sum_{\nu} U^{\text{м} \nu}, Q_i^m = \sum_{\nu} U^{\text{м} \nu}.$$

Здесь суммирование по ν — это суммирование по индексам гр, м, $m' = 1, \dots, m$.

Функционалы (3), как и прочие, рассчитываются вместе со своими производными по α .

Выбор весовых функций h_l основывается на тех же принципах, что и выбор g_j^{\pm} .

Влияние нестационарности на поле нейтронов. При расчете полей нейтронов и ячейчных функционалов использовались стационарные уравнения. Впрямь заготавливались производные функционалов по α , коэффициенту при дополнительном сечении поглощения

$$\Sigma_{\alpha} = \alpha / V. \quad (4)$$

Покажем, как эти заготовки могут использоваться для внесения поправок в результаты стационарных расчетов, если на самом деле описываемые процессы нестационарны. В уравнении для нестационарного потока $\varphi(x, t)$ имеется член, описывающий накопление нейтронов. Его можно интерпретировать как член, описывающий поглощение нейтронов:

$$\frac{1}{V} \frac{\sigma \varphi}{\sigma t} = \Sigma_{\alpha} \varphi \quad \text{при} \quad \alpha = \frac{1}{\varphi} \frac{\sigma \varphi}{\sigma t}.$$

Изменение потока нейтронов, вызванное дополнительным поглощением, можно приближенно описать с помощью функции Грина $G(x, x')$, если поглощение мало, точнее, если изменение потока нейтронов мало. Функция G дает увеличение потока в точке x при действии единичного источника в точке x' . Будем считать, что она определена для ячейки с черными границами и подавленным делением. Тогда с ее помощью можно вносить связанные с нестационарностью поправки в потоки $\psi^{\text{гр}}$, $\psi^{\text{м}}$, ψ^m . Величину $\Sigma_{\alpha} \varphi$ можно интерпретировать как сток, так что

$$\delta \varphi(x, t) = - \int G(x, x') \frac{1}{V} \frac{\sigma \varphi(x', t)}{\sigma t} dx'. \quad (5)$$

При большом $\delta \varphi / \varphi$ приходится применять функцию Грина не в той среде, для которой она получена, и формула (5) становится неточной. Кроме того, формула с функцией Грина рассчитана на стационарный источник, а $\sigma \varphi / \sigma t$ переменна во времени. Фактически требуется, чтобы источник мало изменялся за время жизни мгновенных нейтронов λ .

Существенное изменение $\sigma\phi/\sigma t$ происходит за время порядка τ — периода разгона или спада на мгновенных нейтронах. Этот период оценивается по формуле

$$\tau \approx \frac{\pi}{|\rho|}, \quad (6)$$

где ρ — реактивность.

Из условия $\tau \gg \pi$ следует

$$|\rho| \ll 1. \quad (7)$$

Что касается малости $\delta\phi/\phi$, то она имеет место, если Σ_a мало относительно сечения поглощения, сечения увода, эффективного сечения утечки. Для реактора на тепловых нейтронах критическим является сечение поглощения тепловых нейтронов Σ . Поскольку $\pi \approx 1/V\Sigma$, $|\alpha| \sim 1/\tau$. Из (4) и (6) следует $\Sigma_a/\Sigma \sim \rho$. Поэтому (7) одновременно гарантирует и малость $\delta\phi/\phi$.

Однако если в реакторе имеются области большой протяженности с чистым замедлителем, т.е. малым поглощением (при малой протяженности утечка преобладает над поглощением), то требование (7) приходится несколько ужесточить. Поглощение в замедлителе составляет долю $(1-\theta)$ от поглощения в активной зоне (θ — доля нейтронов активной зоны, поглощаемых не в замедлителе). Требование

$$\Sigma_a < \Sigma(1-\theta) \quad (8)$$

ведет к условию

$$|\rho| < (1-\theta). \quad (9)$$

Пусть $\phi(x, t)$, рассчитанное по стационарному уравнению при заданных источниках нейтронов деления и токах в ячейку, представлено в виде линейной комбинации решений типа $\psi_l^y(x, t)$, где l — номер вида окружения, а y принимает значения гр, м, т.

Рассмотрим один из членов этой линейной комбинации $C_l^y(t) \psi_l^y(x, t)$, где C_l^y — коэффициент, с которым входит ψ_l^y в линейную комбинацию. В сумме $\phi + \delta\phi$, описывающей решение нестационарного уравнения, ему будут соответствовать слагаемые

$$C_l^y(t) \psi_l^y(x, t) - \int G(x, x') \frac{1}{V'} \psi_l^y(x', t) dx' \frac{dC_l^y}{dt} - \int G(x, x') \frac{1}{V'} \frac{\sigma \psi_l^y(x', t)}{\sigma t} dx' C_l^y(t). \quad (10)$$

Если второе и третье слагаемые не малы по сравнению с первым, формулой нельзя пользоваться. Второе слагаемое мало по сравнению с первым при выполнении (7) или (8). Третье слагаемое может быть не малым, если свойства ячейки существенно меняются за время порядка π . Оценка отношения третьего слагаемого к первому такова:

$$\int G(x, x') \frac{dx'}{V'} \frac{\sigma \psi_l^y}{\psi_l^y \sigma t} \sim \pi \frac{\Delta \psi_l^y}{\psi_l^y \Delta t}, \quad (11)$$

где Δt — интервал времени, на котором ψ_l^y изменяется на $\Delta \psi_l^y$.

Напомним, что ψ нормировано, т.е. некоторое среднее от него с течением времени не меняется, соответствующее среднее от $\sigma\psi/\sigma t$ равно нулю. Усреднение в интеграле (11) не совпадает с нормировочным усреднением, да и усредняется не $\sigma\psi/\sigma t$, а компонента этой производной. Поэтому (11) не равно нулю и даже в каком-то случае может быть величиной большой, хотя $\Delta \psi_l^y/\psi_l^y$ безусловно величина ограниченная из-за нормировки ψ_l и, как правило, малая. В этом особом случае (10) будет ошибочно на интервале времени шириной $\Delta t \sim \pi$. В остальных случаях (10) справедливо, третье слагаемое, как и второе, мало. Однако роль их не одинакова.

Внесение малой поправки $\delta\phi$ в ячеечный поток ϕ важно прежде всего с точки зрения нейтронного баланса в ячейке, определяющего темп изменения нейтронного поля в реакторе. С этой точки зрения малая относительная поправка $\delta\phi/\phi$ важна, если она не кратковременна и если интеграл по времени от нее не мал. Между тем интеграл по времени от второго члена (10), отнесенного к первому, в принципе ничем не ограничен, тогда как от третьего — ограничен величиной $\pi \Delta \psi_l^y/\psi_l^y \sim \pi$. Аналогична оценка интеграла от второго члена, деленного на первый, — $\pi \ln C_l^y(t)/C_l^y(t_0)$, если (t_0, t) — интервал интегрирования. При больших и быстрых изменениях мощности реактора или больших и быстрых перекосах поля в реакторе малый второй член в (10) может сыграть свою роль, как играет роль член с π в уравнении “обратных часов” при реактивности, сравнимой с долей запаздывающих нейтронов β , а тем более при $\rho > \beta$.

Специальным выбором набора функций ψ_l можно в некоторых случаях дополнительно уменьшить вклад третьего члена (10) по сравнению со вторым. Например, в реакторе на тепловых нейтронах при изменении поглощения может существенно изменяться соотношение между потоками тепловых и быстрых нейтронов. Чтобы уменьшить изменение ψ_l^y , связанное с изменением поглощения, желательно иметь функции ψ_l^y , описывающие только тепловые нейтроны, и отдельно иметь другие функции ψ_l^y , описывающие только быстрые нейтроны. Этого нельзя добиться непосредственно варьированием окружения ячейки при расчете ψ_l^y . Но если имеются расчеты, в которых в ячейку попадают только замедлившиеся вне ее нейтроны, то, используя линейные комбинации соответствующих ψ_l^y с другими, можно получить желательный набор.

Итак, есть веские основания отбросить в (10) третий член и оставить второй, что дает

$$C_l^y \psi_l^y(x, t) - \int G(x, x') \frac{1}{V'} \psi_l^y(x', t) dx' \frac{dC_l^y}{dt} = C_l^y (\psi_l^y(x, t) - \int G(x, x') \frac{\alpha_l^y}{V'} \psi_l^y(x', t) dx'),$$

где

$$\alpha_l^v = \frac{1}{C_l^v} \frac{dC_l^v}{dt}. \quad (12)$$

Величина

$$- \int G(x, x') \frac{\alpha_l^v}{V} \psi_l^v(x, t) dx'$$

представляет собой поправку к $\psi_l^v(x, t)$, связанную с увеличением сечения поглощения на α_l^v/V . Следовательно, она представляет собой не что иное, как $\alpha_l^v \psi_{la}^v(x, t)$. Значит, общее выражение для ячеечного потока можно записать в таком виде:

$$\varphi(x, t) = \sum_{l=1}^{\tilde{L}} \sum_v C_l^v(t) \psi_l^v(x, t) + \frac{dC_l^v}{dt} \psi_{la}^v(x, t).$$

Реакторные уравнения. Пора перейти к описанию второго этапа расчета кинетики: к оперативному расчету поведения нейтронного поля во всем реакторе. В качестве основных неизвестных в очередной момент t выступают весовые множители $C_l^p(t)$, с которыми входят в описание поля ячейки компоненты $\psi_l^p(x, t)$, связанные с втекающими в ячейку нейтронами. Система реакторных уравнений должна быть составлена относительно этих величин или же относительно других \tilde{L} величин, характеризующих поле в ячейке и линейно связанных с C_l^p .

Предполагаются известными во все прошлые моменты времени $t' < t$ весовые множители $C_l^p(t')$, $C_l^m(t')$, с которыми входили в описание поля нейтронов в ячейке компоненты $\psi_l^p(x, t')$, $\psi_l^m(x, t')$, а также производные dC_l^p/dt' , dC_l^m/dt' , dC_{la}^p/dt' , коэффициенты при $\psi_{la}^p(x, t')$, $\psi_{la}^m(x, t')$, $\psi_{la}^m(x, t')$.

Поле нейтронов (8) порождено, в частности, источниками мгновенных нейтронов, действующими с интенсивностью

$$q^m(x, t) = \sum_{l=1}^{\tilde{L}} C_l^m(t) q_l^m(x, t). \quad (13)$$

С другой стороны, источники мгновенных нейтронов можно выразить через само нейтронное поле φ , зная функции u_{il}^{mv} и u_{la}^{mv} :

$$q^m(x, t) = \sum_l \sum_v u_{il}^{mv}(x, t) C_l^v + u_{la}^{mv}(x, t) \frac{dC_l^v}{dt}. \quad (14)$$

Выражения (13) и (14) не тождественны, и не остается ничего лучшего, как приравнять их усреднения с весами $h_i(x)$:

$$\sum_l \sum_v U_{il}^{mv} C_l^v + U_{la}^{mv} \frac{dC_l^v}{dt} = \sum_l Q_{il}^m K_l^m. \quad (15)$$

Можно считать, что (15) дает \tilde{L} уравнений для определения C_l^m .

Чтобы получить уравнения для C_l^m , запишем два выражения для источников запаздывающих нейтронов. С одной стороны, это

$$q^m(x, t) = \sum_{l=1}^{\tilde{L}} C_l^m q_l^m(x, t).$$

С другой стороны, запаздывающие нейтроны выделяются в момент t в соответствии с тем, как они копились и распались при $t' < t$:

$$q^m(x, t) = \sum_l \sum_v \int_{-\infty}^t dt' \lambda_m e^{-(t-t')} \lambda_m (u_{il}^{mv}(x, t') C_l^v(t') + u_{la}^{mv}(x, t') \frac{dC_l^v(t')}{dt'}),$$

где λ_m — постоянная распада для групп m .

Аналогично (15) получим

$$\sum_l \sum_v \int_{-\infty}^t dt' \lambda_m e^{-(t-t')} \lambda_m (U_{il}^{mv}(x, t') C_l^v(t') + U_{la}^{mv}(x, t') \frac{dC_l^v(t')}{dt'}) = \sum_l Q_{il}^m(t) K_l^m(t). \quad (16)$$

Можно переписать (16) в виде следующей системы:

$$\left. \begin{aligned} \sum_l Q_{il}^m(t) K_l^m(t) &= V_i^m; \\ \frac{1}{\lambda_m} \frac{dV_i^m}{dt} + V_i^m &= \sum_l U_{il}^{mv} C_l^v + U_{la}^{mv} \frac{dC_l^v}{dt}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Система (16) состоит из $\tilde{L}M$ уравнений для C_l^m , а (17) — из $2\tilde{L}M$ уравнений для C_l^m и V_i^m . Но (17) может оказаться удобнее для счета. В целом (15) и (17) привязывают C_l^m и C_l^p к основным переменным C_l^p .

Чтобы получить уравнения для C_l^p , запишем выражения для функционалов

$$G_j^\pm(t) = \int \mu g_j^\pm(x) \varphi(x, t) dx.$$

Согласно (8)

$$G_j^\pm(t) = \sum_l \sum_v G_{jl}^{\pm v} C_l^v + G_{la}^{\pm v} \frac{dC_l^v}{dt}. \quad (18)$$

Непрерывность тока на границе раздела ячеек приближенно выражается в одинаковости функционалов G_j^\pm , относящихся к смежным ячейкам, на общих гранях этих ячеек. Это и дает по \tilde{L} уравнений на каждую ячейку. Примем (условно) величины G_j^+ за основные, а G_j^- за вспомогательные. В принципе уравнения (18) с верхним индексом (+) совместно с (15) и (17) позволяют выразить ячейечные переменные C_l^p , C_l^m , C_l^m через переменные G_j^+ . После этого оставшиеся уравнения (18) позволяют выразить набор вспомогательных переменных G_j^- через

набор основных переменных G_j^+ . Переменные G_j^{\pm} заменяют таким образом старые основные переменные C_i^{rp} .

С одной стороны, рассуждения о возможности формального исключения переменных из уравнений игнорируют тот факт, что эти уравнения не алгебраические, а дифференциальные. С другой стороны, при использовании неявных схем интегрирования на каждом временном шаге производные выражаются через одноименные функции, и формальное исключение осуществимо. Хотелось бы осуществить это исключение не на стадии оперативного расчета, а заранее, при подготовке ячеечных констант. Строго говоря, этого сделать нельзя, ибо результат зависит от параметра $p = \Delta t^{-1}$, где Δt — неизвестный заранее расчетный шаг по времени. Однако вполне вероятно, что можно получить простые аппроксимации для зависимости от p матриц, выражающих G_j^- и G_j^+ . Эти же зависимости можно использовать и для приближенного получения дифференциальных уравнений относительно G_j^{\pm} . Однако эти дифференциальные уравнения еще не будут разрешены относительно производных. Это затрудняет применение явных схем интегрирования.

Схема интегрирования. Неявная схема интегрирования, будучи устойчивой, имеет, как и неустойчивая при больших шагах явная схема, невысокую точность. Более высокую точность имеет явно-неявная схема. Как и неявная, она устойчива при любых шагах, обеспечивающих приемлемую точность, но при больших шагах немонотонна (погрешность осциллирует). Лучшими качествами обладает нижеописываемая схема. По уравнению (17) она монотонна и имеет лучшую точность, чем неявная, а по другим уравнениям это явно-неявная схема. В уравнении (17) имеется относительно большая постоянная времени λ_m^{-1} , поэтому качество интегрирования этого уравнения особенно важно.

Прежде чем интегрировать, перепишем уравнения (15), (17) и соотношения (18) в матричной форме с размерностями матриц $\tilde{L} \cdot \tilde{L}$:

$$\sum_{\nu} U^{m\nu} C^{\nu} + U_{\alpha}^{m\nu} \frac{dC^{\nu}}{dt} = Q^m K C^m, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} V^m &= Q^m K C^m, \lambda_m^{-1} \frac{dV^m}{dt} + V^m = \\ &= \sum_{\nu} U^{m\nu} C^{\nu} + U_{\alpha}^{m\nu} \frac{dC^{\nu}}{dt}; \end{aligned} \quad (20)$$

$$G^{\pm} = \sum_{\nu} G^{\pm\nu} C^{\nu} + G_{\nu}^{\pm\nu} \frac{dC^{\nu}}{dt}, \quad (21)$$

где K — диагональная матрица ячеечных эффективных коэффициентов размножения K_1 .

Аналогом (20) служит уравнение

$$\lambda^{-1} \frac{dV}{dt} + V = UC + U_{\alpha} \frac{dC}{dt}, \quad (22)$$

на примере которого будет продемонстрирована техника аппроксимации на шаге интегрирования от $t = 0$ до $t = \Delta t$. Будем считать, что на этом шаге линейно меняется функция $(U - U_{\alpha} \lambda - dU_{\alpha}/dt)C$. Умножим (22) на $\exp(\lambda t)$ и проинтегрируем по интервалу $(0, \Delta t)$. Получим

$$\begin{aligned} \lambda^{-1}(V e^{\lambda t} - V_0) &= \int_0^{\Delta t} e^{\lambda t} UC dt + e^{\lambda \Delta t} U_{\alpha} C - U_{\alpha 0} C_0 - \\ &- \int_0^{\Delta t} e^{\lambda t} \left(\lambda U_{\alpha} + \frac{dU_{\alpha}}{dt} \right) C dt, \end{aligned}$$

где $U_{\alpha 0} = U_{\alpha}(0)$, $C_0 = C(0)$.

Пока что преобразования были тождественными. Теперь используем гипотезу линейной зависимости. Получим

$$\begin{aligned} \lambda^{-1}(V - e^{-\lambda \Delta t} V_0) &= U_{\alpha} C - e^{-\lambda \Delta t} U_{\alpha 0} C_0 + \\ &+ \left(U_0 - \lambda U_{\alpha 0} - \frac{dU_{\alpha 0}}{dt} \right) C_0 \frac{1 - (1 + \lambda \Delta t) e^{-\lambda \Delta t}}{\lambda^2 \Delta t} + \\ &+ \left(U - \lambda U_{\alpha} - \frac{dU_{\alpha}}{dt} \right) C \frac{e^{-\lambda \Delta t} - 1 + \lambda \Delta t}{\lambda^2 \Delta t} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} V &= V_0 e^{-\lambda \Delta t} + \left[\lambda U_{\alpha} \frac{1 - e^{-\lambda \Delta t}}{\lambda \Delta t} + \right. \\ &+ \left. \left(U - \frac{dU_{\alpha}}{dt} \right) \frac{e^{-\lambda \Delta t} - 1 + \lambda \Delta t}{\lambda \Delta t} \right] C - \left[\lambda U_{\alpha 0} \frac{1 - e^{-\lambda \Delta t}}{\lambda \Delta t} - \right. \\ &- \left. \left(U_0 - \frac{dU_{\alpha 0}}{dt} \right) \frac{1 - (1 + \lambda \Delta t) e^{-\lambda \Delta t}}{\lambda \Delta t} \right] C_0. \end{aligned}$$

Теперь ясно, как записать конечно-разностное приближение (20):

$$\begin{aligned} Q^m K C^m &= Q_0^m K_0 C_0^m e^{-\lambda_m \Delta t} + \sum_{\nu} \left[\lambda_m U_{\alpha}^{m\nu} \frac{1 - e^{-\lambda_m \Delta t}}{\lambda_m \Delta t} + \right. \\ &+ \left. \left(U^{m\nu} - \frac{dU_{\alpha}^{m\nu}}{dt} \right) \cdot \frac{e^{-\lambda_m \Delta t} - 1 + \lambda_m \Delta t}{\lambda_m \Delta t} \right] C^{\nu} - \\ &- \left[\lambda_m U_{\alpha 0}^{m\nu} \frac{1 - e^{-\lambda_m \Delta t}}{\lambda_m \Delta t} - \right. \\ &- \left. \left(U_0^{m\nu} - \frac{dU_{\alpha 0}^{m\nu}}{dt} \right) \frac{1 - (1 + \lambda_m \Delta t) e^{-\lambda_m \Delta t}}{\lambda_m \Delta t} \right] C_0^{\nu}. \end{aligned} \quad (23)$$

Члены $dU_{\alpha}^{m\nu}/dt$, формально оставленные в (23), с одной стороны, не позволяют проводить предварительное табулирование коэффициентов реакторного уравнения (производные $dU_{\alpha}^{m\nu}/dt$ заранее неизвестны), а с другой стороны, они имеют не больше оснований быть оставленными, чем третий член в (10). Ведь по порядку величины норма $(U^{m\nu})^{-1} U_{\alpha}^{m\nu}$ — это время жизни нейтрона π , так что

$$|(U^{m\nu})^{-1} dU_{\alpha}^{m\nu}/dt| \sim \pi |(U_{\alpha}^{m\nu})^{-1} dU_{\alpha}^{m\nu}/dt|,$$

а это именно та малая величина, которая была отброшена при переходе от (10) к (12). Поэтому, не теряя точности, перепишем (23) в виде

$$Q^m K C^m = F_{t0}^m + \sum_{\nu} U_{\lambda t t}^{m\nu} C^{\nu}, \quad (24)$$

где

$$F_{t0}^m = Q_0^m K_0 C_0^m e^{-\lambda_m \Delta t} - \sum_{\nu} U_{\lambda t 0}^{m\nu} C_0^{\nu}; \quad (25)$$

$$U_{\lambda t t}^{m\nu} = \lambda_m U_{\alpha}^{m\nu} \frac{1 - e^{-\lambda_m \Delta t}}{\lambda_m \Delta t} + U^{m\nu} \frac{e^{-\lambda_m \Delta t} - 1 + \lambda_m \Delta t}{\lambda_m \Delta t};$$

$$U_{\lambda t 0}^{m\nu} = \lambda_m U_{\alpha 0}^{m\nu} \frac{1 - e^{-\lambda_m \Delta t}}{\lambda_m \Delta t} - U_0^{m\nu} \frac{1 - (1 + \lambda_m \Delta t) e^{-\lambda_m \Delta t}}{\lambda_m \Delta t};$$

индексы t_0 означают, что матрица (или вектор) явно зависит от шага Δt как от параметра, но рассчитывается по характеристикам реактора в момент 0; индексы tt означают, что характеристики реактора берутся в момент Δt , и к тому же Δt явно входит в расчет матрицы как параметр.

Явно-неявная аппроксимация (19) и (21) имеет вид (производные по времени от $U_{\alpha}^{m\nu}$, $G_{\alpha}^{\pm\nu}$, как в (24), игнорируются):

$$Q^m K C^m = F_{t0}^m + \sum_{\nu} U_{ptt}^{m\nu} C^{\nu}; \quad (26)$$

$$G^{\pm} = F_{t0}^{\pm} + \sum_{\nu} G_{ptt}^{\pm\nu} C^{\nu}, \quad (27)$$

где

$$F_{t0}^m = -Q_0^m K C_0^m + \sum_{\nu} U_{pt0}^{m\nu} C_0^{\nu}; \quad (28)$$

$$F_{t0}^{\pm} = -G_0^{\pm} + \sum_{\nu} G_{pt0}^{\pm\nu} C_0^{\nu}; \quad (29)$$

$$U_{ptt}^{m\nu} = U^{m\nu} + \frac{2}{\Delta t} U_{\alpha}^{m\nu}, \quad G_{ptt}^{\pm\nu} = G^{\pm\nu} + \frac{2}{\Delta t} G_{\alpha}^{\pm\nu};$$

$$U_{pt0}^{m\nu} = U_0^{m\nu} - \frac{2}{\Delta t} U_{\alpha 0}^{m\nu}, \quad G_{pt0}^{\pm\nu} = G_0^{\pm\nu} - \frac{2}{\Delta t} G_{\alpha 0}^{\pm\nu}.$$

Из системы уравнений (24), (26), (27) можно исключить C^{ν} и получить соотношения вида

$$C^{\nu} = H_{tt}^{\nu} G^+ + \Delta C_0^{\nu}; \quad (30)$$

$$G^- = H_{tt}^- G^+ + \Delta G_0^-; \quad (31)$$

где

$$\Delta C_0^{\nu} = H_{tt}^{\nu+} F_{t0}^+ + H_{tt}^{\nu-} F_{t0}^- + H_{tt}^{\nu m} F_{t0}^m + \sum_{m'} H_{tt}^{\nu m'} F_{t0}^{m'}; \quad (32)$$

$$\Delta G_0^- = H_{tt}^- F_{t0}^+ + H_{tt}^- F_{t0}^- + H_{tt}^- F_{t0}^m + \sum_{m'} H_{tt}^- F_{t0}^{m'}. \quad (33)$$

Таким образом, на стадии подготовки к реакторным расчетам необходимо получить зависимость от Δt ряда матриц, а именно: $(m+3)(m+2)$ матриц, входящих в формулы для расчета F_{t0}^m , F_{t0}^{\pm} , $F_{t0}^{\pm\nu}$; $(m+3)(m+3)$ матриц, входящих в формулы для расчета ΔC_0^{ν} , ΔG_0^- ; $m+3$ матрицы, входящие в расчет G^{ν} и G^- . Итого требуется затабулировать $2(m+3)^2$ матриц в зависимости

от Δt . Если установить, что шаг Δt изменяется всегда в 2 раза, то при диапазоне шагов от 10^2 С до $3 \cdot 10^{-3}$ С каждая матрица должна вычисляться при 16 значениях Δt для каждой опорной ячейки.

В начале шага интегрирования ($t=0$) считаются известными C_0^{ν} и G_0^{\pm} . По формулам (25), (28), (29) могут быть подсчитаны F_{t0}^m , F_{t0}^{\pm} , $F_{t0}^{\pm\nu}$ и далее по формулам (32), (33) — величины ΔC_0^{ν} , ΔG_0^- . Собственно реакторным уравнением следует считать (31), связывающее неизвестные G^- и G^+ . Это уравнение дополняется условиями равенства компонентов G^- и G^+ на гранях смежных ячеек. Решив пополненную этими условиями шивки систему относительно G^+ , G^- , что является наиболее трудоемкой задачей [15], можно затем рассчитать C^{ν} по (30), чем и завершается шаг расчета. Для перехода к следующему шагу необходимо еще вычислить пользовательские функционалы, собранные в вектор R , по формуле

$$R = \sum_{\nu} R^{\nu} C^{\nu} + R_{\alpha}^{\nu} \frac{dC^{\nu}}{dt}$$

или по ее конечно-разностной версии (производная dR_{α}^{ν}/dt по-прежнему игнорируется)

$$R = F_{t0}^r + \sum_{\nu} R_{ptt}^{\nu} C^{\nu},$$

где

$$F_{t0}^r = -R_0 + \sum_{\nu} R_{pt0}^{\nu} C_0^{\nu};$$

$$R_{ptt}^{\nu} = R^{\nu} + \frac{2}{\Delta t} R_{\alpha}^{\nu}, \quad R_{pt0}^{\nu} = R_0^{\nu} - \frac{2}{\Delta t} R_{\alpha 0}^{\nu}.$$

Расчет вектора функционалов R требует предварительного табулирования $m+2$ матриц R^{rp} , R^m , R^m и столько же матриц с нижним индексом α .

Некоторые из функционалов, входящих в R , могут характеризовать те протекающие в реакторе процессы, которые существенно изменяют его свойства. Их значения будут использованы для вычисления реакторных констант на следующем шаге.

Список литературы

1. Bonalumi R.A. A rigorous diffusion model for cell homogenisation//Energia Nucleare. 1973. Vol. 20. P. 39.
2. Bonalumi R.A. Rigorous homogenized diffusion theory parameters for neutrons//NSE. 1981. Vol. 77 P. 219.
3. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Уточнение метода гомогенизации гетерогенного реактора//Атомная энергия. 1977. Т. 43. Вып. 4. С. 247.
4. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1981. Вып. 5 (18). С. 31.
5. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Эффективный одногрупповой коэффициент диффузии нейтронов в решетках реакторов//Атомная энергия. 1985. Т. 59. Вып. 2. с. 91.

6. Кочуров Б.П. Вычисление матрицы эффективных граничных условий на поверхности многозонного цилиндрического блока: Препринт/ИТЭФ-164. М., 1980.
7. Кочуров Б.П. Численные методы в теории гетерогенного реактора. М.: Атомиздат, 1980.
8. Nodal methods for VVER core analysis/D.M. Lizorkin, V. Pshenin, A. Novikov, A. Lazarenko//Specialist Meeting on Advanced Calculations Methods for Power Reactors. Cadache. France. 10—14 September, 1990.
9. Пшенин В.В., Новиков А.Н., Сурначева И.И. Анализ возможностей повышения точности мелкосеточных расчетов ВВЭР на примерах решения задач в плоской геометрии//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1988. Вып. 4. С. 13—20.
10. Майоров Л.В., Труханов Г.Я., Франк-Каменецкий А.Д. Применение альбедного метода к расчету пучка стержней: Препринт/ИАЭ-1987. М., 1970.
11. Майоров Л.В. Некоторые вопросы теории гомогенизации//Мат. Симп. ВМК по физике ВВЭР, Прага: ЦЯД, 1979.
12. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. М.: Энергоатомиздат, 1988.
13. Сборник трудов ВМК. Т. 2: Теоретические исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР. М., 1991.
14. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973.
15. Weiss Z. Some basic properties of the response matrix equations//Nuclear Science and Engineering, 1977. Vol. 63. No 4. P. 457—492.

Статья поступила в редакцию
8 июля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 3—10.

УДК 621.313.322:51.001.57

О МОДЕЛИРОВАНИИ АВТОНОМНОЙ ЭНЕРГОУСТАНОВКИ С АСИНХРОННЫМ ГЕНЕРАТОРОМ И ПРИМЕНЕНИИ ДЛЯ ЭТОГО ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ГЕНЕРАТОРА

А.В. Куликов, Л.М. Горбунов

Предлагается использование численно-аналитического метода расчета генератора при описании автономной энергоустановки. Приводятся описание модели, результаты расчетов. Оценивается область применимости модели.

ON MODELLING A SELF-CONTAINED POWER PLANT WITH ASYNCHRONOUS GENERATOR USING NUMERICAL AND ANALITICAL METHOD OF GENERATOR DESIGN. A.V. KULIKOV, L.M. GORBUNOV. A numerical-analitical method for designing a generator in modelling a self-contained power plant is proposed. The model description and the numerical results are presented. The scope of the model is assessed.

Объектом рассмотрения является автономная энергоустановка (АЭУ), состоящая из парогенерирующего контура и асинхронного турбогенератора (АТГ), причем питание собственных электропотребителей (в частности питательного насоса) происходит от этого генератора (рис. 1).

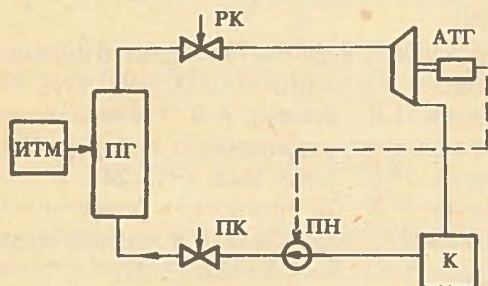


Рис. 1. Расчетная схема энергоустановки: ИТМ — источник тепловой мощности; ПГ — парогенератор; РК — регулирующий (паровой) клапан; АТГ — асинхронный турбогенератор; К — конденсатор; ПН — питательный насос; ПК — питательный клапан

Такая взаимосвязь приводит к тому, что при изменении напряжения и частоты АТГ изменяются условия работы электропотребителей, что в свою очередь может влиять на работу АТГ в связи с изменением параметров теплового контура (например, снижение напряжения может вести к изменению напора насоса, к изменению расхода питательной воды и т.д.).

Необходимость учета этой взаимосвязи требует моделирования процессов не только в тепловом контуре, но и в АТГ. Однако существующие модели АТГ (на базе уравнений типа Парка — Горева) [1] содержат малые постоянные времени, требуют интегрирования с относительно малым шагом и соответственно сравнительно больших затрат машинного времени. При этом совместное интегрирование (с одинаковым шагом) “тепловых” и “электрических” уравнений нецелесообразно. Раздельное интегрирование (с различным шагом) более приемлемо, но главный недостаток — большие затраты времени на расчет “электрических” уравнений — при этом сохраняется.

Предлагаемая для использования модель АТГ позволяет увеличить шаг интегрирования примерно на два

порядка и приблизить его к шагу, обычному для расчетов теплогидравлических процессов. Метод, на основе которого построена численно-аналитическая модель АТГ, был предложен в [2] для случая постоянной частоты вращения ротора для режима самовозбуждения. В [2] переходный процесс разбивается на отдельные временные интервалы. На каждом из них система нелинейных уравнений заменяется на соответствующую линейную, ищется ее решение, после чего константы в найденных решениях "припасовываются" на границах интервалов, исходя из требований непрерывности. Основная нелинейность генератора учитывается при нахождении решения на каждом интервале времени, т.е. значение взаимной индуктивности берется в зависимости от намагничивающего тока.

Предлагаемая численно-аналитическая схема охватывает более широкий класс режимов — учитывает переменность частоты вращения ротора. Одновременно несколько изменено, по сравнению с [2], описание нелинейности — используется зависимость взаимной индуктивности от амплитуды ЭДС намагничивания, которая вычисляется по амплитуде напряжения и параметрам системы. Решение ищется в виде

$$u(t) = U(t) \sin \{ \omega(t) t \}, \quad (1)$$

где u — мгновенное значение напряжения; t — время; U — амплитуда напряжения; ω — частота напряжения.

Выходными параметрами модели являются U и ω . При их нахождении нелинейная система уравнений аналогично [2] заменяется на линейную на отдельных интервалах времени. Для линейной системы вычисляются собственные числа характеристического уравнения. Комплексно-сопряженная пара корней с наибольшей реальной частью соответствует основной гармонике напряжения АТГ, и на каждом из временных интервалов выходные параметры модели определяются следующим образом:

$$\omega(t) = \text{Im } \lambda^{\max} = \text{const}; \quad (2)$$

$$U(t) = U(t_1) \exp \{ \text{Re } \lambda^{\max} (t - t_1) \} \text{ при } t \in [t_1, t_2], \quad (3)$$

где λ^{\max} — комплексный корень с наибольшей реальной частью; t_1, t_2 — границы временного интервала.

Данная схема реализована в программе (с использованием подпрограмм из стандартного математического обеспечения ЕС ЭВМ), производящей указанные операции с автоматическим выбором интервала времени, исходя из критерия малости изменения нелинейности. Алгоритм расчета схематично может быть представлен следующим образом:

1. Задание значений переменных (U, ω) и параметров системы в момент времени t_1 .
2. Линеаризация и вычисление собственных чисел (λ_i).
3. Выбор пары корней с наибольшей реальной частью (λ^{\max}).
4. Вычисление U в момент времени t_2 .
5. Проверка выполнения критерия

$$\left| \frac{L_m \{ U(t_2) \} - L_m \{ U(t_1) \}}{L_m \{ U(t_1) \}} \right| \leq \epsilon,$$

где L_m — взаимная индуктивность между статором и ротором; ϵ — граница выполнения критерия.

6. При невыполнении критерия — уменьшение интервала времени и возврат к 4.

7. При выполнении критерия — вычисление текущих значений $U(t), \omega(t)$ по формулам (2), (3).

8. Повторение цикла вычислений для следующего интервала времени, начиная с 1.

По данной программе проводились численные расчеты переходных процессов при изменении нагрузки, частоты вращения, емкости АТГ, при самовозбуждении генератора (без тепловых уравнений).

Результаты расчетов приведены на рис. 2. Одновременно проводились расчеты тех же режимов по исходной нелинейной модели, основанной на уравнениях Парка—Горева. По проведенному сравнению оценивалась область применимости численно-аналитической схемы.

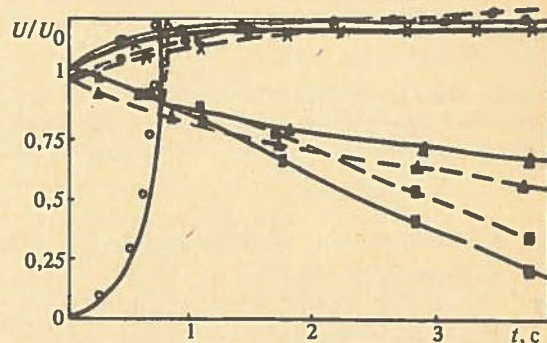


Рис. 2. Сравнение расчетных результатов: — — исходная модель; --- — численно-аналитическая схема; o — режим самовозбуждения; * — наброс емкости; x — сброс нагрузки; ^ — наброс нагрузки; ■ — изменение частоты вращения генератора

Наиболее хорошее совпадение наблюдается в стационарных режимах и в режиме самовозбуждения. Разница в амплитудах напряжения для сравнения моделей составляет $\sim 2 \div 5\%$.

В режимах изменения частоты вращения совпадение худшее. Разница составляет около 10%.

В режимах скачкообразного изменения нагрузки или емкости характер переходного процесса в численно-аналитической модели отличается от исходного, поскольку форма колебаний не описывается. Разница в амплитудах составляет $\sim 2 \div 10\%$, кроме того, переходный процесс по численно-аналитической схеме протекает несколько дольше.

Режимы типа короткого замыкания, т.е. со скачкообразным изменением параметров, в результате которого нарушаются условия существования автоколебаний, в данном алгоритме расчета не описываются.

Таким образом, численно-аналитическую схему можно предложить для включения в модель АЭУ для расчетов стационарных, квазистационарных и режимов со скачкообразным возмущением, не нарушающим условия существования автоколебаний, причем точность тем выше, чем меньше величина возмущения.

Список литературы

1. Лищенко А.И., Лесник В.А. Асинхронная машина с массивным ферромагнитным ротором. — Киев: Наукова думка, 1984.

2. Кицис С.И. Переходные процессы емкостного самовозбуждения асинхронного генератора под нагрузкой // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1977. № 4. С. 27—42.

Статья поступила в редакцию
11 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 10—12.

УДК 621.039.514

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В МНОГОЗОННЫХ РЕАКТОРНЫХ СИСТЕМАХ

О.Ф. Кухарчук, А.В. Гулевич, А.В. Зродников

Предлагается модель динамики многозонной реакторной установки, реализованная в виде программного комплекса для персонального компьютера. Эффективность разработанных алгоритмов иллюстрируется на примере расчета импульсного режима работы реакторной установки нетрадиционного типа.

A MATHEMATICAL MODEL AND A SOFTWARE SYSTEM FOR ANALYZING TRANSIENT PROCESSES IN MULTIZONE REACTOR SYSTEMS. O.F. KOUKHARTCHUK, A.V. GOULEVITCH, A.V. ZRODNIKOV. A model of the multizone reactor plant dynamics is presented, implemented as a PC software system. The effectiveness of the algorithms developed is illustrated by designing a pulsed-mode operation of a non-traditional-type reactor plant.

При математическом моделировании штатных переходных процессов и аварийных режимов работы реакторных установок, для расчета пространственно-временного поведения нейтронного поля используются различные приближения основного кинетического уравнения (точечное приближение, диффузионное, транспортное и т.д.). Одним из возможных подходов для описания нестационарного переноса нейтронов является многозонный подход, который основывается на условном разбиении реакторной системы на относительно большие размножающие зоны (или самостоятельные реакторы) по пространству. В этом случае для описания нейтронной кинетики можно использовать модели [1, 2], позволяющие учитывать изменение условий размножения нейтронов в каждой из зон. Такой подход оказался особенно эффективным при моделировании процессов в нетрадиционных реакторных системах (связанные импульсные реакторы, быстрый импульсный реактор и подкритический лазерный блок и т.п.).

В работе [3] предложена обобщенная математическая модель динамики многозонной реакторной установки, основанная на уравнениях кинетики связанных реакторов и тепловой динамики, которая имеет вид (начальные условия определяются условиями задачи):

$$\left. \begin{aligned} l_j \dot{n}_j(t) &= (k_{jj}(1-\beta) - 1) n_j(t) + \\ &+ (1-\beta) \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^n k_{jk} n_k(t - \tau_{jk}) + \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} &+ \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^D k_{jk} \lambda_i c_{ik}(t - \tau_{jk}) + s_j \\ \dot{c}_{ij}(t) &= \beta_i n_j(t) - \lambda_i c_{ij}(t); \\ k_{jj}(t) &= k_j^0 + \sum_{m=1}^M \Delta k_{jm}^T(T) + \Delta k_j^N(N) + \Delta k_j^{\text{BOЗ}}(t); \\ (mc)_m \dot{T}_m &= \sum_{j=1}^N \alpha_{jm} n_j - \sum_{l=1}^M \gamma_{ml}(T_m - T_l) - \sum_{n=i}^M \epsilon_{mn}(T_m^4 - T_n^4). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где n_j — скорость делений в j -м реакторе; c_{ij} — концентрация предшественников запаздывающих нейтронов группы i в j -м реакторе; k_{jj} и l_j — коэффициент размножения (с учетом запаздывающих нейтронов) и среднее время жизни мгновенных нейтронов в j -м реакторе соответственно; k_{jk} — коэффициент нейтронной связи j -го и k -го реакторов; λ_i , β_i и $\beta = \sum \beta_i$ — параметры запаздывающих нейтронов (предполагаются одинаковыми для всех реакторов); D — число групп запаздывающих нейтронов ($D = 6$); s_j — скорость делений в j -м реакторе от нейтронов внешнего источника; τ_{jk} — среднее время жизни мгновенного нейтрона, родившегося в зоне k и вызвавшего деление в зоне j (время запаздывания).

В уравнениях для тепловых процессов (теплопроводность, конвекция, излучение и т.п.) в реакторной установке, состоящей из M конструктивных элементов

(например, элементы топлива, отражателя, замедлителя, контура охлаждения и т.п.), введены следующие обозначения: α_{jm} — доля тепловой мощности j -го реактора, выделяемая в m -м элементе конструкции; T_m , $(mc)_m$ — температура и массовая теплоемкость m -го элемента соответственно; γ_{ml} — эффективный коэффициент теплопередачи между m -м и l -м элементами (учитывает процессы теплопроводности и конвективного теплообмена); ϵ_{mn} — эффективный коэффициент излучательного теплообмена между m -м и n -м элементами ($\epsilon_{mn} = \epsilon \sigma F$, где ϵ — приведенная степень черноты; σ — постоянной Стефана—Больцмана; F — площадь излучающей поверхности).

В уравнениях обратных связей имеем следующие параметры: k_j^0 — коэффициент размножения нейтронов в j -м реакторе в нулевой момент времени; Δk_{jm}^T — изменение коэффициента размножения нейтронов в j -м реакторе, связанное с изменением температуры m -го элемента конструкции; Δk_j^N — изменение коэффициента размножения нейтронов в j -м реакторе, связанное с изменением его мощности; Δk_j^{BO3} — возмущение коэффициента размножения нейтронов в j -м реакторе, не связанное с изменением температуры конструктивных элементов и мощности реактора.

Отметим, что в линейном приближении температурные эффекты реактивности могут быть записаны в виде $\Delta k_{jm}^T = \alpha_{jm}(T_m(\tau) - T_m(0))$, где α_{jm} — температурный коэффициент реактивности; $T_m(0)$ — значение температуры m -го элемента конструкции в нулевой момент времени.

Система уравнений (1) является “жесткой” из-за существенного различия времени жизни мгновенных нейтронов ($l \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$ с), постоянных распада предшественников запаздывающих нейтронов ($1/\lambda \sim 0,1 \div 10$ с) и характерных периодов тепловых процессов (0,1—10 с).

При построении процедуры численного интегрирования системы (1) использовался следующий прием [3, 4]. В исходной системе уравнений условно выделялись две подсистемы — “быстрая”, включающая уравнения для скоростей делений n_j , и “медленная”, объединяющая уравнения для концентраций предшественников запаздывающих нейтронов и уравнения для температур в объеме установки. На каждом шаге интегрирования решение “быстрой” подсистемы находилось при “замороженных” значениях параметров “медленной” подсистемы, которую можно интегрировать одним из известных методов, например явным методом Эйлера [5]. В последнем случае значение текущего шага интегрирования может выбираться по оценке минимального мгновенного периода на левой границе:

$$H = \delta \cdot \min (n_i / \frac{dn_i}{dt}), \text{ где } \delta \text{ — настроечный параметр.}$$

Раздельное (внутри шага) интегрирование “быстрой” и “медленной” подсистем модели (1) позволяет

значительно сократить общее количество вычислений при решении нестационарных задач, что особенно важно при использовании разработанных машинных программ на малых ЭВМ и персональных компьютерах.

Разработанные жесткоустойчивые алгоритмы численного интегрирования системы дифференциальных уравнений модели (1) были реализованы в виде программного комплекса POKER (Point Kinetics Equations of Reactor) для персонального компьютера типа IBM PC. Комплекс имеет модульную структуру, содержит блок нейтронной кинетики и тепловой блок и предназначен для исследования переходных процессов в реакторных установках с учетом температурных обратных связей при различных законах изменения реактивности и интенсивности внешнего источника нейтронов.

Основные динамические характеристики реакторной системы (зависимости мощности реактора, температур элементов конструкции активной зоны и контура охлаждения, реактивности и т.п. от времени), а также промежуточная информация могут представляться на экране дисплея в графической форме.

Для иллюстрации эффективности предлагаемого подхода моделировались нестационарные быстропротекающие процессы переноса нейтронов в установке, состоящей из быстрого реактора и мультиплицирующего подкритического блока [6, 7] и работающей в режиме импульсной генерации нейтронов. Для исследования пространственных эффектов размножающий блок разбивался на четыре зоны (рис. 1). На рис. 2 показана двумерная функция, описывающая радиальное изменение формы нейтронного потока во времени, построенная на основе зависимостей $N_i(t)$.

Таким образом, использование модели нейтронной кинетики N связанных реакторов позволяет значительно расширить область применимости точечного приближения в задачах анализа переходных процессов. Предлагаемые алгоритмы решения дифференциальных уравнений, описывающих нейтронную кинетику, дают возможность эффективно интегрировать системы “жестких” дифференциальных уравнений, описывающих нестационарные процессы в реакторных системах.

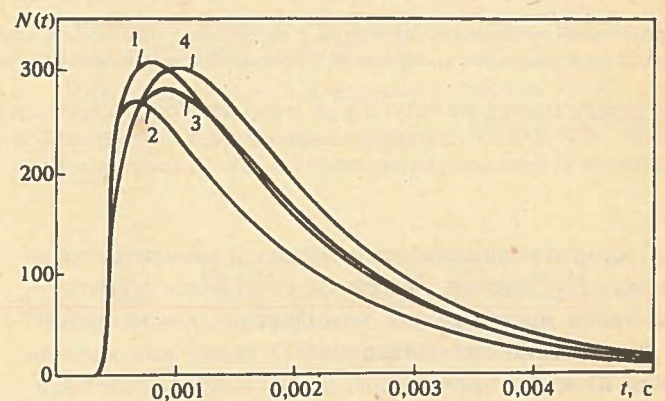


Рис. 1. Поведение во времени мощности в зонах 1 — 4 подкритического блока

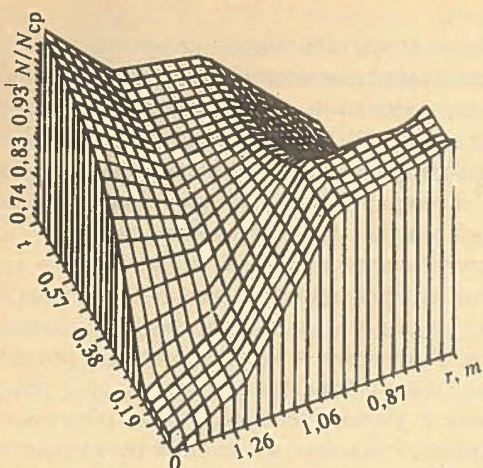


Рис. 2. Относительное радиальное распределение нейтронного потока во времени

Разработанный программный комплекс POKER может использоваться при решении задач анализа и синтеза алгоритмов оптимального управления ЯЭУ, при расчетном анализе процессов импульсной генерации нейтронов, аварийных ситуациях, а также при разработке учебных тренажеров.

Список литературы

1. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов // Атомная энергия. 1975. Т. 39. № 6. С. 392.

2. Эйвери Р. Теория связанных реакторов // Тр. Второй Женевской конф. Избр. докл. иностр. уч. М.: Атомиздат, 1958. Т. 3. С. 321.
3. Кухарчук О.Ф., Гулевич А.В., Зродников А.В. Комплекс программ для моделирования нестационарных процессов в системах связанных реакторов: Препринт/ФЭИ. № 2065. Обнинск, 1990.
4. Математическое моделирование нестационарных процессов при аварии с разгоном критсборки на мгновенных нейтронах. Нейтронно-физические проблемы безопасности ядерно-энергетических установок // Тез. докл. VI Всесоюз. сем. по пробл. физики реакторов/А.В. Гулевич, О.А. Еловский, А.В. Зродников, О.Ф. Кухарчук. М.: ЦНИИ Атоминформ, 1989. С. 15.
5. Бахвалов Н.С. и др. Численные методы. М.: Наука, 1987.
6. Применение интегральной модели нейтронной кинетики к расчету многозонных размножающих систем: Препринт/А.В. Гулевич, О.Ф. Кухарчук, В.Б. Полевой, С.В. Полевой; ФЭИ. № 2129. Обнинск, 1990.
7. Дьяченко П.П. и др. Комбинированная термоядерная установка с реакторно-лазерным драйвером для промышленного получения электроэнергии: Препринт/ФЭИ. № 2197. Обнинск, 1990.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 12—14.

УДК 621.039:536.75

ИНТЕГРАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕГО КАНАЛА НА ОСНОВЕ АНАЛИТИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ

Э.А. Таиров, В.В. Запов

Представлен приближенный подход к построению нелинейной интегральной модели динамики парогенерирующего канала, использующий аппроксимацию входных возмущений в сочетании с аналитическим решением кусочно-линеаризуемых уравнений.

INTEGRAL MODEL OF NONLINEAR DYNAMICS OF A VAPOR-GENERATING CHANNEL BASED ON THE ANALYTICAL SOLUTIONS. E.A. TAYROV, V.V. ZAPOV. An approximated approach to constructing a nonlinear integral dynamics model of a vapor-generating channel using an approximation of input perturbations combined with the analytical solution of piecewise linearized equations is presented.

Построение динамических моделей элементов энергетических установок относится к наиболее дорогостоящей части программных комплексов, ориентированных на решение оптимизационных задач или использование в составе тренажеров. В последнем случае предпочтение отдается упрощенным моделям с менее жесткими требованиями по точности воспроизведения динамических процессов при условии правильного предсказания конечных установившихся отклонений парамет-

ров, но обладающим достаточным быстродействием. В настоящее время нет четкой классификации динамических моделей по типам решаемых задач, а в способах их реализации главенствуют развитые методы прямого численного интегрирования дифференциальных уравнений в частных производных по пространственно-временной области определения искомых параметров (ограничимся, в частности, указаниями на [1, 2]). При необходимости используются упрощенные модели с повы-

шенным быстродействием, от уравнений с распределенными параметрами обычно переходят к точечным моделям [3—5].

Вместе с тем, если граничные условия к задаче формируют вектор входных возмущений $\bar{X}(\tau)$, а реакция динамической системы может быть представлена вектор-функцией $\bar{Y}(z, \tau)$, удобным является использование модели явных связей, построенной по принципу "вход-выход" $\bar{Y} = A\bar{X}$. Оператор A является интегральным, и применение линейного интеграла свертки для построения динамических моделей теплообменных аппаратов описывалось ранее в [6, 7].

В данной работе рассматриваются формальные основы построения приближенного дискретного аналога нелинейного интегрального оператора A и его использование для описания нестационарных процессов в парогенерирующем канале при глубоких возмущениях. Родственные идеи по использованию интегральных соотношений, получаемых на базе фундаментального решения задачи, лежат в основе интенсивно развиваемого в вычислительной математике метода граничных элементов [8—10].

В отличие от получившей широкое применение в анализе устойчивости теплоносителя в каналах "интегральной модели количества движения" [11—13], где применена интегральная форма записи уравнения сохранения количества движения, по существу играющего роль обратной связи в краевой задаче динамики, здесь рассмотрим также для "медленных движений" переход к интегральным соотношениям в уравнениях энергии и неразрывности на основе аналитических решений типа функции Грина с учетом возможности задания граничных условий достаточно произвольного вида.

Запишем в отклонениях от исходного стационарного режима систему одномерных уравнений сохранения массы, энергии для потока теплоносителя, рассматриваемого в гомогенной идеализации, и уравнение теплового баланса для материала стенки:

$$f \frac{\partial \Delta \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \Delta D}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$f \rho \frac{\partial \Delta i}{\partial \tau} + D \frac{\partial \Delta i}{\partial z} + \Delta D \frac{di_0}{dz} = \Delta \alpha h(\theta_0 - t_0) + \alpha h(\Delta \theta - \Delta t); \quad (2)$$

$$g_m c_m \frac{\partial \Delta \theta}{\partial \tau} = \Delta q - \Delta \alpha h(\theta_0 - t_0) - \alpha h(\Delta \theta - \Delta t). \quad (3)$$

Здесь τ — время; z — осевая координата; ρ , t , i — плотность, температура и энтальпия теплоносителя; c_m , θ — удельная теплоемкость и температура стенки; q — линейная плотность теплового потока; α — коэффициент теплоотдачи; h , g_m — отнесенные к единице длины канала поверхность теплообмена и масса металла стенки; f — площадь сечения канала; величина Δ свободна от ограничения в виде требования малости, $D = D_0 + \Delta D$, $\alpha = \alpha_0 + \Delta \alpha$.

Система (1)—(3) замыкается набором стандартных соотношений, при вычислении α применяется коррекция погрешности [14], связанной с переходом от урав-

нения теплопроводности к уравнению теплового баланса (3). Далее рассмотрим вопрос о нахождении интегральных эквивалентов уравнений (1)—(3), полагая для них известными законы изменения энтальпии и расхода в начальном сечении канала, а также тепловой нагрузки и давления. Связь уравнений (1)—(3) с уравнением количества движения восстанавливается в общей структурной схеме решения соответствующей краевой задачи.

Участок слабосжимаемого потока с сосредоточенными параметрами. Введем подчиненную задачу, вытекающую из (1)—(3) при следующих допущениях: а) параметры изменяются линейно по длине (в этом случае имеем модель с сосредоточенными параметрами); б) коэффициент теплоотдачи есть функция расхода $\alpha = KD^n$, причем $n = 1$; в) теплофизические свойства веществ постоянны.

Нелинейность переходных процессов здесь обусловлена переменным значением расхода. Полученное для этой задачи в [15] точное аналитическое решение при произвольной форме возмущающих воздействий было использовано для исследования сигналов ступенчатой формы. Для наглядности ограничимся возмущениями расхода и теплоподвода:

$$\left. \begin{aligned} D(\tau) &= D_0 + \Delta D(\tau) = D_0 + \Delta D_1 u(\tau - \tau_1) + \\ &\quad + \Delta D_2 u(\tau - \tau_2) + \dots; \\ Q(\tau) &= Q_0 + \Delta Q(\tau) = Q_0 + \Delta Q_1 u(\tau - \tau_1) + \\ &\quad + \Delta Q_2 u(\tau - \tau_2) + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где u — единичная функция; τ_1 примем равным нулю.

Подстановка (4) в точное решение задачи даст для первого временного интервала $\tau_1 \leq \tau < \tau_2$, $u(\tau - \tau_m) = 0$, $m = 2, 3, \dots$ следующие выражения:

$$\begin{aligned} \Delta i(\tau) &= \left(\frac{\Delta Q_1}{D_1} - \frac{Q_0 \Delta D_1}{D_0 D_1} \right) \left(1 - \frac{s_1 e^{-s_2 D_1 \tau} - s_2 e^{-s_1 D_1 \tau}}{s_1 - s_2} \right) = \\ &= h_{i,q,1}(\tau) \Delta Q_1 + h_{i,D,1}(\tau) \Delta D_1, \end{aligned} \quad (5)$$

где $h_{i,q,1}$ и $h_{i,D,1}$ представляют разгонные переходные функции объекта; они переходят в известные решения [16] линейной задачи, если вместо возмущенного расхода D_1 подставить значение D_0 .

Для следующего временного интервала $\tau_2 \leq \tau < \tau_3$, $u(\tau - \tau_m) = 0$, $m = 3, 4, \dots$, решение приводится к выражению

$$\begin{aligned} \Delta i(\tau) &= \left(\frac{\Delta Q_1}{D_1} - \frac{Q_0 \Delta D_1}{D_0 D_1} \right) \left(1 - \frac{\alpha_2 s_1 e^{-s_2 D_1 \tau} - \alpha_1 s_2 e^{-s_1 D_1 \tau}}{s_1 - s_2} \right) + \\ &\quad + \left(\frac{\Delta Q_2}{D_2} - \frac{Q_1 \Delta D_2}{D_1 D_2} \right) \left(1 - \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \frac{s_1 e^{-s_2 D_2 (\tau - \tau_2)} - s_2 e^{-s_1 D_2 (\tau - \tau_2)}}{s_1 - s_2} \right) =$$

$$= h_{iq,1}^* (\tau) \Delta Q_1 + h_{iD,1}^* (\tau) \Delta D_1 +$$

$$+ h_{iq,2} (\tau - \tau_2) \Delta Q_2 + h_{iD,2} (\tau - \tau_2) \Delta D_2. \quad (6)$$

Здесь $Q_1 = Q_0 + \Delta Q_1$; $D_1 = D_0 + \Delta D_1$; $D_2 = D_1 + \Delta D_2$; $\alpha_1 = e^{-s_1 \Delta D_2 (\tau - \tau_2)}$; $\alpha_2 = e^{-s_2 \Delta D_2 (\tau - \tau_2)}$; $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ при $\tau < \tau_2$.

Как видно, в случае $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ имеем $h_{iq,1}^* = h_{iq,1}$, $h_{iD,1}^* = h_{iD,1}$.

Выражения $h_{iq,2}$ и $h_{iD,2}$ в (6) представляют разгонные переходные функции, вычисленные от условно стационарного состояния, определяемого значениями исходных параметров, взятыми при $\tau = \tau_2$. Таким образом, $h_{iq,1}^*$ и $h_{iD,1}^*$ следует рассматривать как аддитивно входящую реакцию на нестационарные начальные условия, в которых находилась система ко времени τ_2 . Со множители α_1 и α_2 выполняют при этом коррекцию продолжения решения (5) на интервале $[\tau_2, \tau_3]$ с учетом изменившихся условий процесса.

Потребовав, чтобы $\Delta D_2 \ll D_1$, можем рассматривать α_1 и α_2 как "медленные" экспоненты, которые, кроме того, отстают от главных экспонент решения на величину τ_2 . В силу этого можно ожидать, что в области значимых величин главных экспонент отклонение α_1 и α_2 от единицы будет достаточно малым, а с ростом τ влиянием α_1 и α_2 на уже ставшими малыми величины можно пренебречь. Тогда приближенно полагая на всем рассматриваемом временном интервале $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, вместо точного решения (6) можем записать

$$\Delta i(\tau) = \sum_{m=1}^2 [h_{iq,m} \Delta Q_m + h_{iD,m} \Delta D_m], \quad \tau_2 \leq \tau < \tau_3. \quad (7)$$

Таким же образом строится продолжение формул (5) и (7) на последующие временные интервалы.

Выражение (7) структурно совпадает с описанием линеаризованных задач, но нетрудно убедиться, что в нем учтены основные нелинейные свойства динамической системы, выражаемые зависимостью характеристической функции h от возмущающей функции и от наличия перекрестных связей между информационными каналами распространения возмущений.

Наряду с представленными соотношениями можно построить последовательность более точных (скорректированных) приближений рассмотренной задачи, но этот вопрос является предметом отдельного анализа и здесь не рассматривается.

Обобщенное динамическое соотношение. Рассмотрим основное динамическое соотношение, лежащее в основе формул (5), (7):

$$\Delta y(\tau) = \sum_{m=1}^k h_{yx,m} (\tau - \tau_m) \Delta x_m, \quad \tau_k \leq \tau < \tau_{k+1}. \quad (8)$$

Принимая во внимание известную связь между импульсной и разгонной переходными функциями, имеем

$$\Delta y(\tau) = \sum_{m=1}^k \int_0^{\tau} E_{yx,m} (\tau - \tau_m - t) \Delta x_m dt =$$

$$= \sum_{m=1}^k \int_{\tau_m}^{\tau} E_{yx,m} (\tau - \tau_m - t) \Delta x_m dt.$$

Здесь Δx_m представляет одну из ступенек кусочно-постоянной входной функции.

Очевидно, что ступенчатую функцию можно рассматривать как частный случай кусочно-гладкой аппроксимации вида

$$\Delta x_m(\tau) = \begin{cases} 0, & \tau < \tau_m; \\ f_m(\tau), & \tau_m \leq \tau < \tau_m + \Delta \tau_m; \\ \Delta x_m = \text{const}, & \tau \geq \tau_m + \Delta \tau_m. \end{cases} \quad (9)$$

Тогда вместо (8) получим

$$\Delta y(\tau) = \sum_{m=1}^k J_{yx,m} (\tau - \tau_m, \Delta x_m(\tau)). \quad (10)$$

Здесь $J_{yx,m} (\tau - \tau_m, \Delta x_m(\tau)) = \int_{\tau_m}^{\tau} E_{yx,m} (\tau - \tau_m - t) \Delta x_m(t) dt$;

$\Delta x_m(t)$ определено соотношением (9), вид $f_m(t)$ выбирается из удобства аналитического вычисления интегралов $J_{yx,m}$.

Однофазный участок с распределенными параметрами. Входные возмущения расхода, теплоподвода, давления и энтальпии аппроксимируются ступенчатыми функциями вида (4). Следовательно, расчетные соотношения для изменений энтальпии и расхода могут быть записаны следующим образом:

$$\Delta i(z, \tau) = \sum_{m=1}^k (h_{iD,m} \Delta D_m + h_{iq,m} \Delta q + h_{ii,m} \Delta i_{вхm} + h_{ip,m} \Delta p_m);$$

$$\Delta D(z, \tau) = \sum_{m=1}^k (h_{DD,m} \Delta D_m + h_{Dq,m} \Delta q +$$

$$+ h_{Di,m} \Delta i_{вхm} + h_{Dp,m} \Delta p_m), \quad \tau_k \leq \tau < \tau_{k+1}.$$

Выражения переходных функций находятся из решения уравнений (1) — (3), которые предварительно линеаризуются около множества состояний, определяемых сочетанием параметров D_m , q_m , p_m , $i_{вхm}$. При линеаризации сохраняются члены, обеспечивающие соответствие полных динамических отклонений статическим законам. Этим же исключается накопление погрешностей при счете по формулам (11). Общей является следующая параметрическая форма представления решений:

$$h_{yx,m}^{(k)} = h_{yx,m}^{(k)}(z, \tau -$$

$$- \tau_m, D_{m-1}, D_m, q_{m-1}, c_{вк}, \rho_{вк}, f_{1m}, f_{2k}).$$

Здесь f_1 и f_2 представляют выражение для коэффициента теплоотдачи $\alpha = k f_1(D) f_2(i, p)$; индекс k означает,

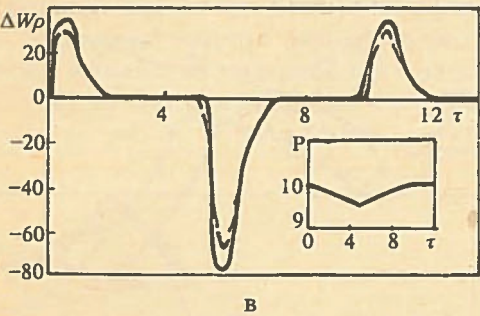
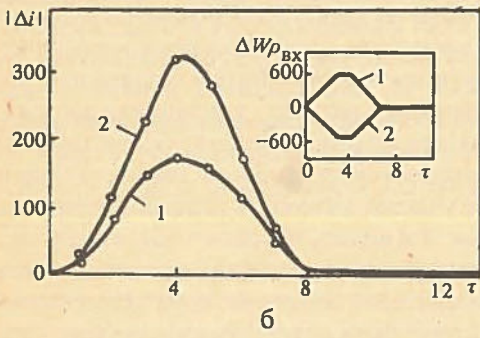
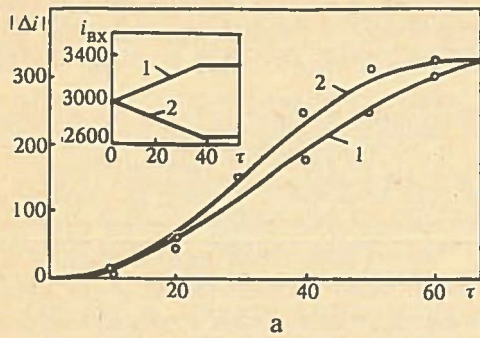


Рис. 1. Переходные процессы в канале с однофазной (а) и двухфазной (б, в) средой (пар) при различных по знаку возмущениях энтальпии (а) и массовой скорости (б), а также при кратковременном снижении давления (в): — — численное решение; — — интегральная модель

что теплофизические свойства рассчитываются по текущему состоянию процесса на момент времени τ_k .

Решения уравнений (1) — (3) выражаются в терминах специальных бесселевых функций [16], например:

$$h_{iD,m} = -\frac{c}{c-1} \frac{q_{m-1}/D_{m-1}}{\alpha h} c_B \left[\frac{\tau}{T_M} - \left(n - \frac{c}{c-1}\right) \varphi_0 - V_2 \right];$$

$$h_{iq,m} = \frac{c}{c-1} \frac{1}{\alpha h} c_B \left[\frac{\tau}{T_M} - \frac{1}{1-c} \varphi_0 - V_2 \right]; \quad (12)$$

$$h_{ii,m} = V_1,$$

где $\varphi_0 = 1 - e^{-s_0 \tau} - V_1 + V_{1,c}$; $T_M = (g_m c_m) / \alpha h$; $c = -(g_m c_m) / (g_b c_b)$; $s_0 = (1 - c) / T_M$; n — показатель степени при $D_b f_1$; аргументами специальных функций V являются безразмерные критериальные комплексы, объединяющие независимые переменные и коэффициенты уравнений

$$\xi = \frac{z \alpha h}{D c}; \quad \eta = \frac{\tau}{T_M} + \frac{\xi}{c}.$$

Применение формул (11), (12) для расчета переходных процессов в электрообогреваемой трубе при раз-

личных и достаточно произвольных законах возмущения расхода горячей воды, а также совместных изменениях расхода и теплоподвода показало, что наибольшая величина среднеквадратического отклонения расчетных значений энтальпии потока от опытных данных не превышает 5%. При этом выявлена оптимизирующая роль шага ступенчатой аппроксимации, выбор которого зависит от инерционных свойств динамической системы [15, 17].

В экспериментах, выполненных с перегретым паром, трудно выделить на фоне действующих возмущений роль нелинейности, определяемой переменными теплофизическими свойствами теплоносителя. Поэтому сравнение аналитического расчета проводилось с результатами численного интегрирования исходной системы дифференциальных уравнений. На рис. 1, а представлены результаты вычислений, проведенных двумя способами, при возмущении входного значения энтальпии пара, взятого вблизи линии насыщения при давлении 20 МПа (w_p , кг/(м²·с); Δi , кДж/кг; τ , с). Величины расхода на входе обогреваемого участка и теплоподвода здесь постоянны. Таким образом, зависимость динамического процесса от знака возмущения здесь обусловлена только переменностью теплофизических свойств, главным образом удельной теплоемкости пара, во времени.

Участок с кипящим теплоносителем. Учитывая малоинерционность нестационарных процессов на участке с кипящей жидкостью, здесь предпочтительнее использовать кусочно-линейную аппроксимацию входных воздействий. Функция $f_m(\tau)$ в (9) задается как $f_m(\tau) = k_m \tau$, где $k_m = \Delta x_m / \Delta \tau_m = (x_{m+1} - x_m) / (\tau_{m+1} - \tau_m)$. Расчет динамики энтальпии и расхода ведется по формулам, аналогичным (11), но с использованием интегралов J_{yx} (10). Необходимые для вычисления интегралов выражения импульсных переходных функций получены на основе представленного в [16] решения уравнений (1) — (3) для двухфазного потока, но со скорректированными параметрами. Для определения динамики энтальпии и расхода необходимо иметь две четверки характеристик, которые, после выделения в них временных членов, представляются в следующем виде:

$$E_{yx}(z, \tau) = \begin{cases} R_{yx,1}^\delta \delta(\tau) + R_{yx,1}^0 e^{\tau/T_0} + R_{yx,1}^m e^{-\tau/T_m}, & \tau < \tau_{тр}; \\ R_{yx,2}^\delta \delta(\tau - \tau_{тр}) + R_{yx,2}^m e^{-\tau/T_m}, & \tau \geq \tau_{тр}. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь R — величины, не зависящие от τ ; $\tau_{тр}$ — транспортное запаздывание; δ — дельта-функция.

С учетом (13) и (9) найдено общее выражение интеграла J_{yx} . Поскольку минимальная длительность импульсных переходных функций характеризуется значением $\tau_{тр}$, принято условие $\Delta \tau_m < \tau_{трm}$. Ниже приведено одно из частных выражений, полученное для $J_{iD}(z, \tau - \tau_m, \Delta D_m)$ при наличии сопутствующего возмущения по теплоподводу:

$$J_{iD,m} = \begin{cases} \frac{k_m v_{\text{вх}}}{b D_{m-1}} (\tau_m^* + T_0 + T_0 e^{\tau_m^*/T_0}), & 0 < \tau_m^* \leq \Delta\tau_m; \\ \frac{v_{\text{вх}}}{b D_{m-1}} [k_m T_0 (e^{(\tau_m^* - \Delta\tau_m)/T_0} - e^{\tau_m^*/T_0}) + \Delta D_m], & \Delta\tau_m < \tau_m^* \leq \tau_{\text{тр},m}; \\ \frac{v_{\text{вх}}}{b D_{m-1}} [k_m T_0 e^{(\tau_m^* - \Delta\tau_m)/T_0} - & \\ - k_m A_m (\tau_m^* - \tau_{\text{тр},m} + T_0) + \Delta D_m], & \tau_{\text{тр},m} < \tau_m^* \leq \tau_{\text{тр},m} + \Delta\tau_m; \\ - \frac{q_{m-1} z}{D_{m-1} D_m} \Delta D_m, & \tau_m^* > \tau_{\text{тр},m} + \Delta\tau. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь $T_0 = \frac{f}{b q_{m-1}}$; $\tau_{\text{тр}} = T_0 \ln A_m$; $A_m = 1 + \frac{b q_{m-1} z}{D_m v_{\text{вх}}}$;
 $b = \frac{v'' - v'}{r}$; v — удельный объем.

Сопоставление расчетов с численными решениями уравнений динамики гомогенного двухфазного потока показывает, что интегральная модель достаточно хорошо описывает нелинейные переходные процессы и учитывает их сложный характер (рис. 1, б, в).

Парогенерирующий канал. Расчетная модель парогенерирующего канала структурно представлена тремя участками — экономайзерным, испарительным, перегревательным. С учетом особенностей теплообмена граница испарительного участка привязывается к точке начала интенсивного парообразования, правая граница — к точке перехода к ухудшенному теплообмену. Таким образом, перегревательный участок, представленный в модели, объединяет в себе зону ухудшенного теплообмена $i_{\text{тр}} < i < i''$ и область $i > i''$, что учитывается при нахождении динамических характеристик этого участка. В прямоточных системах обе границы испарительного участка перемещаются в ходе переходного процесса и в общем случае могут достигать крайних сечений канала. Расчетные и экспериментальные исследования динамики парогенерирующего канала по модели с фиксированными внутренними границами показали, что при возмущениях ΔD и Δq до 20% неучет смены режимов теплообмена в зоне положения границ не приводит к существенным погрешностям расчета динамики параметров пара на выходе из канала и паросодержания в равновесной области. Это позволяет ввести приближенные способы учета движения границ в структурной модели, используя применяемый в интегральной модели принцип суперпозиции элементарных реакций, отвечающих различным состояниям динамической системы, характеризуемым в том числе последовательностью координат перемещения границ структурных элементов, за исключением граничных сечений, относительно которых проводится расчет. В вычислительном алгоритме, объединяющем рассмотренные выше модели однофазного участка, их стыковка осуществляется при различных “замороженных” на уровне элементарных реакций положениях координат участков, а общая операция суммирования проводится только на закрепленном конце

канала. В алгоритме допускается также изменение количества структурных участков во время переходного процесса.

Для апробации алгоритма были проведены эксперименты на электрообогреваемой трубе диаметром 18/11 мм и длиной обогреваемой части 18,67 м. В средней части трубы на расстоянии 10,26 м от входа установлен датчик паросодержания. На вход подавалась недогретая до кипения вода, на выходе в исходном и конечном установившихся режимах всегда был перегретый пар, что обеспечивало надежное измерение температуры потока на начальном и конечном периодах переходных процессов. Чтобы обеспечить выполнение этого условия, возмущения расхода создавались колоколообразной формы. Кратность увеличения расхода в точке максимума для ряда опытов была более двух. При этом из-за сильного смещения границ зоны кипения перегревательный участок исчезал в середине процесса полностью. Из рис. 2, а видно, что расчетная модель достаточно близко воспроизводит динамику процесса, включая повторное появление перегрева пара. Нестационарность процесса может быть охарактеризована тем, что, например, в эксперименте №10 при возврате расхода к первоначальному значению, которое происходит на 88 с, динамическое отклонение энтальпии составляет — 400 кДж/кг и в эксперименте №1, на 150 с соответственно $\Delta i = -500$ кДж/кг.

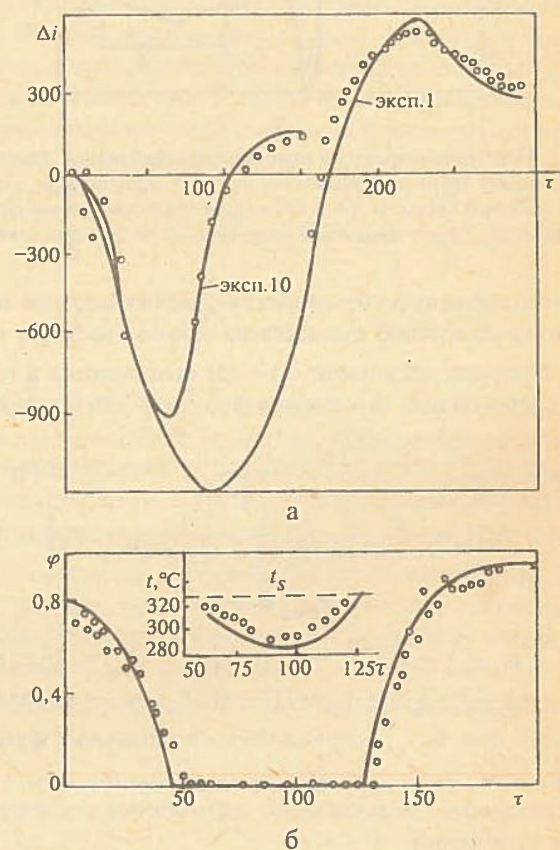


Рис. 2. Изменения энтальпии пара на выходе из парогенерирующей трубы (а) и для эксперимента №1 параметров теплоносителя (паросодержание смеси, температура воды) в средней ее части (б) при колоколообразных возмущениях расхода: \circ — эксперимент; — — интегральная модель

Динамика параметров потока в средней части канала, где размещается испарительный участок, представлена на рис. 2,б. Здесь граница начала кипения дважды пересекает рассматриваемое сечение, в котором одновременно измерялись паросодержание и температура потока. Расчетные значения $\Delta i(z, \tau)$, переведенные в динамику истинного объемного паросодержания и температуру потока, удовлетворительно согласуются с обоими видами независимых измерений.

Другая часть экспериментов была посвящена воспроизведению режимов изменения паропроизводительности канала в 1,5—2 раза согласованными изменениями во времени расхода и теплоподвода. Поскольку возмущения наносились вручную, выходная температура совершала случайные движения (рис. 3). Длительность возмущения из-за большой инерционности парогенерирующего канала, содержащего перегревательный участок, менялась от 25 с (эксперимент 22) до 100 с (эксперимент 21).

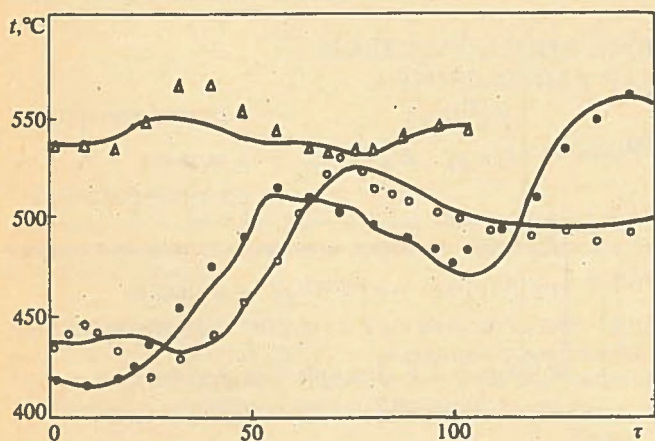


Рис. 3. Динамика температуры пара на выходе из парогенерирующей трубы при одновременных изменениях расхода и теплопровода в 1,5—2 раза: $\circ, \square, \triangle$ — эксперименты 20, 21 и 22 соответственно; — — интегральная модель

Вычислительный алгоритм реализован на ЭЦВМ БЭСМ-6. Время счета распределяется следующим образом: стационарные состояния — 3—5%, экономайзерный участок — 12—23%, испарительный участок — 38—67%, перегревательный участок — 19—36%. Скорость счета по отношению к реальному процессу при расчетном шаге 3 с повышается в 30 раз.

Отметим, что в процессе вычислений в интегральной модели не происходит накопления погрешностей расчета, тем самым обеспечивается точность предсказания конечного установившегося состояния. Отсутствие жесткого ограничения на расчетный шаг по времени позволяет выбирать его исходя из требования полноты представления кривой переходного процесса. Предложенный алгоритм может быть усовершенствован в части применения его к моделированию более быстрых процессов и дальнейшего повышения быстродействия.

1. Кузнецов Ю.Н. Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Миронов Ю.В., Разина М.С., Фомичева Т.И. Математическая модель и метод численного решения нестационарных задач в программе TRANSSEM//ВАНТ. Сер. Физика и техн. ядерных реакторов. 1987. № 3. С. 3—11.
3. Wyatt P.W., Kumar S. Verified simulation of a nuclear reactor transient in real time: Steam generator tube leak//Proc. Summer Comput. Simul. Conf.; Denver, Colo, July 19—21. 1982. Yolla, Calif.; 1982. P. 587—592.
4. Федоров В.И., Воробьева Н.Г. Математическое моделирование и исследование нестационарных процессов в элементах пароводяного контура//Вести АН БССР. Сер. ФЭН. 1986. № 1. С. 32—37.
5. Моделирование элементов и систем первого контура АЭС с блоками ВВЭР-440 на малых ЭВМ в реальном масштабе времени//В.И. Плютинский, В.В. Охотин и др.//Труды МЭИ. 1980. Вып. 503. С. 99—108.
6. Комплекс программ для цифрового моделирования объектов с распределенными параметрами в многоканальных замкнутых САП/ В.М. Рущинский, А.Я. Френкель и др.//Вопр. пробл. киберн. 1974. № 39. С. 58—64.
7. Корольков Б.П., Таиров Э.А. Метод интегральных уравнений в краевой задаче динамики теплообмена//Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 1. С. 82—88.
8. Бенерджи П., Баттерфильд Р. Методы граничных элементов в прикладных науках. М.: Мир, 1984.
9. Бреббия К., Теллес Ж., Вробил Л. Методы граничных элементов. М.: Мир, 1987.
10. Громадка П.Т., Лей Ч. Комплексный метод граничных элементов. М.: Мир, 1990.
11. Мейер, Роуз. Применение интегральной модели количества движения для изучения колебаний потока в параллельных каналах при кипении//Теплопередача. Сер. С. 1963. Т. 85. № 1. С. 3—14.
12. Кузнецов Ю.А., Сабаев Е.Ф. Интегральная модель количества движения для одномерных двухфазных потоков//Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 14. № 2. С. 321—327.
13. Сабаев Е.Ф. Системы сравнения для нелинейных дифференциальных уравнений и их приложения в динамике реакторов. М.: Атомиздат, 1980.
14. Крашенинников В.В. О допустимости замены уравнения теплопроводности стенки трубы уравнением баланса тепла при исследовании переходных процессов в теплообменниках//ИФЖ. 1970. Т. 19. №6. С. 1079—1087.
15. Таиров Э.А. Нелинейное моделирование динамики теплообмена в канале с однофазным теплоносителем//Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1989. № 1. С. 150—155.
16. Серов Е.П., Корольков Б.П. Динамика парогенераторов. М.: Энергоатомиздат, 1981.

17. Корольков Б.П., Таиров Э.А. Динамика теплообмена в канале при непрерывно изменяющемся расходе теплоносителя // Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук. 1986. № 1. С. 28—32.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 14—20.

УДК 621.039.5

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ СВОЙСТВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА РБМК

И.В. Зонов, В.А. Хотылев, Н.В. Щукин, Д.А. Лысов

Рассматривается быстродействующий алгоритм контроля и прогнозирования трехмерного энергораспределения в процессе перегрузки ТК и передвижения стержней СУЗ. Результаты численных экспериментов показывают возможность применения алгоритма для эксплуатационных расчетов и функционального тренажера РБМК.

MODELLING OF ENERGY DISTRIBUTION UNDER LOCALLY DISTURBED PARAMETERS IN A HIGH-POWER CHANNEL REACTOR CORE. I.V. ZONOV, V.A. KHOTYLEV, N.V. SHCHUKIN, D.A. LYSOV. A high-speed algorithm for the control and prediction of the 3-d energy distribution under a service channel overload and displacement of the safety and control system rods is presented. Numerical results show that the algorithm can be used in the service design and the RBMK functional simulator.

Для расчета и прогнозирования энергораспределения в трехмерной геометрии при внесении локальных возмущений в свойства среды (перегрузка ТК, перемещение органов регулирования и т.п.) была разработана квазистационарная математическая модель, основанная на физических представлениях о протекании процессов в большом ядерном реакторе. В основу модели положено предположение, что при определенных условиях возможно провести декомпозицию полномасштабной трехмерной задачи, т.е.:

1) выделить ограниченную область активной зоны для детального трехмерного расчета вносимого локального возмущения;

2) приближенно рассчитать граничные условия для этой области с помощью решения двумерной полномасштабной задачи в исходном состоянии и некоторого аксиального профиля.

Полномасштабное распределение нейтронного поля описывается системой двумерных двухгрупповых уравнений диффузии. В численном методе решения системы реализован взаимосогласованный расчет макроконстант среды и нейтронного поля, а также коррекция коэффициентов расчетной модели по экспериментальной информации о радиальном (в плоскости $x-y$) нейтронном поле. В выделенной области решается уравнение в тех же приближениях в трехмерной $x-y-z$ геометрии с неоднородными граничными условиями на боковых гранях:

$$-\nabla D^{(g)}(x,y,z) \nabla \Phi^{(g)}(x,y,z) + \Sigma_{ad}^{(g)}(x,y,z) \Phi^{(g)}(x,y,z) = Q^{(g)}(x,y,z);$$

$$\Phi^{(g)}(x,y,z) \Big|_r = R^{(g)}(x,y) f^{(g)}(z);$$

$$\nabla \Phi^{(g)}(x,y,h_3) + \gamma^{(g)} \Phi^{(g)}(x,y,h_3) = 0;$$

$$R^{(g)}(x,y) = \begin{cases} R_0^{(g)}(x,y) & \text{— в задаче контроля;} \\ \xi(x,y) \cdot R_0^{(g)}(x,y) & \text{— в задаче} \\ & \text{прогнозирования;} \end{cases}$$

$$f^{(g)}(z) = \begin{cases} f_T^{(g)}(z) & \text{— в задаче контроля;} \\ \alpha f_0^{(g)}(z) + (1-\alpha) \Psi^{(g)}(z) & \text{— в задаче} \\ & \text{прогнозирования;} \end{cases}$$

$$\Psi^{(g)}(z) = \lambda \int_{(x,y) \in S} \beta(x,y) \Phi^{(g)}(x,y,z) dx dy,$$

где $R_0^{(g)}(x,y)$ — решение двумерной полномасштабной задачи в исходном состоянии; $\xi(x,y)$ — коэффициент микроструктуры; $f_0^{(g)}, f_T^{(g)}(z)$ — экспериментальный аксиальный профиль в исходном и в текущем состояниях соответственно; α — коэффициент смешения, рассчитываемого и измененного аксиальных нейтронных распределений (величина α выбирается из условия наилучшего совпадения расчетов с экспериментальными данными); λ — нормировочный множитель; $\beta(x,y)$ — весовая функция, определяемая через нормированную корреляционную функцию* и зависящая от наличия или отсутствия высотного датчика контроля энерговыделения (ДКЭВ) в рассчитываемой области.

Величина $\xi(x,y)$ зависит от глубины погружения стержней СУЗ, перегружаемой сборки, типа перегрузки; для ее определения используются коэффициенты микроструктуры из программы ПРИЗМА*. При расчете нейтронного поля в исходном состоянии в выделенной области производится коррекция коэффициентов модели в аксиальном направлении по экспериментальным данным.

* Филиппчук Е.В., Потапенко П.Т., Постников В.В. Управление нейтронным полем ядерного реактора. М.: Энергоатомиздат, 1981.

Изложенный алгоритм был реализован в виде ЭВМ-программы ВЕТЕР и прошел тестирование на реальных исходных данных о поведении нейтронного поля при перегрузках ТК и передвижении стержней СУЗ на реакторах Курской и Ленинградской АЭС. Максимальная погрешность в определении мощности ТВС составила 5%, аксиального коэффициента неравномерности энерговыделения — 4%. Для максимальных величин в пределах рассматриваемой области погрешность примерно на 30% ниже.

Быстродействие программы достигается разделением задачи на неоперативный полномасштабный двумер-

ный расчет исходного состояния и оперативный локальный трехмерный, который может многократно повторяться в процессе внесения возмущения.

Время трехмерного расчета области размером 49 ячеек в плане и 28 точек по высоте на ЭВМ ЕС-1035 составляет менее 1 мин, что позволяет широко использовать программу в эксплуатационных расчетах и в качестве функционального тренажера РБМК.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 20—21.

УДК 532.529

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА И ОСАЖДЕНИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Н.В. Иванов, В.Н. Пискунов

Предлагается новый алгоритм решения методом Монте-Карло задач переноса аэрозолей в турбулентной атмосфере, основанный на частичной факторизации решения уравнения диффузии. Предполагается, что тензор диффузии — диагональный и что параметры атмосферы зависят только от высоты и времени.

MODELLING THE TRANSFER AND PRECIPITATION PROCESSES OF AEROSOL PARTICLES USING THE MONTE-CARLO METHOD. N.V. IVANOV, V.N. PISKUNOV. A new algorithm is presented for analyzing the aerosol transfer problems in the turbulent atmosphere, using the Monte-Carlo method. The algorithm is based on the partial factorization of the diffusion equation solution. The diffusion tensor is supposed to be diagonal and the atmosphere parameters depend only on the height and time.

В последнее время возникла потребность в создании тренажеров для АЭС, которые могли бы прогнозировать последствия тяжелых аварий, в том числе с разрушением защитной оболочки реактора и здания АЭС. В авариях важным фактором являются выброс в атмосферу радиоактивных веществ и загрязнение местности на значительных площадях.

При разумных предположениях процесс распространения облака аэрозолей в атмосфере описывается полуэмпирическим уравнением турбулентной диффузии, коэффициенты которого являются известными функциями состояния атмосферы. Взаимодействие частиц с подстилающей поверхностью моделируется заданием граничного условия. Таким образом, расчет загрязнения местности сводится к численному решению начально-краевой задачи для трехмерного уравнения диффузии. При численном решении данной задачи был выбран метод Монте-Карло и, чтобы уменьшить вычислительные затраты, сделаны следующие упрощающие предположения: недиагональные элементы тензора атмосферной турбулентной диффузии равны нулю; коэффициенты уравнения зависят только от одной координаты — высоты.

В этих предположениях основное уравнение и граничное условие на подстилающей поверхности $x_3 = 0$

(для мгновенного источника имеем начальное условие $n(\vec{x}, 0) = Q(\vec{x})$) имеют вид:

$$\frac{\partial n(\vec{x}, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[D_k(x_3) \frac{\partial n}{\partial x_3} - u_k(x_3) n \right]; \quad (1)$$

$$j(x_1, x_2, 0, t) = \alpha n(x_1, x_2, 0, t). \quad (2)$$

Здесь $n(\vec{x}, t)$ — концентрация аэрозольных частиц в момент времени t в точке $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$, где координата x_3 — высота; $D_k(x_3)$ — диагональные элементы D_{kk} тензора диффузии; $u_k(x_3)$ — коэффициенты сноса; $Q(\vec{x})$ — источник частиц.

Поскольку задача линейная, то источник без потери общности можно взять точечным:

$$Q(\vec{x}) = \delta(x_1) \delta(x_2) \delta(x_3 - H), \quad (3)$$

где H — высота расположения облака аэрозолей.

Величина $j(\vec{x}, t)$, входящая в граничное условие, имеет смысл потока частиц вдоль оси x_3 ; $j(\vec{x}, t) = D_3 \frac{\partial n}{\partial x_3} - u_3 n$. Коэффициент α в граничном условии характеризует скорость поглощения частиц подстилающей поверхностью (при полном поглощении $\alpha = \infty$). Компоненты u_1, u_2 вектора сноса \vec{u} совпадают с компонентами скорости ветра v_1, v_2 на данной высоте,

а u_3 складывается из скорости седиментации w и скорости подъема облака v_3 (например, за счет архимедовой силы). Отметим, что некоторые коэффициенты уравнения и источник частиц могут зависеть от размера частиц. Учет этой зависимости не вызывает особых затруднений в методе Монте-Карло и поэтому для сокращения опускается.

В практических приложениях наибольший интерес представляет плотность выпадений частиц S в точке поверхности (x_1, x_2) , определяющая загрязнение местности аэрозолями:

$$S(x_1, x_2) = \int_0^{\infty} j(x_1, x_2, 0, t) dt. \quad (4)$$

При построении методики основное внимание уделено расчету этой величины на заданной сетке точек поверхности $x_3 = 0$.

Формально схема решения данной задачи методом Монте-Карло хорошо известна. С уравнением диффузии связывается некоторый случайный процесс блуждания частиц и расчет необходимых величин сводится к численному моделированию траекторий этих частиц. Однако при реализации этой схемы возникает ряд трудностей. Во-первых, траектории частиц в нашем случае будут диффузионными, а методы их численного моделирования только начинают развиваться. Во-вторых, для вычисления с хорошей статистической точностью плотности выпадений в некоторой точке (x_1, x_2) необходимо, чтобы в окрестность этой точки попало достаточно большое число траекторий частиц. Поскольку параметры сетки на поверхности обычно никак не согласованы с параметрами атмосферы, то вклад окрестности большинства точек оказывается чрезвычайно малым. Поэтому расчеты плотности выпадений на подробных сетках требуют очень больших затрат времени на ЭВМ.

Чтобы понять, как эти трудности можно обойти, рассмотрим сначала модельную задачу с постоянными коэффициентами сноса и диффузии по координатам x_1, x_2 . Легко видеть, что решение такой задачи можно факторизовать:

$$n(\vec{x}, t) = \hat{n}(x_3, t) \prod_{i=1}^2 \exp \left[-\frac{(x_i - u_i t)^2}{4D_i t} \right] / \sqrt{4\pi t D_i}. \quad (5)$$

Здесь $\hat{n}(x_3, t)$ — решение одномерного уравнения диффузии

$$\frac{\partial \hat{n}}{\partial t} = \frac{\partial \hat{j}}{\partial x_3}; \quad \hat{j} = D_3 \frac{\partial \hat{n}}{\partial x_3} - v_3 \hat{n}$$

с начально-краевыми условиями $\hat{n}(x_3, 0) = \delta(x - H)$; $\hat{j}(0, t) = \alpha \hat{n}(0, t)$, где $\hat{j}(x_3, t)$ — соответствующий одномерный поток частиц.

Подставляя (5) в формулу (4) для S , получим

$$S(x_1, x_2) = \int_0^{\infty} \hat{j}(0, t) \Phi(x_1, x_2, t) dt,$$

где для краткости Φ — произведение экспонент.

Можно показать, что входящий в последнее выражение поток частиц $\hat{j}(0, t)$ имеет следующий вероятностный смысл. Пусть $\tau(H)$ есть случайная величина, имеющая смысл времени гибели частицы, родившейся в точке $x_3 = H$. Тогда, пользуясь сведениями из теории случайных процессов, можно доказать, что поток частиц $\hat{j}(0, t)$ есть плотность распределения случайной величины $\tau(H)$. Отсюда сразу вытекает следующая схема расчета плотности выпадений методом Монте-Карло. Моделируем траектории частиц до момента их гибели и запоминаем времена гибели τ_k . Плотность выпадений приближенно вычисляем по формуле

$$S(x_1, x_2) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \Phi(x_1, x_2, \tau_k),$$

где N — число смоделированных траекторий.

Легко видеть, что эта схема позволяет на каждой траектории оценивать плотность выпадений сразу во всех интересующих нас точках подстилающей поверхности. В результате величину $S(x_1, x_2)$ удастся рассчитать с хорошей точностью на любой сетке точек за приемлемое время. Отметим также, что в данном случае удастся решить трехмерную задачу, моделируя только одномерные траектории частиц.

Покажем теперь, что схему с аналогичными свойствами можно построить для исходной задачи. Для этого будем искать решение уравнения (1) с граничными и начальными условиями (2), (3) и параметрами D_i, \vec{u} , зависящими от высоты, в виде разложения по распределениям Гаусса:

$$n(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int d\gamma d\beta \hat{n}(x_3, t, \gamma, \beta) \prod_{i=1}^2 \exp \left[-\frac{(x_i - \gamma_i)^2}{4\beta_i} \right] / \sqrt{\beta_i}, \quad (6)$$

где $\gamma = (\gamma_1, \gamma_2)$ и $\beta = (\beta_1, \beta_2)$ — параметры, меняющиеся в следующих пределах: $-\infty < \gamma_i < \infty$; $\beta_i \geq 0$.

Подстановкой в (1) можно убедиться, что функция \hat{n} удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \hat{n}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \hat{n}}{\partial \gamma_i} + D_i \frac{\partial \hat{n}}{\partial \beta_i} = \frac{\partial \hat{j}}{\partial x_3}; \quad \hat{j} = D_3 \frac{\partial \hat{n}}{\partial x_3} - u_3 \hat{n} \quad (7)$$

с начально-краевыми условиями

$$\hat{n}(x_3, 0, \gamma, \beta) = \delta(x_3 - H) \delta(\gamma) \delta(\beta);$$

$$\hat{n}(x_3, t, \gamma, \beta) = 0 \quad \text{при} \quad \beta_1 = 0 \quad \text{или} \quad \beta_2 = 0;$$

$$\hat{j}(0, t, \gamma, \beta) = \alpha \hat{n}(0, t, \gamma, \beta).$$

На первый взгляд новое уравнение (7) не проще исходного (1), а даже сложнее, поскольку исходное — трехмерное, а новое — пятимерное. Однако процесс блуждания частиц, определяемый новым уравнением (7), имеет одно полезное свойство. В этом уравнении диффузионный оператор действует только по координате x_3 . Поэтому при блуждании частиц диффузионным образом меняется только координата x_3 , а фиктивные координаты частиц $\gamma(t)$ и $\beta(t)$ определяются как решения обыкновенных дифференциальных уравнений

$$d_t \gamma_i(t) = u_i [x_3(t)]; \quad d_t \beta_i(t) = D_i [x_3(t)]; \quad i = 1, 2,$$

где $x_3(t)$ — диффузионная траектория блуждания частиц по оси x_3 .

По существу процесс численного решения (7) сводится к моделированию одномерных диффузионных траекторий $x_3(t)$. Плотность выпадений S находится интегрированием по t, γ, β :

$$S(x_1, x_2) = \int_0^{\infty} dt \int d\gamma \int d\beta \hat{j}(0, t, \gamma, \beta) \Phi(x_1, x_2, \gamma, \beta). \quad (8)$$

Из теории случайных процессов известно, что входящий в (8) поток \hat{j} имеет смысл плотности совместного распределения координат γ, β в момент гибели для частицы, находившейся при $t = 0$ в точке $x_3 = H$. Отсюда вытекает следующая схема расчета величины S методом Монте-Карло. Моделируем траектории частиц и фиксируем значения величин γ и β в момент гибели. Значение S оценивается по формуле

$$S(x_1, x_2) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \Phi(x_1, x_2, \gamma_k, \beta_k),$$

где N — число смоделированных траекторий.

Нетрудно видеть, что в предложенной схеме каждая траектория дает вклад сразу для всех интересующих нас точек поверхности, что существенно удешевляет расчеты по сравнению с прямым моделированием, не использующим (8). Данная схема обладает нужными качествами и фактически очень близка к схеме для модельной задачи, рассмотренной выше.

Численный метод моделирования траекторий $x_3(t)$ основан на том, что проводится разбиение полуоси $x_3 \geq 0$ на отрезки, внутри которых D_i и \vec{u} считаются постоянными, и используются аналитические решения уравнения диффузии со сложными начальными и граничными условиями. Эти решения имеют довольно громоздкий вид и в большинстве случаев записываются в виде бесконечных рядов, численное суммирование которых занимает значительное время на ЭВМ. Существенно, что их удалось аппроксимировать простыми формулами, имеющими точность не ниже шести знаков.

Отметим, что предложенный метод без принципиальных изменений может быть применен и для явно зависящих от времени параметров атмосферы с меняющимся по высоте направлением ветра, а также для протяженных источников. Возможно обобщение на случай подстилающей поверхности с переменными коэффициентами поглощения $\alpha(x_1, x_2)$ и для расчета концентраций $n(\vec{x}, t)$. Принципиальные затруднения вызывает расчет переноса аэрозолей над местностью со сложным рельефом и скоростью ветра, зависящей от координат поверхности x_1, x_2 .

На основе изложенной методики написана программа на языке ФОРТРАН объемом порядка 2000 строк. Один расчет требует около одного часа времени на ЭВМ Б-6, при этом достигается точность 3—5%. В задачах с коэффициентами, зависящими от времени, затраты на расчет возрастают приблизительно на порядок. Для

иллюстрации приведем результаты численного решения двух задач.

Задача 1. Определим плотность выпадений невесомой примеси, скорость седиментации которой равна нулю. Величина скорости поглощения α согласно опытам Чемберлена была взята равной 10^{-2} м/с. Тензор диффузии предполагался изотропным: $D_1 = D_2 = D_3 = 35$ м²/с. Скорость ветра v_1 полагалась равной 10 м/с. Источник примеси предполагался точечным, мгновенным, расположенным на высоте $H = 100$ м. При расчете плотности выпадений S получены следующие результаты (Q — мощность источника):

x_1 , км	0	0,2	0,5	1	1,5
$S, 10^{-4}$ $Q/м^2$	2,64—10	8,03—5	1,98—4	2,10—4	1,90—4

2	3	4	5	7	9,9
1,43—4	1,08—4	9,32—5	7,67—5	4,61—5	3,67—5

Отметим, что до расстояния $x_1 \leq 9,9$ км поглотилось только 3,8% частиц. В расчете смоделировано 10^5 траекторий, что потребовало порядка одного часа времени на ЭВМ Б-6. Эта задача имеет аналитическое решение. Численные расчеты совпадают с аналитическим решением в максимуме плотности выпадений с точностью 1%; с уменьшением плотности на два порядка точность падает до 3%.

Задача 2. Учитываем всю совокупность атмосферных факторов, условий подъема и переноса высокотемпературного облака, численные параметры которого моделировали взрыв ВВ массой 30 кг на подставке высотой $H = 1$ м. Скорость поглощения оставлена прежней, а скорость седиментации взята равной $w = 1,5$ м/с, что соответствует осаждению частиц свинца радиусом 1 мкм. Скорость подъема облака определялась по формуле $v(x_3, t) = 2e^{-t/80}(1 - e^{-x_3})$, которая отвечает стабилизации облака на высоте 160 м. Диффузия анизотропна: $D_1 = 35$ м²/с; $D_2 = 10$ м²/с. Значения D_3 и скорости ветра переменны по высоте. Результаты расчетов приводим ниже в тех же единицах.

x_1 , км	0	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5
$S,$ 10^{-4} $Q/м^2$	0,144	4,44—2	5,5—3	2,35—4	5,3—7	5,5—7

1	2	5	10	20	50	100
7,7—6	4,1—5	1,1—4	8,3—5	4,8—5	2,6—5	1,3—5

Отметим, что до расстояния $x_1 \leq 1$ км поглощается 0,8% частиц, а до расстояния $x_1 \leq 100$ км — 23,3%. В этом расчете смоделировано $2 \cdot 10^5$ траекторий, что потребовало порядка 20 ч на ЭВМ Б-6. Статистическая точность результатов составила около 5%.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 21—24.

УДК 621.039.5:532.5

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ ЦИРКУЛЯЦИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ПЕРВОГО КОНТУРА ЯЭУ

Л.В. Смирнов, А.В. Яскеляин, В.Ф. Овчинников, А.И. Усанов

Проводится численное исследование двух математических моделей гидродинамических процессов в системе циркуляции ВВЭР-1000 в случае отключения или заклинивания одного ГЦН. При анализе результатов использован подход, основанный на выделении трех видов процессов с существенно разными временными масштабами. Эти процессы в случае ВВЭР-1000 сменяют друг друга от быстрых к более медленным. Указываются возможность и опасность смены медленных процессов быстрыми для систем циркуляции с другими параметрами или составом оборудования.

DYNAMIC PROPERTIES OF A NPP PRIMARY CIRCUIT COOLANT CIRCULATION SYSTEM. L.V. SMIRNOV, A.V. YASKELYAIN, V.F. OVCHINNIKOV, A.I. USANOV. A numerical analysis of two mathematical models of hydrodynamics processes in the WVER-1000 WPR circulation system is presented for the case of failure of one of the two hydrocirculating pumps. The analysis is based on distinguishing between three types of processes with substantially different time scales. In case of WVER-1000, these processes change from quicker to slower ones. A possibility and hazard of changing these processes from slower to quicker is discussed for circulation systems with different parameters or equipment.

Повышение требований к надежности и безопасности АЭС предполагает углубление анализа теплотехнической надежности и прочности реакторных установок при отказах или отклонениях в работе оборудования. В связи с этим проводился расчетный анализ гидродинамических процессов в системе циркуляции (СЦ) теплоносителя первого контура ВВЭР-1000 в случае остановки одного из четырех ГЦН. Цель расчета состояла в определении закона изменения давления и расхода теплоносителя для обоснования прочности оборудования и дополнительной проверки эффективности заложенных в проекте мер по увеличению времени выбега ГЦН. Анализ полученных результатов наряду с результатами других исследований позволяет наглядно продемонстрировать динамические свойства СЦ и связь этих свойств с характеристиками используемого оборудования.

Рассматривались переходные процессы, вызванные следующими видами возмущений:

1) отключением питания одного из четырех работающих ГЦН с последующим уменьшением скорости вращения рабочего колеса (n) и расхода теплоносителя (Q) в петле (выбег одного ГЦН);

2) быстрой, в предельном случае мгновенной, остановкой — так называемым заклиниванием рабочего колеса одного ГЦН.

Характер изменения n и Q в первом случае определяется запасенной кинетической энергией вращающихся масс отключенного ГЦН и движущегося теплоносителя, а также мощностью гидравлических и механических потерь. Существенное влияние на переходный процесс, особенно на его конечном этапе, оказывают три оставшиеся в работе ГЦН, создающие обратное течение теплоносителя в петле с отключенным ГЦН.

Процесс изменения расхода и давления во втором случае определяется инерцией теплоносителя, заданным законом изменения скорости вращения, гидравлическим сопротивлением остановленного ГЦН, а также работой остальных трех ГЦН.

Математические модели, использованные для анализа переходных процессов. Система циркуляции теплоносителя первого контура (рис. 1) представляет собой гидросистему, состоящую из четырех петель, работающих на общий участок — реактор. В каждой из них имеется ГЦН с электроприводом, парогенератор и циркуляционные трубопроводы. Клапаны, перекрывающие течение теплоносителя в петлях с отключенными ГЦН в установке не предусмотрены, а вращение отключенного ГЦН в обратном направлении блокируется. К одной из петель подключен компенсатор объема. Геометрические параметры петель одинаковы.

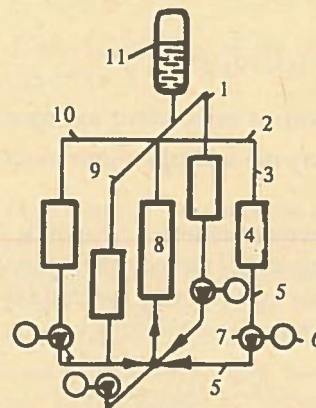


Рис. 1. Расчетная схема первого контура ВВЭР: 1, 2, 9, 10 — параллельные петли с насосами и парогенераторами; 3 — горячая нитка циркуляционного трубопровода; 4 — парогенератор; 5 — холодная нитка; 6 — привод ГЦН; 7 — ГЦН; 8 — реактор; 11 — компенсатор объема

Расчеты проводились численно с использованием математических моделей для нестационарных гидродинамических и механических процессов в системе циркуляции. Выбор модели зависит от параметров и характеристик используемого оборудования, а также от вида возмущения. В рассматриваемых гидродинамических процессах главную опасность для оборудования представляет гидравлический удар, поэтому в качестве основной принята модель одномерного течения вязкой сжимаемой жидкости с учетом радиальной податливости стенок трубопровода (как это принято в теории гидравлического удара [1,2]). Относительно медленные тепловые процессы и их влияние на плотность теплоносителя и скорость звука не учитывались.

Рассмотрим элементы СЦ с помощью набора уравнений динамики, из которых можно составить математическую модель этой системы.

Трубопроводы являются наиболее протяженными элементами системы, изменения расходов и давлений в которых описываются уравнениями [1,2]

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{C^2}{gS} \frac{\partial Q}{\partial s} = 0; \quad \frac{\partial y}{\partial s} + \frac{1}{gS} \frac{\partial Q}{\partial t} = -i, \quad (1)$$

где s — продольная координата; t — время; $y = P/\rho g + z$ — пьезометрический напор; $P(s, t)$ — давление; $Q(s, t)$ — объемный расход; ρ — плотность жидкости; $z(s)$ — пьезометрическая высота; g — ускорение силы тяжести; S — площадь проходного сечения; $i(Q)$ — гидравлический уклон, определяющийся потерями напора на единицу длины трубопровода; C — скорость звука в трубе с учетом сжимаемости теплоносителя и податливости стенок.

Краевые условия для уравнений (1) представляют собой значения напора в сечениях $s = 0$ и $s = l$, где l — длина трубопровода. Движение жидкости в трубе представляется адиабатическим, т.е. плотность является известной функцией напора $\rho = \rho(y)$ [2].

При определении гидравлических потерь используется гипотеза квазистационарности, т.е.

$$i(Q) = \lambda (Q | Q | / 2gd S^2),$$

где λ — коэффициент распределенных потерь на трение, определяемый по обычным формулам для стальных шероховатых труб [3]; d — диаметр трубы.

Гидравлические сопротивления в местах резкого изменения проходного сечения, в гиах трубы и т.п. предполагаются сосредоточенными и описываются формулой Вейсбаха [3]:

$$y_1 - y_2 = \xi_{12} (Q | Q | / 2g S^2),$$

где $y_1 - y_2$ — разность входного и выходного напоров; ξ_{12} — известный в каждом случае коэффициент местного сопротивления.

Объем — элемент с неоднородным течением и малым по сравнению с трубопроводом временем прохода звуковой волны — описывается уравнением материального баланса при равенстве напоров на входе и выходе:

$$\frac{d}{dt} \rho V = \rho(Q_1 - Q_2), \quad y_1 = y_2,$$

где V — величина объема; $Q_1 - Q_2$ — разность объемных расходов на входе и выходе соответственно.

Узел — элемент соединения нескольких трубопроводов — описывается уравнением неразрывности в предположении равенства напоров (y_i) в граничных сечениях соединяющихся трубопроводов:

$$\sum_{i=1}^k Q_i = 0, \quad y_i = y_{i+1}, \quad i = \overline{1, k-1},$$

где k — число соединяющихся в узле трубопроводов.

Циркуляционный насос для гидродинамических процессов представляется сосредоточенным элементом и описывается характеристикой напор — расход [4]:

$$y_2 - y_1 = H(n, Q) = \begin{cases} -B_1 Q^2 - B_2 n Q + B_3 n^2, & Q \leq 0; \\ B_4 Q^2 + B_2 n Q + B_3 n^2, & Q \geq 0, \end{cases}$$

где n — частота вращения рабочего колеса; B_i ($i = \overline{1,4}$)

— константы, зависящие от конструкции ГЦН и положительные для ГЦН-195М, который имеет монотонно падающую зависимость $H(n, Q)$ от расхода ($\partial H(n, Q) / \partial Q < 0$).

Качественный вид сечений поверхности $H(n, Q)$ плоскостями $n = \text{const}$ представлен на рис. 2.

Частота вращения рабочего колеса насоса определяется уравнением моментов:

$$2\pi J \frac{dn}{dt} = M_g(t) - M_c(n, Q), \quad (2)$$

где J — момент инерции вращающихся масс; $M_g(t)$ — движущийся момент;

$$M_c = C_1 Q | Q | \left(\frac{n}{n^0} - 1 \right) - \frac{n}{n^0} \Psi(Q)$$

момент сопротивления (см. рис. 2); $C_1, \Psi(Q)$ — положительная константа и полином с постоянными коэффициентами, зависящие от конструкции ГЦН.

Компенсатор объема в рассматриваемой задаче представлен в виде последовательно соединенных подводящего трубопровода и частично заполненного теплоносителем вертикального цилиндрического трубопровода с постоянным давлением на свободной поверхности. В силу слабой сжимаемости жидкости и большой площади поперечного сечения компенсатора влияние изменения высоты уровня не учитывалось.

Реактор представлен в виде последовательно соединенных объемов (входная и выходная камеры) и эквивалентного трубопровода, длина которого равна длине гидравлического тракта от входных до выходных патрубков, а проходное сечение равно среднему проходному сечению тракта. Учтены также все местные сопротивления. Вход и выход реактора полагались точечными узлами.

Каждый парогенератор также представлен двумя объемами (входной и выходной коллекторы) и трубой с эффективными параметрами. В соответствии с приведенной на рис. 1 расчетной схемой СЦ и указанным представлением ее отдельных частей в виде соединения перечисленных элементов получена математическая модель нестационарных гидродинамических процессов. В связи с учетом сжимаемости теплоносителя

эта модель кроме алгебраических и обыкновенных уравнений содержит уравнения в частных производных вида (1) для горячих и холодных циркуляционных трубопроводов, а также эквивалентных трубопроводов, включенных в модели реактора и парогенераторов.

Кроме этой модели с целью выяснения влияния начального возмущения и свойств оборудования на характер переходного процесса была также использована модель СЦ без учета сжимаемости теплоносителя. В этом случае основу модели составляет уравнение одномерного движения несжимаемой жидкости, которое получается в результате интегрирования по s уравнений (1) в предположении, что расход не зависит от s [2]. Это уравнение Бернулли для неустановившегося потока [3], которое можно рассматривать и как уравнение Лагранжа второго рода [5]. Каждая из петель с парогенератором и реактор при таком подходе рассматриваются как эквивалентный трубопровод, система уравнений движения СЦ значительно упрощается и принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_p}{S^2} \dot{Q}_p &= \rho g (y_2 - y_1) - \Delta P_p(Q_p); \\ \frac{m}{S^2} \dot{Q}_i &= \rho g (y_1 - y_2) - \Delta P_i(n_i, Q_i), \quad i = \overline{1,4}; \\ Q_p &= \sum_{i=1}^4 Q_i; \\ 2\pi J \dot{n}_i &= M_{ig}(t) - M_{ic}(n_i, Q_i), \quad i = \overline{1,4}, \end{aligned} \right\} (3)$$

где Q_p , Q_i — расход теплоносителя через реактор и i -ю петлю соответственно; $\Delta P_p(Q_p)$ — определяемая потерями на трение гидравлическая характеристика реактора; $\Delta P_i(n_i, Q_i)$ — определяемая потерями на трение и работой ГЦН суммарная гидравлическая характеристика петли [5]; m , m_p — масса движущегося теплоносителя в петле и реакторе соответственно; S — сечение прохода эквивалентного трубопровода.

Значения всех коэффициентов и вид нелинейных функций, входящих в уравнения математических моделей, приняты в соответствии с данными рабочего проекта установки ВВЭР-1000. Значения переменных в исходном равновесном режиме соответствовали номинальному равновесному режиму циркуляции. В соответствии с изучаемыми переходными процессами начальные возмущения имели следующий вид:

а) при заклинивании одного ГЦН предполагалось, что скорость вращения его рабочего колеса линейно уменьшалась до нуля: $n_i = n^0(1-t/\Delta t)$ при $0 < t < \Delta t$, где Δt — время торможения.

б) при отключении и выбеге одного ГЦН при $t = 0$ принимался равным нулю движущийся момент в уравнении (2), а скорости вращения оставшихся в работе ГЦН предполагались постоянными в течение всего процесса.

Характеристика ГЦН $H(n, Q)$ и зависимость

$M_c(n, Q)$ получены путем аппроксимации имеющихся зависимостей при номинальных оборотах и их экстраполяции на область малых оборотов с учетом известной характеристики остановленного ГЦН. Качественный вид этих функций приведен на рис. 2. Проверка качества экстраполяции проводилась путем расчета и сравнения с экспериментом процесса изменения расходов и скоростей вращения рабочих колес при одновременном отключении всех четырех ГЦН. Различие экспериментальных и расчетных значений расхода в течение первых 30 с, за которые расходы уменьшаются в e раз, составило менее 4%. Расчет аналогичного процесса при отсутствии маховика, установленного на валу каждого ГЦН, показал, что постоянная времени изменения расхода становится равной ~ 1 с, т.е. уменьшается более чем на порядок.

Для численного интегрирования уравнения вида (1) методом характеристик [2] сводились к системе уравнений в полных производных, а затем полная система уравнений динамики СЦ интегрировалась методом Эйлера. Программы расчета для обоих вариантов математической модели написаны на языке Fortran-77 для IBM PC/AT. Время счета 1 с переходного процесса по модели с учетом сжимаемости теплоносителя составило 15 мин.

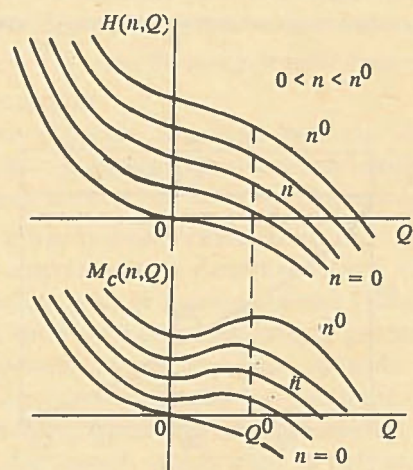


Рис. 2. Вид зависимости напора $H(n, Q)$ и момента сопротивления $M_c(n, Q)$ от n и Q

Результаты численного расчета переходных процессов (рис. 3—5). Расчеты режима заклинивания проводились до момента прекращения связанных с гидравлическим ударом быстрых процессов в режиме заклинивания рабочего колеса и до установленного нового равновесного режима при естественном выбеге отключенного ГЦН. Время остановки рабочего колеса варьи-

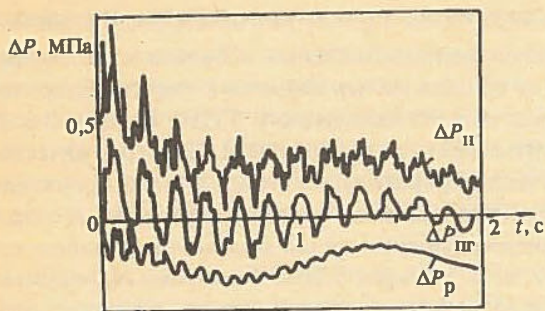


Рис. 3. Изменение давления на всасе ГЦН (ΔP_{II}), на входе парогенератора (ΔP_{III}) и на входе реактора (ΔP_P) при мгновенном торможении рабочего колеса петли

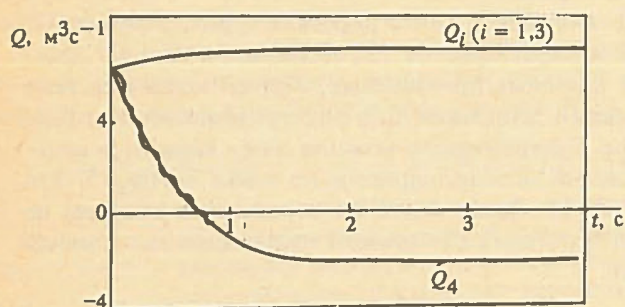


Рис. 4. Полученные по модели несжимаемого теплоносителя изменения расходов в петле с останавливающимся ГЦН (Q_4) и в петлях с работающими ГЦН ($Q_i, i = \overline{1,3}$) в случае заклинивания с $\Delta t = 0,1$ с (тонкая линия соответствует изменению расхода Q_4 при учете сжимаемости)

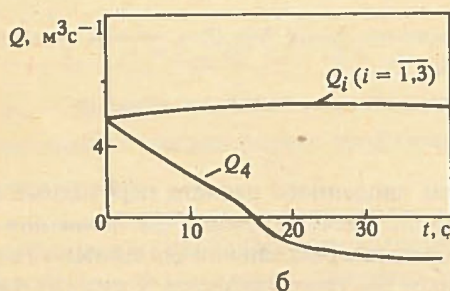
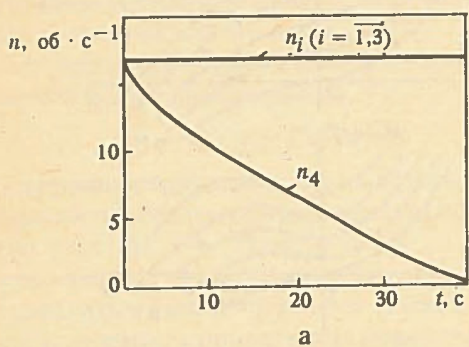


Рис. 5. Изменение оборотов (а) отключенного ГЦН и расходов (б) в петле с отключенным ($i = 4$) и с работающими ГЦН ($i = \overline{1,3}$) при выбеге

ровалось, а случай мгновенной остановки приводит к быстрому торможению потока и к максимальному по величине отклонению распределения давления от его исходного стационарного. Такой расчет имеет смысл, в частности, в связи с невозможностью оценки реального времени такого возмущения. Как это видно из представленных кривых, максимальное отклонение имеет давление на всасе ГЦН, причем начальный скачок составляет $\sim 0,5$ МПа, а абсолютный максимум достигается через $\sim 0,08$ с и равен ~ 1 МПа. В других точках системы циркуляции и при растянутом во времени процессе остановки рабочего колеса максимум отклонения давления ниже. Мгновенная остановка рабочего колеса приводит к скачку перепада давления на ГЦН, а следовательно, к образованию волны гидравлического удара, распространяющейся в обе стороны от ГЦН. Через соответствующее время прохождения эта волна достигает других точек этой петли (см. рис. 3), а также реактора и других петель. Дальнейший процесс определяется сложением проходящих начальных, отраженных и возникающих при торможении потока на местных сопротивлениях волн. Все это вызывает сложный процесс изменения давлений и максимум отклонения давления возникает не сразу, а через некоторое время после возмущения. С течением времени волны гидравлического удара затухают и остаются затухающие одномерные акустические колебания, из которых (см. рис. 3) выделяются колебания с частотами 0,7; 6,5; 12 Гц. Расход теплоносителя за время ~ 2 с выходит на новый стационарный уровень, который определяется наличием оставшихся в работе трех ГЦН и сопротивлением остановившегося ГЦН.

Сравнение результатов для случаев заклинивания рабочего колеса в петле с компенсатором и без него показывает их незначительное качественное и количественное различие. Увеличение времени остановки рабочего колеса до 0,05 с приводит к снижению максимума отклонения давления до 0,73 МПа. Дальнейшее увеличение этого времени приводит к еще большему снижению величины отклонения, а, начиная с $\Delta t \sim 0,5$ с, возмущение и изменения параметров становятся медленными. При этом гидравлический удар не возникает и расчет может быть проведен по модели, не учитывающей сжимаемость теплоносителя. При $\Delta t = 0,1$ сжимаемость еще оказывает некоторое влияние на процесс (см. рис. 4). В результате такого возмущения происходит не только медленное уменьшение расхода в петле, но и возбуждаются обусловленные сжимаемостью затухающие собственные колебания теплоносителя. На рис. 4 также представлена кривая изменения расхода в отключаемой петле (Q_4), полученная с использованием модели несжимаемого теплоносителя. При этом характер изменения расхода сохраняется, но затухающие акустические колебания, как и следовало ожидать, не обнаруживаются. Верхняя кривая на рис. 4 соответствует расходу в каждой из трех петель с работающими ГЦН. Увеличение Δt до 0,5 с приводит к тому, что различие результатов расчета по обоим моделям исчезает.

Для изучения физической природы и характеристик возникающих одномерных акустических колебаний была численно решена проблема собственных значений для системы уравнений, описывающих динамику СЦ с учетом сжимаемости. В результате найдено несколько низших собственных частот и соответствующих им форм одномерных акустических колебаний, при которых происходит обусловленное сжимаемостью периодическое перераспределение теплоносителя между различными участками и элементами СЦ. Собственные частоты хорошо согласуются с указанными выше. При быстрой остановке ГЦН происходит ударное возбуждение этих колебаний.

В случае отключения питания и естественного выбега одного из четырех ГЦН, благодаря наличию маховика на валу ГЦН, изменение его оборотов происходит достаточно медленно, что приводит к такому же медленному изменению расхода теплоносителя в петле (см. рис. 5). Для расчетов использована упрощенная модель, не учитывающая сжимаемость теплоносителя, — уравнения (3). Скорость вращения рабочего колеса за 40 с процесса уменьшается практически до нуля, что связано как с потерями на трение, так и с работой остальных трех ГЦН. Начиная с $t \sim 18$ с расход теплоносителя в петле становится отрицательным. С этого же момента торможение ГЦН происходит более быстро. Обращает также на себя внимание заметное увеличение скорости падения расхода при опрокидывании циркуляции в петле, что связано с более пологим участком характеристики ГЦН в области малых расходов.

Основной вывод о качественных и количественных характеристиках описываемого приведенными математическими моделями переходного процесса в ВВЭР-1000 при остановке одного из четырех ГЦН следующий. Естественный выбег отключенного ГЦН не приводит к гидравлическому удару, что подтверждает эффективность принятых в проекте мер по увеличению времени выбега ГЦН. Рассмотрение с помощью модели одномерного течения сжимаемой жидкости наиболее опасного гипотетического случая мгновенной остановки рабочего колеса дает грубую верхнюю оценку гидравлического удара. Увеличение времени остановки рабочего колеса до 0,5 с и более приводит к медленному гидродинамическому процессу, для которого сжимаемость теплоносителя не существенна.

Полученные результаты расчета гидродинамических процессов при необходимости могут быть использованы в качестве исходных данных для имеющихся методик и программ по расчету гидродинамических сил и вызываемых ими вибраций оборудования.

Некоторые особенности конструкции, математического описания и динамики СЦ. Проведенное исследование, кроме уже рассмотренных выше конкретных, относящихся к ВВЭР-1000, результатов, позволяет продемонстрировать некоторые качественные особенности динамического поведения СЦ теплоносителя.

Анализ конкретных переходных процессов и общих динамических свойств СЦ показывает наличие трех видов взаимодействующих физических процессов, имею-

щих сильно различающиеся характерные временные масштабы τ_i ($i = 1, 2, 3$). Первый вид связан со сжимаемостью теплоносителя, и соответствующий им временной масштаб τ_1 можно приближенно оценить как время прохода звуковой волны по контуру циркуляции, т.е. $\tau_1 = l_k/C$, где l_k — характерная длина контура. В случае ВВЭР-1000 имеем $l_k \approx 50$ м, $C \approx 1000$ м·с⁻¹ и тогда $\tau_1 \approx 0,05$ с.

Два других вида процессов связаны с нестационарным течением несжимаемой жидкости и нестационарным вращением рабочего колеса ГЦН и связанных с ним масс. Эти процессы описываются не учитывающей сжимаемость системой уравнений динамики СЦ (3). Установка маховика на валу каждого ГЦН приводит к значительному различию характерных временных масштабов этих двух процессов τ_2 и τ_3 . В качестве их оценочных значений можно принять время уменьшения в e раз расхода теплоносителя при отключении всех четырех ГЦН. Уже упоминавшиеся результаты такого расчета, проведенного без учета и с учетом маховиков, дают соответственно для гидродинамических процессов $\tau_2 \approx 1$ с, а для механических процессов $\tau_3 \approx 30$ с; т.е. кинетическая энергия теплоносителя, которая при естественном выбеге ГЦН расходуется на его перекачку, много меньше играющей ту же роль кинетической энергии вращающихся масс. Отсюда следует, что в системе уравнений (3) можно выделить малый параметр перед производными \dot{Q}_i ($i = 1, 4$), и изменение расходов происходит на порядок быстрее, чем изменение оборотов ГЦН n_i ($i = 1, 4$) или безынерционно отслеживает изменение последних.

Таким образом, имеется три вида процессов, для характерных временных масштабов которых выполняются неравенства $\tau_1 \ll \tau_2 \ll \tau_3$. Эти процессы взаимосвязаны и проявление каждого из них зависит от начальных возмущений и гидравлических характеристик оборудования, т.е. от правых частей уравнений движения. Для систем с разделяющимися движениями изменение переменных в переходном процессе можно представить следующим образом (см., например, [6]). Сразу после начального возмущения поведение системы определяется быстрыми процессами, в результате которых система оказывается в области медленных движений. При этом успевают существенно измениться только быстро меняющиеся переменные. Если устойчивость по быстрым процессам не нарушается, то весь дальнейший процесс имеет медленный характер, когда быстро меняющиеся переменные безынерционно отслеживают изменение медленных. То же самое происходит, когда начальные условия с самого начала соответствуют указанной области медленных процессов, т.е. быстрые процессы не проявляются. Если, как в нашем случае, имеется три вида разделяющихся движений, то они сменяют друг друга от быстрых к более медленным и процесс заканчивается затуханием медленных процессов и выходом на статику. Если во время медленного движения

нарушается устойчивость по быстрым процессам [6], то эти процессы возникают. Как показывает опыт эксплуатации ЯЭУ различного вида, это может оказаться опасным и требуется специальное исследование. Такое явление напоминает выход реактора на быструю кинетику. Рассмотренные выше переходные процессы в СЦ ВВЭР-1000 не позволяют непосредственно продемонстрировать такой процесс, поэтому несколько позже обратимся к уже рассмотренным в литературе примерам СЦ установок других типов.

Воспользуемся приведенными выше общими представлениями и оценками характерных временных масштабов для анализа рассмотренных в предыдущем разделе переходных процессов в СЦ ВВЭР-1000. При быстрой, а в пределе мгновенной, остановке рабочего колеса ГЦН происходит быстрое изменение перепада давления на насосе в соответствии с зависимостью его характеристики $H(n, Q)$ от оборотов n . Возникающий при этом переходный процесс аналогичен тому, который наблюдается при закрытии запорного клапана и хорошо изучен [2]. Характер начального участка процесса изменения расходов и давления определяется скоростью изменения оборотов, от которой зависит изменение перепада давления на ГЦН. Если время остановки ГЦН (Δt) соизмеримо с τ_1 , то возбуждается волновой процесс, обусловленный сжимаемостью теплоносителя (гидравлический удар). При $\Delta t \gg \tau_1$ возмущение медленное и сжимаемость незначительна. Расчет режима заклинивания, как уже было отмечено в предыдущем разделе, показал, что при $\Delta t > 0,5$ с можно не учитывать сжимаемость. В этом случае Δt и полученное в результате грубых оценок значение τ_1 отличаются на порядок.

С позицией этих же общих представлений становится понятным, почему при естественном выбеге ГЦН не возникает гидравлический удар. В этом случае изменение перепада давления на останавливаемом ГЦМ определяется медленными механическими процессами, т.е. τ_3 , которое много больше не только τ_1 , но и τ_2 . В этом случае переходный процесс определяется медленным изменением n_4 , когда расходы $Q_i (i = \overline{1,4})$ безынерционно следуют за изменением n_4 .

Во всех рассмотренных переходных процессах нет нарушения устойчивости и смена медленных движений быстрыми не происходит, что, в частности, связано с монотонно падающей характеристикой используемого насоса ГЦН-195М. Однако на рис. 5,6 видно более быстрое уменьшение расхода Q_4 при смене направления течения в этой петле. Выход на более быстрый процесс, соответствующий τ_2 при естественном выбеге одного ГЦН, будет при наличии у характеристики ГЦН $H(n, Q)$ горизонтального или даже подъемного, где $\partial H(n, Q) / \partial Q > 0$, участка. Такой участок у центробежных насосов с коэффициентом быстроходности $n_s < 170$ появляется в области близких к нулю расходов [7,8]. Что же касается насоса ЦВН-195М, то он имеет $n_s > 170$ и падающую во всем диапазоне изменения Q и

$n \geq 0$ характеристику. В работе [5] рассмотрен в общем виде случай медленного выбега одного из двух параллельно работающих ГЦН, когда из-за немонотонности характеристик $H(n, Q)$ при смене знака расхода возникает быстрый процесс. Расход через общий участок (реактор) при этом резко падает, что при положительном коэффициенте реактивности по теплосодержанию теплоносителя ведет к всплеску мощности реактора. Применительно к реактору РБМК-1000, характеристика насоса которого ЦВН-8 имеет участок немонотонности, такой процесс мог служить начальным возмущением в цепочке процессов, вызвавших аварию.

Можно указать на возникновение соответствующего τ_1 гидравлического удара при относительно медленном переходном процессе, определяющемся гидродинамикой несжимаемого теплоносителя, характерное время которого $\tau_2 \gg \tau_1$. Этот режим, имевший место при закрытии обратного клапана на установке БОР-60, послужил причиной жестко возбуждающихся автоколебаний разрывного типа [9]. В процессе этих автоколебаний медленные и быстрые процессы периодически сменяли друг друга.

Таким образом, анализ общих динамических свойств СЦ и иллюстрация проявления этих свойств в конкретных переходных процессах показали возможность и целесообразность выделения и отдельного рассмотрения трех имеющих разный временной масштаб видов процессов. Такой подход позволяет получить представление о закономерностях протекания нестационарных процессов в зависимости от свойств оборудования СЦ и вида возмущения, а также выявить определяющие физические механизмы, учет которых наиболее важен при составлении и верификации математической модели СЦ. Такая модель является существенной, а во многих случаях автономной частью общей модели динамики ЯЭУ, поскольку в режиме принудительной циркуляции теплоносителя обратное влияние тепловых процессов на гидродинамические незначительно.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Чарный И.А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. — Л.: Гостехиздат, 1951.
2. Аронович Г.В., Картвелишвили Н.А., Любимцев Я.К. Гидравлический удар и уравнивательные резервуары. — М.: Наука, 1968.
3. Чугаев Р.Р. Гидравлика. — Л.: Энергоиздат, 1982.
4. Степанов А.И. Центробежные и осевые насосы. — М.: Гостехиздат, 1960.
5. Смирнов Л.В. Вывод уравнений и исследование динамики систем циркуляции ЯЭУ//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 1, с. 25—35.
6. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. — М.: Физматгиз, 1959.
7. Будов В.М. Насосы АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 1986.

8. Смирнов Л.В. Математические модели и устойчивость систем принудительной циркуляции теплоносителя. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
9. Громницкая Н.М., Смирнов Л.В., Яскеляин А.В. Идентификация колебаний обратного клапана в первом контуре установки БОР-60//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетически установок, 1974, вып. 2(6), с. 27—32.

Статья поступила в редакцию
27 марта 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 25—31.

УДК 621.039.58

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ПРОТЕКАНИЯ АВАРИЙ С РАЗГЕРМЕТИЗАЦИЕЙ ПЕРВОГО КОНТУРА РЕАКТОРА АСТ НА ДЛИТЕЛЬНОЙ СТАДИИ РАСХОЛАЖИВАНИЯ

С.А. Крюков, Н.А. Ильина, Л.Н. Полянин

Рассмотрена математическая модель для выполнения многовариантных расчетов длительной стадии расхолаживания с потерей теплоносителя реакторных установок интегральной компоновки. Обсуждены результаты теплогидравлического анализа аварийных режимов применительно к реакторам АСТ.

THE STUDY ON THE POWER PLANT FAILURE MODES WITH THE REACTOR PRIMARY CIRCUIT DECOMPRESSION DURING PROLONGED COOLING. S.A. KRYUKOV, N.A. ILYINA, L.N. POLYANIN. A mathematical model is presented for the multivariant design of the prolonged cooling stage of the integral design reactors with the coolant loss. Thermo-hydraulic analysis results for the failure modes are discussed as applied to the PP reactors.

Высокий уровень безопасности и надежности АСТ с реакторами корпусного типа обеспечивают новые конструктивные решения, а также дополнительные системы безопасности. Одной из отличительных особенностей рассматриваемых установок является отсутствие трубопроводов большого диаметра по первому контуру, а также наличие страховочного корпуса, что существенно снижает вероятность крупных аварий с потерей теплоносителя. Поэтому при анализе аварийных ситуаций с разгерметизацией первого контура основной интерес представляют режимы малых течей. Этот тип аварий, ввиду малых сечений разгерметизации, характеризуется большой длительностью процесса истечения теплоносителя (несколько часов или суток). Существенное влияние на ход протекания таких аварий оказывает функционирование систем аварийного расхолаживания. Отмеченные выше особенности определяли требования к математическим моделям и вычислительным программам для расчета аварий с разгерметизацией первого контура реакторных установок АСТ.

Начальный этап аварий анализировался с использованием многоэлементной расчетной модели, аналогичной [1], в которой уравнения сохранения записывались для гомогенного равновесного двухфазного потока. Полученные по результатам расчета начального этапа аварий параметры теплоносителя в реакторе (давление и масса оставшейся воды) являлись исходными данными для расчета длительной стадии расхолаживания. Расчетная схема установки, используемая в программе расчета аварий с разгерметизацией первого контура на дли-

тельной стадии расхолаживания, представлена на рис. 1. Теплообменники аварийного расхолаживания, представленные в расчетной схеме, могут быть двух типов в зависимости от охлаждающей среды (кипящая техническая вода или воздух). В рассматриваемых режимах по первому, промежуточному контурам и контуру охлаждающей среды осуществляется режим естественной

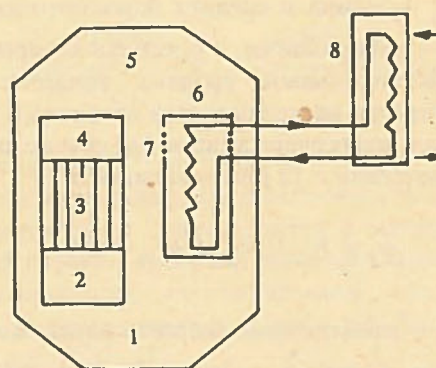


Рис. 1. Расчетная схема установки: 1 — нижняя камера; 2 — активная зона; 3 — индивидуальный тяговый участок; 4 — общий тяговый участок; 5 — верхняя камера; 6 — встроенный теплообменник; 7 — входное окно встроенного теплообменника; 8 — теплообменник аварийного расхолаживания

циркуляции. Данная программа позволяет проводить расчет аварийных режимов с момента закипания теплоносителя во всем объеме реактора при мощности, соответствующей уровню остаточных тепловыделений.

При определении давления и интегральных параметров теплоносителя (масса, внутренняя энергия и т.д.) первый контур рассматривается как один фиксированный объем. Для системы пар — вода законы сохранения массы и энергии записываются в виде

$$\frac{dM}{d\tau} = -G_T; \quad \frac{dU}{d\tau} = -G_T i_T + Q_{A3} + Q_M - Q_2,$$

где G_T — расход теплоносителя через негерметичность; Q_{A3} , Q_M — мощность тепловыделений в активной зоне и в металлоконструкциях; Q_2 — мощность, отводимая в промконтур.

Для двухфазной смеси давление в реакторе находится итерационным методом по линейному интерполяционному уравнению:

$$P^{n+1} = \frac{P^{n+1}(X^n - \tilde{X}^n) - P^n(X^{n-1} - \tilde{X}^{n-1})}{X^n - \tilde{X}^n + \tilde{X}^{n-1} - X^{n-1}},$$

где $X^n = (i^n - i'^n)/(i''^n - i'^n)$; $\tilde{X}^n = (v^n - v'^n)/(v''^n - v'^n)$; n — номер итерации.

Для определения действительного уровня теплоносителя в реакторе подъемный участок разбивается на пять фиксированных объемов: нижнюю камеру, активную зону, индивидуальный тяговый участок, общий тяговый участок, верхнюю камеру. Среднее объемное паросодержание в реакторе вычисляется по формуле

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\tilde{H}} \left[\sum_{i=1}^{m-1} \varphi_i l_i + (\tilde{H} - \sum_{i=1}^{m-1} l_i) \varphi_m \right].$$

Здесь l_i , φ_i — длина и среднее паросодержание в i -м объеме; m — номер объема, в пределах которого расположен действительный уровень теплоносителя \tilde{H} (значение берется из предыдущей итерации).

Объемное паросодержание в i -м объеме определяется в соответствии с [2] по зависимости

$$\varphi_i = W'_{oi}/(W'_{oi} + W'_{oi} + a_i),$$

где W'_{oi} , W'_{oi} — приведенные скорости паровой и жидкой фазы для i -го объема; a — параметр, который рассчитывается по формуле

$$a = \begin{cases} (0,65 - 0,0039 P) \sqrt{d_r/63}, & \text{если } d_r < 200 \text{ мм;} \\ 0,86 - 0,0052 P, & \text{если } d_r > 200 \text{ мм.} \end{cases}$$

Здесь P — давление, атм; d_r — гидравлический диаметр, мм.

Для условий барботажа $W'_0 = 0$.

Приведенные скорости пара в i -м объеме вычисляются по формуле $W'_{oi} = G''_i/f_i\rho''$. Чтобы определить расход пара в i -м элементе, запишем уравнения сохранения массы и энергии отдельно для воды в предположении квазиравновесности процесса:

$$dM_i^B/d\tau = G_i^K - G_i'' + G''_{i-1} + G''_{i+1}; \quad (1)$$

$$M_i^B \frac{di'}{d\tau} + i' \frac{dM_i^B}{d\tau} = Q_i^B + G_i^K i'_i - G_i'' i''_i + G''_{i-1} i''_i + G''_{i+1} i''_i + \left(\frac{M_i^B}{\rho_i} \right) \frac{dP}{d\tau}, \quad (2)$$

где G_i^K — расход конденсата в i -м элементе.

Решив систему уравнений (1), (2) относительно G''_i , после упрощений получим

$$G''_i = -\frac{M_i^B}{r} \frac{di'_i}{d\tau} + \frac{Q_i^B}{r} + G''_{i-1}.$$

Приведенная скорость жидкой фазы в i -м объеме рассчитывается по формуле $W'_{oi} = (G - G''_i)/\rho' f$. Расход циркуляции G определяется ниже. Осевые составляющие скорости жидкой фазы в нижней и верхней камере принимаются равными нулю. Действительный уровень теплоносителя в реакторе (\tilde{H}) находится через весовой уровень и среднее паросодержание: $\tilde{H} = H/(1 - \bar{\varphi})$. До тех пор пока действительный уровень, рассчитанный для условий барботажа, выше нижнего среза входного окна встроенного теплообменника, паросодержание в i -м объеме определяется с учетом скорости жидкой фазы. Уровень технической воды в баке теплообменника аварийного расхолаживания (h_{top}) находится из решения следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{dh_{\text{top}}}{d\tau} = -\frac{Q_{\text{top}}}{r\rho_{\text{top}} S_{\text{top}}},$$

где Q_{top} — мощность канала расхолаживания; S_{top} — поперечное сечение бака теплообменника расхолаживания.

Так как стадия длительного расхолаживания характеризуется относительно медленным изменением основных теплогидравлических параметров, расход контура естественной циркуляции определяется в квазистационарном приближении:

$$G = \left(\frac{g \sum_{i=1}^m \rho_i h_i}{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\xi_i}{2\rho_i f_i^2} + \frac{1}{\rho_i^K (f_i^K)^2} - \frac{1}{\rho_i^H (f_i^H)^2} \right)} \right)^{1/2}.$$

Здесь m — число участков разбиения контура; индексы k и n относятся соответственно к концу и началу участка; ξ_i — коэффициент гидравлического сопротивления на i -м участке.

При рассмотрении гидродинамики контура циркуляции принимается, что относительная энтальпия на входе в активную зону и теплообменник аварийного расхолаживания (по тракту технической воды) равна нулю. Активная зона разбивается по высоте на N участков, на каждом из которых с учетом неравномерности тепловыделений по высоте (K_{zi}) определяется энтальпия теплоносителя:

$$i_i = i_{i-1} + \frac{Q_i}{G}; \quad Q_i = K_{zi} \frac{Q_{A3}}{N}.$$

В случае отсутствия кипения в промконтуре расход теплоносителя в нем можно найти, исходя из следующей зависимости:

$$G_2 = \left(\frac{g \left(\frac{\partial \bar{\rho}_2}{\partial i} \right)_p \bar{\rho}_2 f_{\text{тор}}^2 (2h_k - h_{\text{тор}} - h_{\text{вто}}) Q_2}{\xi_2} \right)^{1/3},$$

где h_k , $h_{\text{вто}}$, $h_{\text{тор}}$ — высота контура циркуляции, трубчатка встроенного теплообменника и теплообменника аварийного расхолаживания соответственно; ξ_2 — суммарный коэффициент гидравлического сопротивления промконтура, приведенный к проходному сечению теплообменника аварийного расхолаживания; $\bar{\rho}_2$ — средняя плотность теплоносителя в промконтуре.

Мощность остаточных тепловыделений в активной зоне задается в виде узловых точек как функция времени или определяется по упрощенной формуле Вигнера — Вей

$$Q_{A3} = 0,065 Q_{A3}^{\circ} \tau^{-0,2}.$$

Учитывая квазистационарный характер процесса расхолаживания, можно записать уравнения для мощности тепловыделений в металлоконструкциях и мощности, отводимой теплообменниками:

$$Q_m = M_m^B C_m^p \frac{d t_1'}{d \tau}$$

(M_m^B — масса металла под уровнем воды; t_1' — температура насыщения воды в реакторе);

$$Q_2 = \frac{\Delta t_{1-4}}{(R_{12}/F_{12}) + (R_{34}/F_{34})},$$

где Δt_{1-4} — температурный перепад между первым контуром и контуром охлаждающей среды; R_{12} , R_{34} , F_{12} , F_{34} — термические сопротивления и поверхности теплообмена (относятся соответственно к встроенному теплообменнику и теплообменнику аварийного расхолаживания).

Коэффициент теплоотдачи со стороны первого контура определяется из соотношения, связывающего теплоотдачу за счет конденсации пара ($\alpha^{\text{конд}}$) и конвекции ($\alpha^{\text{конв}}$) или кипения воды ($\alpha^{\text{кип}}$):

$$\alpha_1 = \alpha^{\text{конд}} \frac{h^{\text{конд}}}{h^{\text{то}}} + \left(1 - \frac{h^{\text{конд}}}{h^{\text{то}}} \right) \alpha^{\text{конв (кип)}},$$

где $h^{\text{то}}$ — высота теплообменника; $h^{\text{конд}}$ — высота конденсационной части встроенного теплообменника.

Высота конденсационной части определяется по положению уровня теплоносителя во встроенном теплообменнике. При паровой компенсации давления в реакторе (неконденсирующиеся газы отсутствуют) для определения коэффициента теплоотдачи за счет конденсации пара используется методика, представленная в [3]. Для ламинарно-турбулентного течения пленки конденсата ($m \leq 1$)

$$\alpha^{\text{конд}} = \left(\frac{h^{\text{конд}} \Delta t_{1,2}}{85,7 \mu r (m^{-1,25} - 0,49)} - R_c \right)^{-1}.$$

Параметр m , представляющий собой отношение толщины ламинарного подслоя пленки конденсата к полной толщине пленки, определяется из нелинейного уравнения

$$h^{\text{конд}} \Delta t_{1,2} = 85,7 \left[\frac{R_c}{(5,1/\lambda) (v^2/g)^{1/3}} (m^{-1,25} - 0,49) + 0,052 m^{-1,917} (1 + 48,3m + 265,4m^2) - 15,98 \right] (5,1/\lambda) (v^2/g)^{1/3} \mu r,$$

где R_c — сумма термических сопротивлений стенки и сопротивления на границе стенка — теплоноситель промконтура; $\Delta t_{1,2}$ — температурный перепад между первым и промежуточным контуром.

Для определения значения толщины пленки при $m > 1$ следует использовать выражение

$$\delta = \left(\frac{3\mu \Delta t_{1,2} h^{\text{конд}}}{\rho^2 g r \left[R_c + \frac{3}{4} \frac{\delta_{\text{л}}^{\text{max}}}{\lambda} \left(\frac{h^{\text{конд}}}{X_{\text{л}}^{\text{max}}} \right)^{1/3} \right]} \right)^{1/3},$$

где

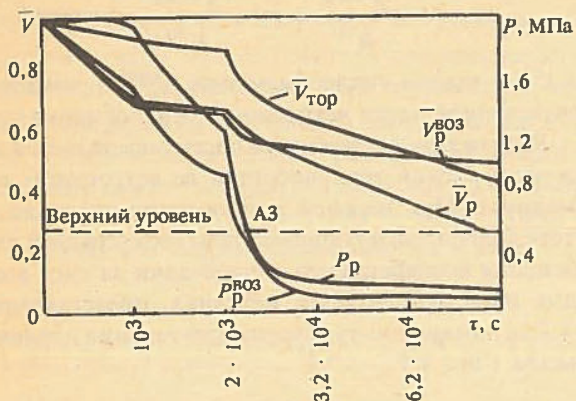
$$X_{\text{л}}^{\text{max}} = \frac{\rho^2 g r (\delta_{\text{л}}^{\text{max}})^3}{3\mu \Delta t_{1,2}} (R_c + \frac{3}{4} \frac{\delta_{\text{л}}^{\text{max}}}{\lambda}); \quad \delta_{\text{л}}^{\text{max}} = 5,1 \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}.$$

В этом случае $\alpha^{\text{конд}} = 4\lambda/3\delta$.

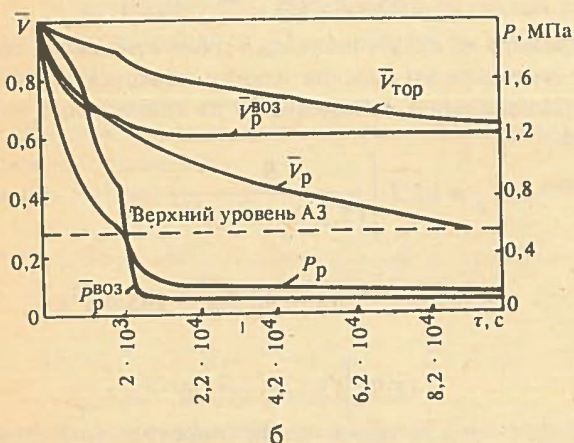
В условиях циркуляции теплоносителя коэффициент теплоотдачи определяется в основном конвекцией. В случае прекращения циркуляции и кипения теплоносителя во встроенном теплообменнике можно воспользоваться формулой Рассохина [4] $\alpha_{\text{кип}} = 3,1 \rho^{0,25} q^{2/3}$.

Для определения коэффициента теплоотдачи в теплообменнике аварийного расхолаживания со стороны технической воды используется формула, предложенная Боршанским [5]:

$$\alpha_4 = \sqrt{\alpha_{\text{конв}}^2 + \alpha_{\text{кип}}^2 + 7 \cdot 10^{-9} \alpha_{\text{кип}}^2 \left[\frac{(W'_0 + W''_0) r p'}{q} \right]^{1,5}}.$$



а



б

Рис. 2 Результаты расчета режима разгерметизации первого контура реакторной установки АСТ мощностью 100 МВт с подключением одной (а) или двух (б) систем расхолаживания

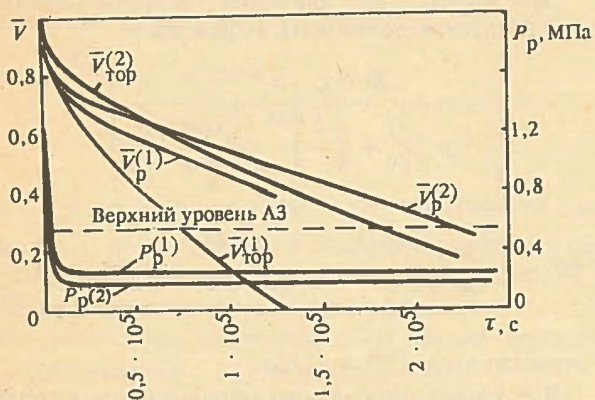


Рис. 3 Результаты расчета режима разрыва трубопровода компенсатора давления первого контура реакторной установки АСТ мощностью 200 МВт с подключением одной (индекс 1) или двух (индекс 2) систем расхолаживания

Критические расходы при истечении пароводяной смеси определяются по узловым точкам таблиц, рассчитанных в соответствии с методикой Муди [6]. Критический расход пара вычисляется по формуле Фауске [7] $G_T'' = \mu f_T \sqrt{0,846 \rho'' P}$, где μ — коэффициент расхода.

При некритическом истечении расход в "течь" определяется из уравнения движения: $G_T = f_T \sqrt{2\rho(P-1)/\xi_T}$.

Окончательно, в качестве значения расхода через негерметичность, выбирается минимальное из значений, определенных из условий для критического и некритического истечений. При снижении уровня до места расположения нижнего среза негерметичности истечение становится паровым.

Для решения системы дифференциальных уравнений применялся модифицированный метод Эйлера. Нелинейные уравнения разрешались методом Деккера [8]. Теплофизические свойства теплоносителя определялись по узловым точкам таблиц методом линейной квадратичной интерполяции. Удельные критические расходы пароводяной смеси находились методом двумерной линейной интерполяции по давлению и относительной энтальпии. Таким образом, принятые в математической модели допущения, а также использованные методы решения позволяют вести многовариантные расчеты достаточно длительных процессов с быстродействием, примерно в 50 раз превышающем реальный масштаб времени.

Разработанная математическая модель применялась для анализа аварийных режимов с разгерметизацией первого контура реакторных установок с АСТ мощностью 100 (рис. 2) и 200 МВт (рис. 3).

Из рис. 2 видно, что включение систем расхолаживания способствует увеличению темпа снижения давления в реакторе (P_p), что в свою очередь вызывает уменьшение потерь теплоносителя в "течь". На начальном этапе аварии более эффективно функционирует система расхолаживания с кипением технической воды. По мере уменьшения средней температуры в реакторе снижается температурный напор между первым контуром и контуром расхолаживания и соответственно отводимая системами расхолаживания мощность. Более низкий температурный потенциал со стороны охлаждающей среды в воздушных теплообменниках расхолаживания позволяет стабилизировать уровень теплоносителя в реакторе (\bar{V}_p, V_p — относительные объемы теплоносителя в реакторе с учетом набухания), снизив давление в нем до атмосферного. Дальнейший этап аварии (с использованием воздушных теплообменников расхолаживания) характеризуется периодическим процессом поступления воздуха в реактор через негерметичность и истечением паровоздушной смеси. Потеря теплоносителя на данном этапе крайне незначительна.

Уменьшенное (по сравнению с предыдущим режимом) сечение разгерметизации (см. рис. 3) способствует повышению эффективности работы системы расхолаживания. Более высокая мощность реакторной установки приводит к полному выпариванию технической воды (V_{top} — относительный объем технической воды) из бака теплообменника расхолаживания для режима с подключением одной системы.

Проведенный с помощью разработанной программы анализ аварийных режимов свидетельствует о высоком уровне безопасности реакторных установок АСТ. Принятые технические решения обеспечивают надежное охлаждение активной зоны без подключения активных систем безопасности в течение не менее суток.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. 12-элементная расчетная модель для исследования процессов, происходящих в первом контуре АЭС с ВВЭР при аварийных разрывах трубопроводов/В.П. Спассков, А.К. Подшибякин, В.С. Степанов и др.//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. М.: ЦНИИАтоминформ. 1971. Вып. 1. С. 111—121.
2. Удельные движущие напоры в трубах со свободным уровнем при давлениях от 17 до 180 атм /А.И.Филимонов, М.М. Пржиялковский, Э.П. Дик, И.Н. Петрова//Теплоэнергетика. 1957. № 10. С. 22—26.
3. Полянин Л.Н. К вопросу о теплоотдаче при конденсации//Труды ЦКТИ. Л., 1988. Вып. 241. С. 23—31.
4. Рассохин Н.Г. Швецов Р.С., Кузьмин А.В. Расчет теплоотдачи при кипении//Теплоэнергетика. 1970. № 9. С. 58—59.

5. Боришанский В.М. Теоретическое обоснование теплового расчета ПГ в докризисном режиме//Труды ЦКТИ. 1971. Вып. 108. С. 25.
6. Муди Ф. Максимальный расход однокомпонентной среды//Теплопередача. 1965. № 1. С. 160—170.
7. Fauske Н.К. The discharge of saturated water through tubes//Chemical Engineering Progress. Simp. Series. 1966. Vol. 61, N 59. P. 210—216.
8. Brent R.P. Algorithms for minimization without derivatives//Englewood Cliffs. N.J.: Prentice-hall, 1973.

Статья поступила в редакцию
19 декабря 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 31—35

УДК 621.039:55:514.45

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОПОТОЧНОГО РЕАКТОРА С ТВЕРДЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

Б.Н. Иванов, С.Е. Малышев

Рассматривается влияние флуктуаций реактивности на амплитуды колебаний нейтронной мощности и температуры топлива в активной зоне высокопоточного реактора с твердым теплоносителем (ВРТТ).

ANALYSIS OF THE HIGH-FLUX SOLID-COOLANT REACTOR DYNAMIC RESPONSE. B.N. IVANOV, S.E. MALYSHEV. The effects of reactivity fluctuations on the neutron power and fuel temperature amplitudes in a HF solid-coolant reactor core are investigated.

Концепция ВРТТ основана на использовании погружной системы с непрерывно вращающимся теплоемкостным топливом — твердым теплоносителем. На малом участке кольца вращения с помощью боковых отражателей и продольных поглощающих шторок создается активная зона. Основное количество выделяющегося в ней тепла выносится топливом во внешнюю часть контура, где происходит интенсивная теплоотдача. Тепло снимается циркулирующей снизу вверх водой по всему контуру, причем в активной зоне вода выполняет также и функции замедлителя. Принципиальная схема такой установки приведена в работе [1].

В той же работе исследована устойчивость номинального режима ВРТТ по упрощенной математической модели с точечным приближением нейтронной кинетики и сосредоточенным описанием реактивностных обратных связей по температурам топлива и замедлителя. Показано, что номинальный режим является асимптотически устойчивым в целом, т.е. при любых физически реализуемых начальных возмущениях. Проведен также расчет переходных процессов при различных видах и величинах возмущений реактивности. Полученные результаты позволили сделать предварительные выводы

о вполне удовлетворительных динамических характеристиках высокопоточного реактора.

При более детальном анализе его работоспособности и безопасности обращает на себя внимание то обстоятельство, что движение топлива по замкнутому контуру даже в номинальном режиме будет вызывать в активной зоне определенные флуктуации реактивности (особенно сильные в начале кампании). Они обусловлены, во-первых, азимутальной неоднородностью топливной кладки, во-вторых, неравномерностью распределения топлива по кладке вследствие технологических допусков на изготовление твэлов. Оба эти эффекта имеют пространственный характер, и сосредоточенная модель не может отразить их с достаточной степенью достоверности. Для исследования влияния этих флуктуаций на изменения основных характеристик реактора, в первую очередь на амплитуды колебаний мощности и температуры топлива, рассмотрим распределенную модель динамики ВРТТ.

Примем следующие предположения:

1. Реактор схематично может быть представлен в виде замкнутого контура, состоящего из активной зоны и внешней части (теплообменника).

2. Пространственная распределенность топливной кладки учитывается в одномерном приближении. Кинетика нейтронного поля описывается одномерными уравнениями одноступенчатого диффузионного приближения с учетом движения излучателей запаздывающих нейтронов по замкнутому контуру. Плотность нейтронного потока на концах активной зоны равна нулю.

3. Внешняя часть контура циркуляции может быть представлена линейным распределенным звеном.

4. Величина тепловыделения во внешней части контура циркуляции, обусловленного излучением запаздывающих нейтронов, а также мгновенным и запаздывающим γ -излучением, не зависит от времени и постоянна по длине теплообменника.

5. Коэффициент теплоотдачи от топлива к охлаждающей воде является постоянным во всем контуре циркуляции. Учитывая слабый подогрев и постоянный расход воды на охлаждение, считаем ее температуру на входе в активную зону и во внешней части контура циркуляции постоянной.

Заметим, что предположения относительно теплообменника и условий теплоотдачи аналогичны принятым в [1].

В таком приближении математическая модель динамики ВРТТ имеет следующий вид:

Уравнения кинетики нейтронного поля и реактивности:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial t} &= \frac{M^2}{l} \left[\frac{\partial^2 \Phi(x,t)}{\partial x^2} + \frac{\pi^2}{H^2} \Phi(x,t) \right] + \\ &+ \frac{\rho(x,t) - \beta}{l} \Phi(x,t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(x,t); \\ \frac{\partial C_i(x,t)}{\partial t} + W \frac{\partial C_i(x,t)}{\partial x} + \lambda_i C_i(x,t) &= \\ &= \begin{cases} \frac{\beta_i}{l} \Phi(x,t), & 0 \leq x \leq H, \\ 0, & H < x < H + H_T, \quad i = \overline{1,6}; \end{cases} \\ \rho(x,t) &= \rho_0 + \alpha_1 [T_1(x,t) - T_{10}(x)] + \\ &+ \alpha_2 [T_2(x,t) - T_{20}(x)] + \rho_{\text{вн}}(t) \end{aligned} \right\} (1)$$

с граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} \Phi(0,t) &= \Phi(H,t) = 0; \\ C_i(0,t) &= C_i(H + H_T, t); \\ C_i(H - 0,t) &= C_i(H + 0,t). \end{aligned} \right\} (2)$$

Уравнения теплового баланса для ядерного топлива:

в активной зоне

$$m_1 c_1 \left[\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} + W \frac{\partial T_1(x,t)}{\partial x} \right] =$$

$$= (1 - a) V E_f \sum_f \Phi(x,t) - k S_1 [T_1(x,t) - T_2(x,t)]$$

с граничным условием

$$T_1(0,t) = \tilde{T}_1(H + H_T, t);$$

в теплообменнике

$$m_T c_T \left[\frac{\partial \tilde{T}_1(x,t)}{\partial t} + W \frac{\partial \tilde{T}_1(x,t)}{\partial x} \right] =$$

$$= Q - k S_T [\tilde{T}_1(x,t) - T_T]$$

с граничным условием

$$\tilde{T}_1(H,t) = T_1(H,t).$$

Уравнение теплового баланса для замедлителя: (3)

$$m_2 c_2 \frac{\partial T_2(x,t)}{\partial t} = \frac{m_2 c_2}{\tau_2} [T_{2 \text{ вх}}(x,t) - T_2(x,t)] + k S_1 [T_1(x,t) - T_2(x,t)] + a V E_f \sum_f \Phi(x,t).$$

Здесь $\Phi(x,t)$ и M — плотность потока и длина миграции тепловых нейтронов; l — среднее время жизни мгновенных нейтронов; $C_i(x,t)$, λ_i и β_i — концентрация, постоянная распада и доля i -й группы излучателей запаздывающих нейтронов; $\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$ — их суммарная доля; $\rho(x,t)$ — реактивность; ρ_0 — ее постоянная составляющая, обусловленная циркуляцией по контуру излучателей запаздывающих нейтронов; $\rho_{\text{вн}}(t)$ — внешняя избыточная реактивность, вносимая в систему; $T_j(x,t)$, α_j , m_j , c_j и τ_j — соответственно температура, температурный коэффициент реактивности, масса, удельная теплоемкость и время пребывания в активной зоне топлива ($j = 1$) и замедлителя ($j = 2$); W — линейная скорость движения топлива; S_1 и S_T — площади поверхности теплообмена в активной зоне и теплообменнике; a — доля тепловой мощности, выделяющаяся в замедлителе; E_f — энергия, выделяющаяся при одном акте деления; Σ_f — макроскопическое сечение деления; V — объем активной зоны; $\tilde{T}_1(x,t)$ и m_T — температура и масса топлива в теплообменнике; Q и T_T — величина тепловыделения и температура воды; τ_T — время прохода топливом теплообменника; H и H_T — длины активной зоны и теплообменника; x — координата, направленная по ходу движения топлива ($x = 0$ соответствует входу в активную зону, $x = H$ — выходу); индексом 0 отмечены стационарные значения переменных.

Так как в ВРТТ отношение пути, проходимого нейтронами за время жизни вместе с движущейся топливной кладкой, к их длине диффузии $Wl/L = 1,8 \cdot 10^{-3} \ll 1$, то в уравнении диффузии допустимо пренебрежение членом $W \frac{\partial \Phi(x,t)}{\partial x}$, описывающим конвективный перенос нейтронов [2].

В системе уравнений (1)–(3) были введены новая координата $y = x/H$, относительные отклонения переменных и безразмерные параметры, аналогичные введенным в [1] (за исключением параметра, характеризующего диффузию нейтронов). Для расчета переходных процессов полученная система дифференциальных уравнений в частных производных была преобразована по неявной конечно-разностной схеме в систему разностных уравнений, которая решалась методом прогонки [3]. Расчеты проводились при различных видах и величинах возмущений реактивности. Их результаты представлены на рис. 1–3 в виде откликов на эти возмущения мощности реактора

$$N(t) = \frac{N_0}{1} \frac{1}{\int_0^1 \Phi_0(y) dy} \int_0^1 \Phi(y, t) dy$$

и средней температуры топлива в активной зоне

$$\bar{T}_1(t) = \int_0^1 T_1(y, t) dy.$$

В номинальном режиме $N_0 = 250$ МВт, $\bar{T}_1 = 725^\circ\text{C}$.

Анализ переходных процессов начнем со сравнения с результатами, полученными по упрощенной модели. Качественный вид переходного процесса, обусловленного постоянно действующим возмущением реактивности $\rho_{\text{вн}} = 0,5\beta$ (рис. 1), такой же, как и в [1]: при мгновенном скачке реактивности происходит сильный начальный всплеск мощности с последующим затуханием колебаний и выходом на стационарный уровень. Темпера-

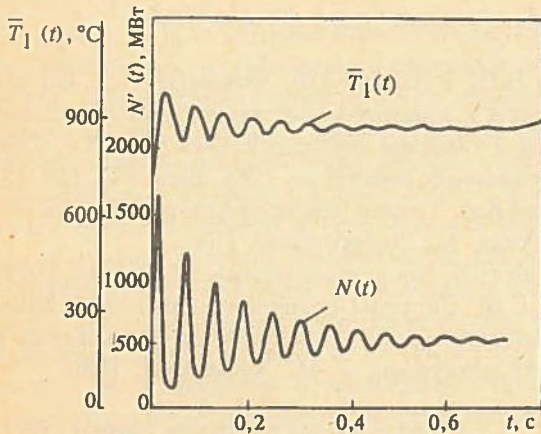


Рис. 1. Переходный процесс при мгновенном возмущении реактивности $\rho_{\text{вн}} = 0,5\beta$

тура топлива более медленно обрабатывает возмущение мощности. При количественном сравнении обращает на себя внимание хорошее совпадение максимальных значений мощности и температуры топлива, но заметное различие установившихся уровней мощности (по распределенной модели стационарный уровень приблизительно на 20% выше, чем по сосредоточенной). Решение соответствующих систем стационарных уравнений при $\rho_{\text{вн}} = 0,5\beta$ показало, что это различие является следствием сосредоточенного описания температурных обратных связей и принятого в упрощенной модели предположения $T_1(t) = T_{1\text{вых}}(t)$. Так как средняя температура топлива в активной зоне менее реагирует на возмущение реактивности, чем выходная, то этим предположением была усилена отрицательная обратная связь.

Отметим кстати, что исследование устойчивости в малом, проведенное по упрощенной модели, дает весьма точные результаты. Построенное по распределенной модели (1)–(3) D -разбиение плоскости параметров, характеризующих температурные обратные связи, прак-

тически совпало с полученным в [1]. Этого следовало ожидать, поскольку при нормальных значениях параметров ВРГТ достаточно хорошо выполняется критерий применимости точечного описания нейтронной кинетики [4]: $(\pi M/H)^2 = 0,57 \gg \beta$.

Теперь рассмотрим переходные процессы, обусловленные флуктуациями реактивности. На рис. 2 изображен переходный процесс, вызванный флуктуациями распределения топлива и конструкционных материалов в активной зоне вследствие азимутальной неоднородности топливной кладки. Они моделировались ступенчатым возмущением реактивности в 33 точках активной зоны. Амплитуды этих “ступеней” соответствуют верхней границе флуктуаций реактивности, возможных в данной точке активной зоны при сдвиге (повороте) платформы на $1/8$ длины кассеты*). В этом случае через $\sim 0,2$ с устанавливаются колебания переменных с постоянной амплитудой вокруг значений, несколько больших стационарных. Мощность изменяется в пределах от 220 до 350 МВт, температура топлива — от 735 до 739°C .

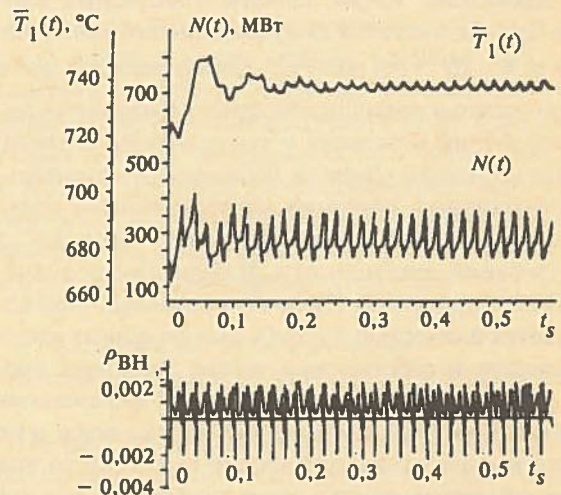


Рис. 2. Колебания $N(t)$ и $\bar{T}_1(t)$, обусловленные флуктуациями реактивности $\rho_{\text{вн}}(t)$, возникающими при повороте платформы

При вращении платформы происходит непрерывное замещение топлива в активной зоне. Поскольку распределение содержания топлива по различным тепловыделяющим стерженькам носит статистический характер, то очевидно, что разность количеств вводимого и выводимого из активной зоны топлива за данный промежуток времени Δt не будет равна нулю. Она будет флуктуировать с амплитудами, определяемыми статистикой распределения топлива по твэлам и допуском на максимальные отклонения его загрузки. Согласно оценкам флуктуации реактивности, обусловленные технологией изготовления твэлов, при полной замене топлива в активной зоне могут составить величину $\pm 10^{-4}$. Они моделировались синусоидальным возмущением

*) Расчеты величин флуктуаций реактивности выполнены И.Л. Чихладзе.

$\rho_{\text{вн}}(t) = 4 \cdot 10^{-4} \cos \pi t / \tau_1$ (рис. 3). В этом случае изменения мощности и температуры топлива также имеют синусоидальный характер и с тем же периодом. Амплитуды колебаний составили ~ 62 МВт и $\sim 24^\circ\text{C}$.

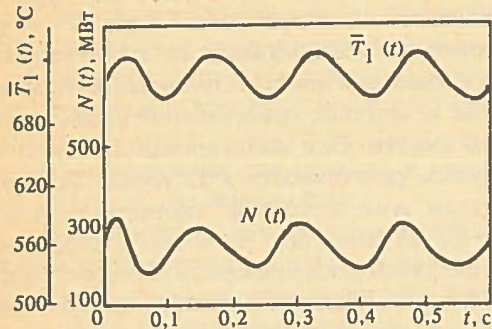


Рис. 3. Колебания $N(t)$ и $T_1(t)$ при синусоидальном возмущении реактивности $\rho_{\text{вн}}(t) = 4 \cdot 10^{-4} \cos \pi t / \tau_1$.

Были проведены также расчеты переходных процессов при других частотах синусоидального возмущения $\rho_{\text{вн}}(t) = 4 \cdot 10^{-4} \cos \pi n t / \tau_1$. Они показали, что с изменением частоты возмущения заметно меняются амплитуды колебаний мощности и температуры топлива. На рис. 4 представлены графики зависимости минимальных и максимальных значений установившихся колебаний мощности, а также разности между ними ΔN от частоты колебаний реактивности. Максимальное значение достигается при $n = 2$. Наличие резонанса, очевидно, объясняется близостью частот вынужденных колебаний мощности и собственных частот тепловых процессов. С ростом n амплитуды колебаний переменных резко падают. Подобная зависимость наблюдается и по упрощенной модели, только резонанс имеет место при $n = 1,5$. Это свидетельствует о некотором сдвиге спектра собственных частот в сосредоточенной модели по сравнению с распределенной.

В заключение сформулируем основной вывод данной работы: хотя по произведенным оценкам флуктуации реактивности в ВРТТ заметно ослабнут через время

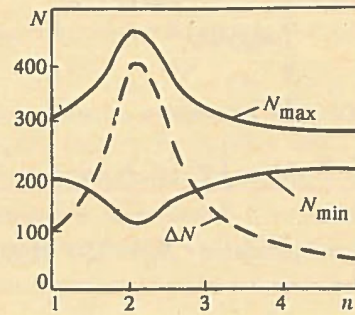


Рис. 4. Зависимости N_{min} , N_{max} и ΔN от частоты синусоидального возмущения реактивности $\rho_{\text{вн}}(t) = 4 \cdot 10^{-4} \cos \pi n t / \tau_1$

τ порядка 1—2% длительности кампании, их наличие может при определенных условиях вызвать весьма значительные колебания мощности реактора и температуры топлива.

Список литературы

1. Иванов Б.Н. Трунин Ю.Ф. Чихладзе И.Л. Об устойчивости и динамике высокопоточного ядерного реактора с твердым теплоносителем // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 1989. Вып. 3 С. 11—15.
2. Кострица А.А. Теория переноса нейтронов в движущейся среде. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
4. Сабаев Е.Ф. Системы сравнения для нелинейных дифференциальных уравнений и их приложения в динамике реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.

Статья поступила в редакцию 2 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 35—38.

УДК 621.039.576

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТЕПЛООБМЕННИКЕ И АКТИВНОЙ ЗОНЕ РЕАКТОРА НА УСТОЙЧИВОСТЬ ЦИРКУЛЯЦИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

С.И. Вдовин

Анализируется влияние рассеивания температурных возмущений в теплообменнике и взаимодействия теплогидравлических и нейтронно-физических процессов на стабильность расхода в контуре. Учитывается обратная связь, формируемая зависимостью вязкости теплоносителя от температуры.

IMPACT OF THERMOPHYSICAL PROCESSES IN THE HEAT EXCHANGER AND REACTOR CORE ON THE COOLANT CIRCULATION STABILITY S.I. VDOVIN. Effect of the thermal perturbation scattering in the heat exchanger and that of the thermohydraulic and neutronphysical processes on the discharge stability in a circuit is analysed. The feedback established by the coolant viscosity dependence on temperature is accounted for.

В работе [1] рассмотрена принципиальная возможность проявления неустойчивости расхода в замкнутом контуре, обусловленная зависимостью вязкости теплоносителя от температуры. Эта зависимость формирует следующую цепь обратной связи: расход — температура теплоносителя — гидравлические потери — расход. Для случаев принудительной и естественной циркуляции (ЕЦ) получены условия устойчивости. Определяемая ими граница неустойчивости расположена в области физически реализуемых значений параметров. Если гидравлические потери не зависят от температуры теплоносителя, то в принятом приближении стационарный режим сохраняет устойчивость во всем диапазоне конструктивных и режимных параметров.

Анализ устойчивости при постоянном теплоподводе показал, что: увеличение гидравлических потерь в активной зоне (АЗ) оказывает стабилизирующее влияние; при колебательной неустойчивости принудительной циркуляции возмущения температуры теплоносителя в АЗ и теплообменнике (ТО) имеют противоположный знак. В этой ситуации изменение гидравлических потерь в ТО компенсируется (частично либо полностью) приращением гидравлических потерь в АЗ, имеющим противоположный знак. В условиях саморегулирования мощности реактора при отрицательном температурном коэффициенте реактивности по теплоносителю отклонения температуры на входе и выходе из АЗ имеют противоположный знак. Отсюда следует, что изменение температуры теплоносителя на входе в АЗ в определенных условиях не меняет здесь гидравлических потерь. Последнее может оказать существенное дестабилизирующее влияние на циркуляцию в контуре.

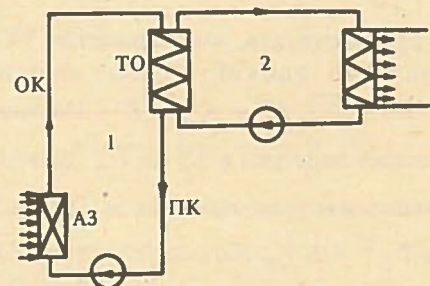
В данной работе для выяснения направленности и получения оценки влияния выделенной обратной связи на динамику ЯР исследуется общеконтурная устойчивость циркуляции теплоносителя с учетом теплофизических процессов в АЗ и ТО. Анализ проводится в рамках принятых в [1] предположений: гидравлические по-

тери сосредоточены на обогреваемых участках, время прохода которых много меньше времени прохода теплоносителя по контуру. Там, где это дополнительно не оговаривается, будем использовать те же уравнения сохранения энергии, неразрывности и количества движения. В этом случае при построении характеристического уравнения можно ограничиться отысканием только тех составляющих, которые определяются способом описания теплофизических процессов в АЗ и ТО.

1. ВЛИЯНИЕ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОМЕЖУТОЧНОГО КОНТУРА ТЕПЛОТВОДА

На рис. 1 показана схема циркуляции теплоносителя при наличии промежуточного контура. Составными элементами первого контура являются: АЗ; ТО; насос; подводящие и отводящие коммуникации (ПК, ОК), включающие подъемные и опускные участки. Рассматривается случай принудительной циркуляции во втором (промежуточном) контуре. Охлаждение теплоносителя первого контура осуществляется в противоточном теплообменнике. Будем считать, что перепады давления на насосах $DP_H^{(i)}$ (i — номер контура) вблизи рабочего режима удовлетворяют условиям $DP_H^{(i)} = \text{const}$; $i = 1, 2$.

Рис. 1. Схема циркуляции теплоносителя



В этом разделе тепловой поток в АЗ реактора предполагается постоянным, т.е. $q_a(z,t) = \text{const}$. Индексы 1 и 2, a и m соответствуют подводящей и отводящей коммуникациям, АЗ и ТО.

Математическая модель теплообменника. Допущение о незначительности времени прохода теплоносителем обогреваемых участков делает возможным описание теплофизических процессов здесь в квазистатическом приближении. С учетом этого уравнения теплового баланса для ТО запишем

$$\begin{aligned} \rho c u^{(1)} S^{(1)} \frac{\partial}{\partial z} T_m^{(1)} &= -\frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} \Pi (T_m^{(1)} - T_m^{(2)}); \\ -\rho c u^{(2)} S^{(2)} \frac{\partial}{\partial z} T_m^{(2)} &= \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} \Pi (T_m^{(1)} - T_m^{(2)}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $z = 0$ соответствует входу в ТО по первому контуру; Π — периметр поперечного сечения поверхности теплоотдачи; $S^{(i)}$ — площадь проходного сечения ТО по i -му контуру ($i = 1, 2$); K_1, K_2 — коэффициенты теплоотдачи от разделяющей поверхности к теплоносителю первого и второго контуров; остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в работе [1].

Предполагая поток теплоносителя в ТО турбулентным, воспользуемся соотношениями [2]

$K = Nu \lambda / d$; $Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}$, где $Nu = Nu(v(T_{cp}))$; $T_{cp} = (T_{m,0} + T_{m,L}) / 2$ — среднее значение температуры теплоносителя в ТО; $T_{j,0} = T_j(z = 0)$, $T_{j,L} = T_j(z = L_j)$ — соответственно температуры на входе и выходе j -го участка контура.

Отсюда, с учетом принятого в [1] аппроксимационного соотношения для вязкости теплоносителя

$$v = B e^{-\alpha T}; B, \alpha - \text{const}, \quad (2)$$

в линейном приближении имеем

$$\Delta K_i = 0,2 K_i^* [4\delta u^{(i)} + \ln(v_0/v_L)^* (\delta T_{m,0}^{(i)} + \delta T_{m,L}^{(i)})];$$

$$i = 1, 2,$$

где Δ — малое отклонение соответствующей величины от стационарного значения; $\delta u^{(i)} = \Delta u^{(i)} / u^{(i)*}$;

$\delta T_j^{(i)} = \Delta T_j^{(i)} / \Delta T_0^{(i)}$; $j = 1, 2, a, m$; * обозначает переменную в стационарном режиме; $\Delta T_0^{(i)}$ — стационарный подогрев теплоносителя на обогреваемом участке i -го контура; v_0^*, v_L^* — вязкость теплоносителя на входе и выходе из обогреваемого участка (АЗ) в стационарном режиме.

Далее будем считать, что параметры ТО в стационарном режиме удовлетворяют соотношениям $u^{(1)*} S^{(1)} = u^{(2)*} S^{(2)}$, $K_1^* = K_2^* = K^*$. Из этого следует, что статический подогрев в АЗ ($\Delta T_0^{(1)}$) равен подогреву теплоносителя второго контура в ТО ($\Delta T_0^{(2)}$), т.е. $\Delta T_0^{(1)} = \Delta T_0^{(2)} = \Delta T_0$. Запишем систему (1) в отклонениях от стационарного режима и линеаризуем отно-

сительно приращений. Интегрируя полученную систему, получим

$$\begin{aligned} \delta T_{m,L}^{(1)} &= a_{11} \delta T_{m,0}^{(1)} + a_{12} \delta T_{m,L}^{(2)} + \\ &+ b_{11} \delta u^{(1)} + b_{12} \delta u^{(2)}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \delta T_{m,0}^{(2)} &= a_{21} \delta T_{m,0}^{(1)} + a_{22} \delta T_{m,L}^{(2)} + \\ &+ b_{21} \delta u^{(1)} + b_{22} \delta u^{(2)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1 - 0,2\xi}{1 + \eta}; a_{12} = \frac{\eta - 0,2\xi}{1 + \eta}; \\ b_{11} &= \frac{0,5\eta + 0,6 - 0,1\xi}{1 + \eta}; b_{12} = -\frac{0,5\eta + 0,4 - 0,1\xi}{1 + \eta}; \\ a_{21} &= \frac{\eta + 0,2\xi}{1 + \eta}; a_{22} = \frac{1 + 0,2\xi}{1 + \eta}; \\ b_{21} &= \frac{0,5\eta + 0,4 + 0,1\xi}{1 + \eta}; b_{22} = -\frac{0,5\eta + 0,6 + 0,1\xi}{1 + \eta}; \end{aligned}$$

$$\xi = \ln(v_0/v_L)^*; \eta = \Delta T_0 / \Delta T_{1,2};$$

$\Delta T_{1,2} = (T_m^{(1)} - T_m^{(2)})^* = \text{const}$ — температурный напор в ТО.

Используя эти соотношения и решение линеаризованной системы (1), получим следующие выражения, определяющие приращения напора ЕЦ и гидравлических потерь в ТО (первый контур):

$$\begin{aligned} \int_{\text{ТО}} \Delta(v^k) dz &= -k \xi (\overline{v_m^{*k}} L_m) \left\{ (a_{11} + a_{21} \Psi) \delta T_{m,0}^{(1)} + \right. \\ &+ a_{12} (1 - \Psi) \delta T_{m,L}^{(2)} + \left[b_{11} (1 - \Psi) + \frac{\eta (1 - 2\Psi)}{2k\xi} \right] \delta u^{(1)} + \\ &\left. + \left[b_{12} (1 - \Psi) - \frac{\eta (1 - 2\Psi)}{2k\xi} \right] \delta u^{(2)} \right\}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \int_{\text{ТО}} \Delta T_m^{(1)} dz &= \frac{L_m}{2} \Delta T_0 \left\{ (1 + a_{11}) \delta T_{m,0}^{(1)} + a_{12} \delta T_{m,L}^{(2)} + \right. \\ &\left. + (\eta/6 + b_{11}) \delta u^{(1)} + (b_{12} - \eta/6) \delta u^{(2)} \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Psi = 1/(k\xi) - 1/[(v_0/v_L)^{*k} - 1]$; $\overline{v_m^{*k}} = \int_0^{L_m} v_m^{*k} dz / L_m$

среднее по ТО значение вязкости теплоносителя первого контура.

З а м е ч а н и е. Из соотношения (3) следует, что при $\delta T_{m,L}^{(2)} = \delta u^{(1)} = \delta u^{(2)} = 0$ уменьшение величины отклонения температуры теплоносителя в ТО определяется соотношением

$$\delta T_{m,0}^{(1)} - \delta T_{m,L}^{(1)} = \frac{\eta + 0,2\xi}{1 + \eta} \delta T_{m,0}^{(1)},$$

т.е. рассеяние температурных возмущений в ТО увеличивается (считается $0,2\xi < 1$) с ростом отношения $\eta = \Delta T_0 / \Delta T_{1,2}$.

Принудительная циркуляция при разомкнутом промежуточном контуре. Ниже рассматривается случай, когда скорость и температура теплоносителя на

входе в ТО по второму контуру постоянны, т.е. $\delta T_{m,L}^{(2)} = \delta u^{(2)} = 0$. Такие граничные условия отражают определенный консерватизм параметров теплоносителя на входе в ТО при разомкнутом промежуточном контуре циркуляции.

Используя построенные в работе [1] решения для АЗ, ПК и ОК, из условия замкнутости контура имеем

$$\delta T_{1,0} = \frac{b_{11} - a_{11} e^{-\tau p/2}}{1 - a_{11} e^{-\tau p}} \delta u = \chi(p) \delta u, \quad (7)$$

где p — параметр преобразования Лапласа; τ — время прохода теплоносителя по контуру (здесь и ниже, чтобы избежать лишних обозначений, величины и их изображения по Лапласу обозначены одинаковыми символами; индекс, отражающий принадлежность переменной первому контуру, будем опускать, если это не вызывает неопределенности).

При анализе устойчивости принудительной циркуляции в условиях постоянного теплоотвода было показано, что инерционность теплоносителя не оказывает влияния (в рамках принятой модели) на положение границы рассматриваемой неустойчивости. Поэтому в дальнейшем будем пренебрегать слагаемым характеристического уравнения, обусловленным инерционностью движения теплоносителя.

Учитывая соотношения (5), (7), характеристическое уравнение для исследования устойчивости принудительной циркуляции, построенное в [1], запишем

$$a_1 e^{-2S} + a_2 e^{-S} + a_3 = 0, \quad (8)$$

где $S = \tau p/2$; $a_1 = (c - \epsilon) a_{11}$; $a_2 = b_{11} \epsilon - a_{11} d$;

$$a_3 = b_{11} d - c; \quad d = (1 - \epsilon) \left(1 + \frac{a_{21}}{a_{11}} \Psi\right);$$

$$c = \frac{2 - k}{k \zeta} + \epsilon \Psi + (1 - \epsilon) \left[\Psi \frac{b_{11}}{a_{11}} - \frac{\eta (1 - 2 \Psi)}{2 k \zeta} \right];$$

$\epsilon = DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}} / (DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}} + DF_{\text{тр}}^{\text{ТО}})$; $DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}}$, $DF_{\text{тр}}^{\text{ТО}}$ — гидравлические потери в АЗ и ТО в стационарном режиме (при построении уравнения (8) использовалось также предположение о равенстве времен прохода теплоносителем ПК и ОК).

Анализ устойчивости проведем с помощью метода D -разбиения плоскости двух действительных параметров (a_1 , a_2). Полагая в уравнении (8) $S = \pm i n \pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), получим уравнения особых прямых: $a_1 + a_2 + a_3 = 0$; $a_1 - a_2 + a_3 = 0$. Уравнение D -кривой при $S = i \omega$ запишется $a_1 = a_3$; $a_2 = -2a_3 \cos \omega$.

На рис. 2 приведены границы D -разбиения, соответствующие характеристическому уравнению (8). Так как каждой точке кривой D -разбиения и особой прямой соответствует бесконечное число корней на мнимой оси, то штриховка произведена только для указания области претендента и не соответствует изменению количества корней в правой полуплоскости при переходе через границу. Из уравнения (8) видно, что при $a_2 = 0$ и $|a_1| < |a_3|$ все корни имеют отрицательные действительные части, и, следовательно, эти значения парамет-

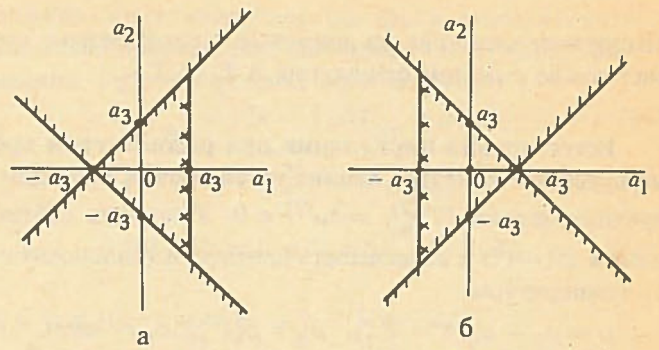


Рис. 2. Граница D -разбиения плоскости a_1 , a_2 : а — $a_3 > 0$; б — $a_3 < 0$

ров принадлежат области устойчивости. Таким образом, условия стабильности расхода в рассматриваемом случае принимают вид

$$a_3 \geq 0; \quad a_1 \leq a_3; \quad a_2 \leq a_1 + a_3; \quad a_2 \geq -a_1 - a_3. \quad (9)$$

Циркуляция теплоносителя при выбранных граничных условиях для ТО устойчива, если выполнена одна из указанных цепочек неравенства (верхняя либо нижняя). При нарушении хотя бы одного неравенства в каждой цепочке стационарный режим неустойчив.

На рис. 3 показаны границы устойчивости для различных значений параметров ζ и k ($\lambda_{\text{тр}} = a/\text{Re}^k$), определяющих изменение вязкости теплоносителя при номинальном подогреве и структуру потока в АЗ и ТО. Область устойчивости расположена выше соответствующей границы. Видно, что стационарный режим сохраняет устойчивость при относительных гидравлических потерях в АЗ, существенно меньших 50%, т.е. при $\epsilon = DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}} / (DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}} + DF_{\text{тр}}^{\text{ТО}}) < 1/2$. В случае $\eta = \Delta T_0 / \Delta T_{1,2} \geq 1$ и $\zeta \leq 5$ выполняется нижняя цепочка неравенств в системе (9) и, следовательно, циркуляция устойчива в рассматриваемом приближении независимо от распределения гидравлических потерь ($\epsilon \in (0, 1)$). Таким образом, рассеивание температурных возмущений в ТО оказывает существенное стабили-

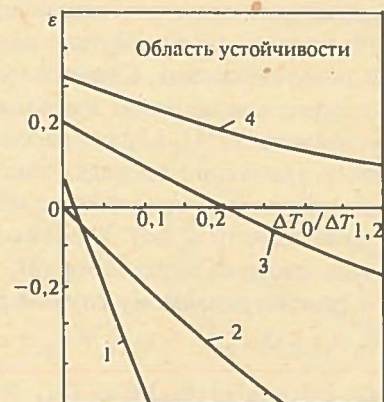


Рис. 3. Границы области устойчивости при различных значениях параметров k и $\zeta = \ln(\nu_0/\nu_L)^*$: 1 — $k = 0,25$; $\zeta = 0,4$; 2 — $k = 0,25$; $\zeta = 1$; 3 — $k = 0,4$; $\zeta = 1$; 4 — $k = 0,6$; $\zeta = 1$

лизирующее влияние на движение теплоносителя, возрастающее с ростом отношения $\Delta T_0/\Delta T_{1,2}$.

Естественная циркуляция при разомкнутом промежуточном контуре. Анализ устойчивости проведем в предположении $\delta T_{m,L}^{(2)} = \delta u^{(2)} = 0$. Учитывая соотношения (5)–(7) и зависимость плотности теплоносителя от температуры

$$\rho = \rho_0 - \alpha_0(T - T_1^*), \quad \rho_0 = \rho(T_1^*); \quad \alpha_0 = \text{const},$$

характеристическое уравнение, построенное в [1] для варианта ЕЦ, запишется

$$[a_1 S - a_{11} r_0] e^{-2S} + [a_2 S + (b_{11} + a_{11} r)] e^{-S} + [a_3 S - (1 + b_{11} r - r_0)] = 0, \quad (10)$$

где

$$a_1 = e_0 a_{11}; \quad a_2 = e_2 a_{11} + e_1 b_{11}; \quad a_3 = -(e_0 + e_1 + e_2 b_{11});$$

$$r = (l_1 + \frac{l_2}{a_{11}}); \quad r_0 = l_1 + l_2 \frac{b_{11}}{a_{11}}; \quad l_i = \frac{L_i}{L_1 + L_2}; \quad i = 1, 2, a, m;$$

$$e_0 = \frac{k\xi}{2} (c - \varepsilon) - \frac{1}{2} \left[l_a + \left(\frac{b_{11}}{a_{11}} + \frac{\eta}{6} \right) l_m \right];$$

$$e_1 = \frac{k\xi}{2} \varepsilon + l_a; \quad e_2 = l_m \frac{1 + a_{11}}{2a_{11}} - \frac{k\xi}{2} d.$$

Анализ устойчивости с использованием характеристического уравнения (10) не представляет сложности при конкретных численных значениях входящих в него параметров. Однако в силу сложности описания границы области устойчивости в многопараметрическом пространстве при нелинейной функциональной зависимости выделение общих тенденций затруднительно. Поэтому далее в этом разделе ограничимся определением части области неустойчивости, описание которой существенно упрощено.

Положим в уравнении (10) $S = i\omega$. При $\omega \rightarrow \infty$ получим предельное множество кривой D -разбиения N_∞ [3]: $a_1 e^{-2S} + a_2 e^{-S} + a_3 = 0$, выделяющее в пространстве параметров исходного характеристического уравнения (10) область $D(\infty)$ (счетное количество корней в правой полуплоскости). Стационарные режимы, параметры которых принадлежат выделенной области, заведомо неустойчивы [3, 4]. Анализ расположения корней полученного уравнения проведен выше. Показано, что параметры системы принадлежат либо области устойчивости, либо области $D(\infty)$. Условия устойчивости получены в виде системы неравенств (9), которая применительно к рассматриваемому случаю запишется

$$\begin{aligned} e_0 + e_1 + e_2 b_{11} &\leq 0; \quad e_0 (1 + a_{11}) + e_1 + e_2 b_{11} \leq 0; \\ e_0 (1 - a_{11}) + e_1 (1 + b_{11}) + e_2 (b_{11} + a_{11}) &\leq 0; \quad (11) \\ e_0 (1 - a_{11}) + e_1 (1 - b_{11}) + e_2 (b_{11} - a_{11}) &\leq 0. \end{aligned}$$

Следовательно, стационарный режим заведомо неустойчив, если нарушено хотя бы одно неравенство в каждой цепочке (верхней и нижней).

На рис. 4 для различных значений параметра k выделена часть области неустойчивости, определяемая несовместимостью условий (11). Параметры, расположенные ниже соответствующей кривой, отвечают неустойчивым режимам. Общая тенденция изменения рассматриваемой области при увеличении $\eta = \Delta T_0/\Delta T_{1,2}$ для принудительной циркуляции совпадает с ее оценкой в случае ЕЦ.

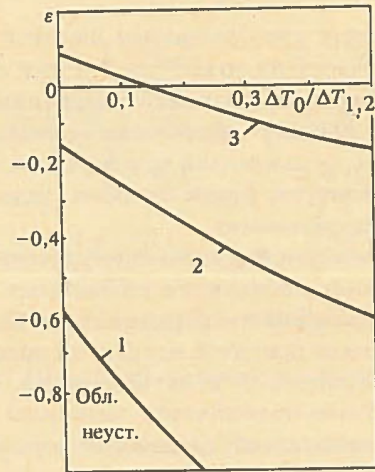


Рис. 4. Часть области неустойчивости, определяемая несовместимостью системы (11) ($\xi = 1, l_a + l_m = 0,1$): 1 - $k = 0,25$; 2 - $k = 0,4$; 3 - $k = 0,6$

Влияние промежуточного контура. В этом разделе сделаем два замечания относительно описания передачи тепла из первого контура.

Пусть первый и второй контуры циркуляции идентичны, т.е. $DP_H^{(1)} = DP_H^{(2)} = \text{const}$; $\varepsilon^{(1)} = DF_{\text{тр}}^{A3(1)}/DP_H^{(1)} = \varepsilon^{(2)} = DF_{\text{тр}}^{A3(2)}/DP_H^{(2)} = \varepsilon$; $\tau^{(1)} = \tau^{(2)} = \tau$, и отбор тепла из второго контура постоянен. В этом случае циркуляция теплоносителя в каждом контуре неустойчива, если $\varepsilon < 1/2$. Утверждение легко доказать, если пренебречь малыми добавками в соотношениях (3), (4), обусловленными зависимостью коэффициента теплоотдачи от вязкости теплоносителя ($1 \gg 0,2\xi \approx 0$). Полагая в (3), (4)

$$\begin{aligned} \delta u^{(2)} &= M_1 \delta u^{(1)} + M_2 \delta u^{(1)} (t - \tau/2) = \\ &= (M_1 + e^{-\tau\rho/2} M_2) \delta u^{(1)}, \quad (12) \end{aligned}$$

найдем значения M_1 и M_2 из условия постоянства теплового потока между контурами. Для определения $\delta u^{(1)}, \delta u^{(2)}$ получим тождественные характеристические уравнения, что гарантирует существование решений вида (12). Таким образом, из неустойчивости расхода в первом контуре в условиях постоянного теплоотвода в ТО следует неустойчивость циркуляции теплоносителя в рассматриваемой двухконтурной системе. Замечание справедливо и при различных значениях $\tau^{(1)}, \tau^{(2)}$, если выполнено соотношение $\tau^{(1)}(1 + 2n_1) = \tau^{(2)}(1 + 2n_2)$; $n_1, n_2 = 1, 2, \dots$

Рассмотрим возможность использования граничных условий с постоянными значениями скорости и температуры теплоносителя на входе ТО при наличии промежуточного контура. Оценим изменение температуры на входе в АЗ при переносе указанных граничных условий с ТО первого контура на ТО промежуточного. Теплоперенос в промежуточном контуре будем рассматривать в квазистатическом приближении; скорость теплоносителя считаем постоянной. В рамках этих допущений имеем

$$\begin{aligned} \delta T_{m,L}^{(1)} &= a_{11} \delta T_{m,0}^{(1)}; \quad \overline{\delta T}_{m,L}^{(1)} = a_{11} \delta T_{m,0}^{(1)} + a_{12} \delta T_{m,L}^{(2)}; \\ \delta T_{m,L}^{(2)} &= \overline{a}_{11} \delta T_{m,0}^{(2)}; \quad \delta T_{m,0}^{(2)} = a_{21} \delta T_{m,0}^{(1)} + a_{22} \delta T_{m,L}^{(2)}; \\ \overline{a}_{11} &= \frac{1 - 0,2\zeta}{1 + \eta^{(2)}}; \quad \eta^{(2)} = \frac{\Delta T_0}{\Delta T_{2,3}}. \end{aligned}$$

Здесь $\overline{\delta T}_{m,L}^{(1)}$ — отклонение температуры теплоносителя первого контура на выходе из ТО, соответствующее принятым граничным условиям для ТО промежуточного контура ($\delta u^{(3)} = \delta T_{m,L}^{(3)} = 0$); $\Delta T_{2,3} = (T_m^{(2)} - T_m^{(3)})^*$.

Предполагая равенство температурных напоров на теплообменниках ($\Delta T_{1,2} = \Delta T_{2,3}$; $\eta = \eta^{(2)}$) и справедливость соотношения $\eta \gg 0,2\zeta$, получим

$$\frac{\overline{\delta T}_{m,L}^{(1)} - \delta T_{m,L}^{(1)}}{\delta T_{m,L}^{(1)}} = \frac{\eta}{2 + \eta}.$$

Отсюда следует, что при $\eta = \Delta T_0 / \Delta T_{1,2} = 2$ отклонены температуры $\delta T_{m,L}^{(1)}$ (статический коэффициент усиления) увеличивается на 50% при переносе принятых граничных условий с ТО первого контура на ТО промежуточного.

Таким образом, для достижения требуемой точности расчетов при наличии промежуточного контура теплоотвода анализ общеконтурных колебаний расхода необходимо проводить с учетом переноса тепла в этом контуре.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИХ И НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ.

Математическая модель активной зоны. В рамках квазистатического приближения при саморегулировании мощности реактора параметры теплоносителя определяются из условия постоянства реактивности (k), т.е.

$$\Delta k = -a_r \delta Q - a_T \delta T_c = 0. \quad (13)$$

Здесь Q — мощность реактора; $-a_r$, $-a_T$ — нормированные температурные коэффициенты реактивности по теплоносителю и горючему соответственно; $T_c/2 = (T_{a,o} + T_{a,L})/2$ — средняя температура теплоносителя в АЗ.

Уравнение теплового баланса представим в виде $u_a(\partial/\partial z)T_a = b_0 Q$, где $b_0 = u_a^* \Delta T_0 / (Q^* L_a) = \text{const}$ нормирующий множитель. Запишем это уравнение в от-

клонениях от стационарного режима и линеаризуем относительно приращений. Интегрируя полученное соотношение, с учетом условия (13) получим

$$\delta T_{a,L} = (2\mu - 1) \delta T_{a,0} - \mu \delta u; \quad (14)$$

$$\int_{\text{АЗ}} \Delta(v^k) dz = -k\zeta (\overline{v_a^{*k}} L_a) (\mu_1 \delta T_{a,0} - \mu \Psi \delta u); \quad (15)$$

$$\int_{\text{АЗ}} \Delta(T_a) dz = L_a \Delta T_0 \mu (\delta T_{a,0} - \delta u/2), \quad (16)$$

где $\mu = a_r / (a_r + a_T)$; $\mu_1 = 1 - 2(1 - \mu)\Psi$.

Принудительная циркуляция теплоносителя. В этом разделе и далее рассмотрение ведется в предположении постоянства теплового потока в ТО. Используя уравнение (14), из условия замкнутости контура циркуляции имеем

$$\delta T_{1,0} = \frac{1 - \mu e^{-\tau\rho/2}}{1 - (2\mu - 1) e^{-\tau\rho}} \delta u = \chi(\rho) \delta u. \quad (17)$$

Поступая аналогично изложенному выше, с учетом соотношений (14)–(17) получим характеристическое уравнение в виде уравнения (8), где $a_1 = b(1 - 2\mu) + \mu\mu_1\varepsilon$; $a_2 = \mu(1 - \varepsilon) - \mu_1\varepsilon$; $a_3 = b - 1 + \varepsilon$; $b = (1 - \varepsilon + \varepsilon\mu)\Psi + (2 - k)/(k\zeta)$. Циркуляция теплоносителя устойчива, если выполнены условия (9). Так как в широком диапазоне параметров ($(2 - k)/k\zeta + \Psi - 1 > 0$) нижняя цепочка неравенств несовместима, то условия устойчивости запишутся

$$U_1 = b - 1 + \varepsilon \geq 0;$$

$$U_2 = 2(1 - \mu)\{b - \varepsilon(1 + \mu)\Psi\} - (1 + \mu)(1 - 2\varepsilon) \geq 0;$$

$$U_3 = \mu\{2b - \mu_1\varepsilon\} - 1 + \varepsilon \geq 0;$$

$$U_4 = (1 - \mu)\{2b - 1 + \varepsilon - \mu_1\varepsilon\} \geq 0.$$

Из двух последних неравенств этой системы следует, что стационарный режим неустойчив для произвольного распределения гидравлических потерь в контуре ($\varepsilon = DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}}/DP_{\text{н}} \in (0,1)$), если один из коэффициентов реактивности положителен, т.е. $\mu < 0$ или $1 - \mu < 0^*$.

На рис. 5 для различных значений параметра k показаны границы неустойчивости в области отрица-

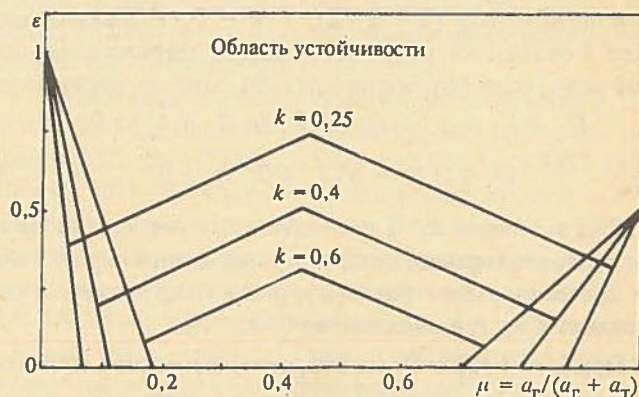


Рис. 5. Граница области устойчивости при отрицательных значениях коэффициентов реактивности ($\zeta = 1$)

*Случай $a_r + a_T < 0$ не рассматривается в силу его нефизичности.

тельных значений коэффициентов реактивности по горючему и теплоносителю. Область устойчивости расположена выше соответствующей границы. Стационарный режим теряет устойчивость при увеличении коэффициента реактивности по горючему до нуля ($\mu = 0$).

З а м е ч а н и е. Если гидравлические потери (вязкость) не зависят от температуры теплоносителя, то, как отмечалось выше, циркуляция в контуре устойчива. Однако из соотношения (17) в случае $\delta u = 0$ имеем следующее условие устойчивости теплофизических параметров: $|2\mu - 1| < 1$, т.е. стационарное распределение температуры в контуре теряет устойчивость при положительности одного из коэффициентов реактивности.

Естественная циркуляция теплоносителя. С учетом соотношений (14)–(17) характеристическое уравнение для анализа устойчивости в рассматриваемом случае запишется

$$b + \mu \bar{l}_a - \bar{l}_m = (\epsilon \mu_1 + 2\mu \bar{l}_a) e^{-S} \chi + (1 - \epsilon - 2\bar{l}_m) \chi - 2\epsilon (\bar{l}_2 \chi_1 + \bar{l}_1 \chi). \quad (18)$$

Здесь

$$\epsilon = \frac{1 - e^{-S}}{S}; \quad \chi_1 = \frac{\mu - (2\mu - 1) e^{-S}}{1 - (2\mu - 1) e^{-2S}};$$

$$\bar{l}_i = \frac{l_i}{k \zeta} = \frac{L_i}{k \zeta (L_1 + L_2)}.$$

Далее, используя вышеизложенный подход, ограничимся выделением в пространстве параметров системы части области неустойчивости. Положим в характеристическом уравнении (18) $S = i\omega$. При $\omega \rightarrow \infty$ получим предельное множество кривой D -разбиения N_∞ , определяемое соотношением вида (8), где

$$\begin{aligned} a_1 &= (1 - 2\mu)(b - \bar{l}_m) + \mu(\bar{l}_a + \epsilon \mu_1); \\ a_2 &= \mu(1 - \epsilon - 2\bar{l}_m - 2\bar{l}_a) - \epsilon \mu_1; \\ a_3 &= b - 1 + \epsilon + \bar{l}_m + \mu \bar{l}_a. \end{aligned}$$

Стационарный режим неустойчив (параметры уравнения (18) принадлежат $D(\infty)$), если нарушено хотя бы одно неравенство в каждой цепочке (9). Так как в области параметров $(2 - k)/k \zeta + \Psi - 1 > 0$ нижняя цепочка неравенств несовместима, то циркуляция неустойчива, если нарушено хотя бы одно из неравенств

$$\begin{aligned} U_1 + \bar{l}_m + \mu \bar{l}_a &\geq 0; \quad U_2 + 4\mu(\bar{l}_a + \bar{l}_m) \geq 0; \\ U_3 + 2(1 - \mu)\bar{l}_m &\geq 0; \quad U_4 \geq 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Для значений $\mu > 1$ последнее условие не выполняется и, следовательно, стационарный режим неустойчив при положительном температурном коэффициенте реактивности по теплоносителю ($-a_T > 0$).

При $\mu = 1$ ($a_T = 0$) из второго неравенства системы (19) имеем соотношение $\bar{l}_a + \bar{l}_m - k \zeta (1/2 - \epsilon) \geq 0$, которое совпадает с полученным в [1] условием устойчивости. Таким образом, в случае $a_T = 0$ достаточные условия неустойчивости совпадают с необходимыми.

При нулевом коэффициенте реактивности по горючему ($\mu = 0$) третье соотношение системы (19) прини-

мает вид $2\bar{l}_m - k \zeta (1 - \epsilon) \geq 0$. Если неравенство не выполняется, то стационарный режим, соответствующий таким значениям параметров, неустойчив. Отсюда следует, что в случае $a_T = 0$ зависимость гидравлических потерь от температуры оказывает дестабилизирующее влияние на ЕЦ для произвольного распределения гидравлических потерь в контуре ($\epsilon \in (0, 1)$).

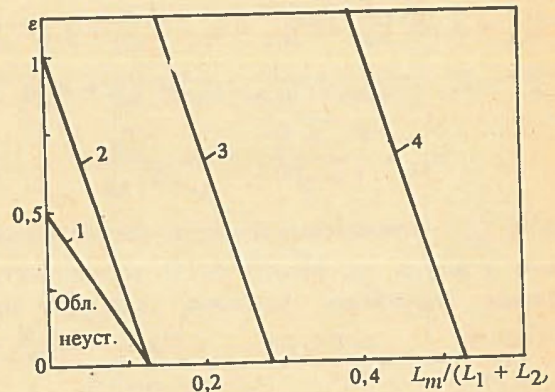


Рис. 6. Часть области неустойчивости, определяемая несовместимостью системы (19) ($k = 0,25$; $\zeta = 1$): 1 - $\mu = 1$; 2 - $\mu = 0$; 3 - $\mu = -0,1$; 4 - $\mu = -0,3$

На рис. 6 для различных значений коэффициентов реактивности выделена часть области неустойчивости, определяемая по нарушению одного из неравенств системы (19). Параметры, отвечающие неустойчивым состояниям, расположены ниже соответствующей кривой. Стационарный режим теряет устойчивость при увеличении коэффициента реактивности по горючему.

З а м е ч а н и е. При экспериментальном исследовании устойчивости общеконтурного расхода в условиях сильной зависимости вязкости от температуры необходимо моделирование гидравлических потерь по всему контуру (с учетом промежуточного). Компенсация гидравлических потерь в теплообменнике с помощью шайбования обогреваемого канала на входе может существенно изменить результаты.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Вдовин С.И. Об одном механизме неустойчивости циркуляции теплоносителя // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1990. Вып. 5. С. 26–29.
2. Клемин А.И., Полянин Л.Н., Стригулин М.М. Теплотехническая надежность ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.
3. Неймарк Ю.И. Динамические системы и управляемые процессы. — М.: Наука, 1978.
4. Беллман Р., Кук К.Л. Дифференциально-разностные уравнения/Перев. с англ. Под ред. Л.Э. Эльсгольца. — М.: Мир, 1967.

Статья поступила в редакцию
10 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 39–44.

УДК 681.518:621.039.58

**КОНЦЕПЦИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ
ОПЕРАТИВНОГО ДИАГНОСТИРОВАНИЯ (АСОД) РЕЖИМОВ РАБОТЫ
ЭНЕРГОБЛОКА АЭС***Н.А.Бабкин, О.Н. Калишев, И.В. Мигалов*

Рассматриваются принципы построения АСОД (методология функционального диагностирования, состав и структура программного обеспечения) в свете новых требований к безопасности и экономической эффективности эксплуатируемых и проектируемых энергоблоков АЭС.

THE CONCEPT OF AUTOMATED ON-LINE DIAGNOSTICS OF THE OPERATION MODES OF A PP POWER UNIT N.A. BABKIN, O.N. KALISHEV, I.V. MIGALOV. The principles of automated on-line diagnostics (methods of functional diagnosis, software contents and structure) are discussed in the light of the new requirements for safety and economical efficiency of working and developed PP power units.

Повышение безопасности, надежности и эффективности эксплуатации АЭС предполагает создание высокоавтоматизированных систем оперативной диагностики (АСОД) режимов работы энергоблоков. Анализ литературы [1—10] показывает, что в настоящее время существуют три основные группы методов оперативной диагностики энергоустановок.

К первой группе относятся шумовые, виброакустические и вероятностные методы диагностики. Они позволяют осуществлять раннее обнаружение неисправностей (в том числе зарождающихся), но требуют большой и достаточно полной статистики шумов и вибраций диагностируемого объекта при штатных и аномальных режимах работы, коррекции статистики в связи со старением и/или изменением условий работы (в том числе перегрузкой топлива) энергоблока и больших вычислительных затрат. Кроме того, эти методы ориентированы на диагностику отдельных узлов, подсистем и/или классов неисправностей и в большинстве своем нуждаются в отличной от штатной системе сбора информации. Вследствие указанных причин все существующие системы, которые реализуют методы этой группы, являются локальными.

Вторую группу составляют методы, опирающиеся на деревья неисправностей, причинно-следственные диаграммы, сети событий — так называемые причинно-следственные модели (ПСМ), которые определяются логическими связями между событиями и состояниями, характеризующими возникновение и развитие нарушений в работе систем и агрегатов в их временной последовательности с учетом реальных транспортных задержек. Методами этой группы анализируются сигналы, генерируемые штатной системой датчиков. Главное достоинство методов — системность анализа и простота логики разбора аномальных ситуаций. К существенным недостаткам относятся ориентация на априорную после-

довательность событий, которая реально может и не реализоваться; распознавание достаточно развитых неполадок; разветвленность ПСМ и сложность учета частичных отказов оборудования. Кроме того, при решении сложной и трудоемкой задачи формирования и программирования ПСМ продолжают играть важную роль статистические данные об аномальных режимах энергоблока.

В третью группу входят методы диагностирования на основе экспертных оценок и приложений теории нечетких множеств. Данные методы обеспечивают возможность использования опыта высококвалифицированных специалистов в области эксплуатации ЯЭУ в концентрированном виде из постоянно расширяющейся базы знаний, а также учета ряда симптомов неблагоприятного состояния энергоблока, которые не могут быть оценены количественно. Достоинства и недостатки методов этой группы в основном аналогичны достоинствам и недостаткам ПСМ. Вообще, строгой границы между методами этих групп не существует и наблюдаются тенденции еще большего их сближения.

Среди систем, реализующих методы второй или третьей групп, наибольшую известность получили системы DASS [3] (США), STAR [4] (ФРГ), COSS [5] и DISKET [6] (Япония). В нашей стране действует система поддержки операторов на Игналинской АЭС [8] (опирается на причинно-следственные диаграммы), ряд систем разрабатывается, в частности система ЭДЭС [9] (ВНИИАЭС), опирающаяся на деревья неисправностей и экспертные оценки. Данные системы охватывают энергоблок в целом, но ориентированы на диагностику свершившихся событий, т.е. приступают к анализу состояния, как правило, уже после срабатывания тех или иных систем защиты. Учет возможных отказов датчиков, не проявления или искажения симптомов неполадок по другим причинам, а также наложений неисправно-

стей приводит к резкому усложнению и увеличению объема ПСМ затрудняет анализ и идентификацию состояния энергоблока. В результате указанные системы практически не дают однозначного диагноза, а предоставляют оператору список возможных (вероятных) неполадок.

Прямая независимость качества диагностирования состояния энергоблока от качества первичной информации делают задачу оценки правильности функционирования измерительных каналов (ИК) не менее актуальной. Анализ показывает [10], что задачи диагностирования ИК и обнаружения аномалий в работе энергоблока тесно взаимосвязаны. Однако наиболее эффективные методы решения как первой, так и второй задач требуют достаточно больших вычислительных затрат, предварительного знания особенностей возможных неполадок и (или) хорошего знания вероятностных характеристик контролируемых процессов, а простые методы в обоих случаях обнаруживают только достаточно развитые и явно выраженные неисправности. В результате существующие системы одну (как правило, первую) либо обе указанные задачи решают не в полном объеме, что снижает эффективность и глубину диагностирования энергоустановки в целом; использование же системы типа STAR совместно с системой диагностики ИК замедляет процесс постановки диагноза и увеличивает стоимость диагностирования энергоблока.

В отличие от рассмотренных методов и систем предлагаемый нами подход — методология диагностирования, структура и состав программного обеспечения (ПО) АСОД — является комплексным. Подход предусматривает использование семейства диагностических алгоритмов — решающих правил (РП), — что сближает его с экспертными методами и системами; наличие алгоритмов анализа дрейфа технологических параметров делает возможным обнаружение неполадок на начальном этапе их развития, что характерно для методов и систем первой группы.

Основные положения методологии функционального диагностирования. Излагаемая ниже концепция автоматизированной системы оперативной диагностики режимов энергоблоков АЭС базируется на уже показавшей свою работоспособность методологии функционального диагностирования ЯЭУ, которая ориентирована на использование ПЭВМ, штатной контрольно-измерительной аппаратуры и работу в условиях неполноты статистической информации. Основные положения этой методологии, подробное изложение многих сторон которой можно найти в работах [11—19], заключаются в следующем.

Анализ аномалии как на стадии обучения АСОД, так и в режиме оперативного диагностирования предполагает использование простых процедур свертки (сжатия) и структурирования первичной информации с выявлением диагностически наиболее ценных признаков начального этапа аномального процесса, отражающих закономерные связи и индивидуальные качественные особенности пространственно-временного распре-

ления отнормированных к доаномальной статике значений контролируемых технологических параметров.

В результате текущему состоянию энергоблока при достаточно широком диапазоне возможных аномальных проявлений: от изменения спектра шумового сигнала до изменений параметров, приводящих к срабатыванию системы защиты, и при разных темпах развития процесса ставятся в соответствие:

1. Наиболее чувствительные к анализируемой аномалии параметры с указанием направления их изменения, фиксация которых осуществляется по мере выхода нормированных значений параметров за пределы интервала, ограниченного одной и той же установкой, равной 3σ (σ — усредненное стандартное отклонение параметров в процентах).

2. Параметрическая структура — цепочка наиболее информативных (диагностически ценных) в анализируемой аномальной ситуации параметров, структурированных (упорядоченных между собой) на начальной стадии развития процесса по степени изменения взаимных отклонений соответствующих значений параметров по отношению друг к другу и к норме.

3. Лингвистические признаки аномального процесса, характеризующие тот или иной тип поведения диагностически значимых параметров, такие, как быстрый (медленный) рост (падение), резкий выход на статику, локальный экстремум и т.д.

4. Интегральные признаки — алгебраические (или функциональные) суммы наиболее чувствительных параметров со своими весовыми коэффициентами, значения которых на некотором начальном промежутке времени заметно меняются по сравнению со всеми другими при возникновении соответствующих неполадок, вызвавших аномальную ситуацию.

5. Интервальный признак — фиксация факта повторного внесения корректирующей поправки нормы параметра на заданном интервале времени. Направление и величина суммарной коррекции параметров и их функциональная связь является индивидуальными характеристиками медленно развивающейся аномалии.

6. Вероятностные признаки — фиксация факта повторной коррекции стандартного отклонения параметра и (или) статистически значимое смещение характеристик пиковых выбросов. Проявление вероятностных признаков у функционально связанной группы параметров является индивидуальной особенностью зарождающейся неполадки.

Предлагаемая свертка исходного множества штатных измерений технологических параметров не только охватывает достаточно широкий спектр особенностей развития аномалии, которые во многом согласуются с логикой анализа ситуации технологом-экспертом, но и благодаря структурированию информации достигается ее компактное представление и большая информативность. Так, по сравнению с наиболее близкой системой быстрой автоматической идентификации аварийных режимов АЭС (ВВР-1000) ЭДС (экспресс-диагностическая экспериментальная система) неполадки из заданного множества возможных распознаются быстрее и с

помощью меньшего числа контролируемых параметров, а их эталонные образы в 4—5 раз меньше по объему.

В отличие от известных систем задача выделения минимально-избыточной совокупности наиболее информативных параметров и рационального размещения соответствующих точек контроля автоматизирована и решается в процессе проверки различимости образов ожидаемого множества неполадок, предварительно сформированных на ПЭВМ по данным натурных испытаний и (или) матмоделирования. В качестве обобщающей характеристики для оценки диагностической ценности заданного множества контролируемых параметров при распознавании ожидаемого множества неисправностей используется мера информативности, величина которой приближается к энтропии возможных состояний энергоблока в случае их однозначной идентификации.

Распознавание возникшей аномальной ситуации осуществляется по мере выявления перечисленных признаков как алгоритмами сопоставительного (с предварительно сформированной эталонной информацией) анализа, так и алгоритмами логико-цифровых сравнительных оценок.

АСОД как советчик оператора обеспечивает сопровождение аномального процесса структурируемой во времени диагностической информацией, представляемой в легко интерпретируемой форме. Это позволяет оператору в режиме оперативной работы непрерывно отслеживать процесс развития аномальной ситуации и принимать наиболее рациональную стратегию действий, а в режиме тренажерного обучения проследивать причинно-следственные связи аномального процесса.

Функционально-информационная структура программного обеспечения АСОД. В соответствии с классической схемой решения задачи диагностирования в программном обеспечении АСОД, функционально-информационная структура которого приведена на рисунке, выделены следующие уровни.

1. У р о в е н ь А включает контроль состояния (расчет "нормы" и сравнение значений диагностических параметров с этой нормой).

При подключении АСОД к энергоблоку производится подстройка системы к текущему стационарному режиму — точке отсчета, относительно которой осуществляется нормировка измеряемых параметров при расчете переменных состояния. Одновременно оценивается и уточняется стандартное отклонение каждой переменной. В дальнейшем вычисленная норма автоматически отслеживается путем внесения соответствующих корректирующих поправок, значения которых определяются нормально текущим квазистационарным или штатным переходным режимом работы энергоустановки.

Уверенное обнаружение неполадок независимо от возможного вида их проявления и режима работы энергоблока достигается за счет использования нескольких критериев наличия аномалии:

— выход хотя бы одной переменной состояния за диагностическую установку (одну и ту же для всех переменных и режимов);



Функционально-информационная структура ПО АСОД

— выход за доверительный интервал хотя бы одного контрольного сигнала, который представляет собой отношение сглаженных и сглаженных абсолютных значений соответствующей сигналу переменной и который за минимально возможное при заданной вероятности ошибок время обеспечивает обнаружение смещения математического ожидания переменной на величину, соизмерную с половиной ее стандартного отклонения;

— статистически значимое изменение среднеквадратического отклонения (СКО) и (или) характеристик (амплитуды, частоты или коэффициента аперидичности) пиковых выбросов хотя бы одной переменной состояния.

На данном уровне осуществляется сжатие первичной информации (выделение тех переменных, изменения в поведении которых аномальны) и селекция алгоритмов второго уровня.

2. У р о в е н ь В — формирование диагностической информации (ДИ). Осуществляются сжатие и структурирование оперативных данных с выявлением диагно-

стически значимых особенностей процесса и оценка возникшей ситуации (селекция алгоритмов уровня С).

Формируемая ДИ отражает начальный этап развития нештатной ситуации, на котором информация о первопричинах аномалии еще не "затерта" вторичными изменениями. При этом алгоритмы выявления особенностей достаточно универсальны, устойчивы к случайным возмущениям диагностируемого процесса, вычислительно эффективны и не зависят от режима работы энергоблока. Срабатывание какого-либо критерия уровня А вызывает попытки выделения всех возможных при этом динамических особенностей процесса, что является платой за возможность диагностирования широкого спектра аномалий и рациональную организацию как взаимодействия алгоритмов распознавания (уровня С), так и ПО в целом. Однако, учитывая перечисленные свойства алгоритмов формирования ДИ и то важное обстоятельство, что заранее неизвестно, какие особенности и как именно проявятся в какой конкретной ситуации, эту плату нельзя считать чрезмерной.

3. У р о в е н ь С — идентификация возникшей ситуации. Осуществляется сопоставление формируемой ДИ с эталонной информацией (ЭИ), проводится оценка логико-арифметических, функциональных и вероятностных соотношений.

Известные системы диагностики, как правило, являются моносистемами, т.е. опираются на единственный метод (алгоритм) распознавания (это относится, в частности, к системам STAR (ФРГ), COSS (Япония), ЭДЭС (ВНИИАЭС)). В предлагаемой системе диагноз ставится на основе совместной работы группы алгоритмических блоков, каждый из которых может решить задачу диагностики энергоустановки в своей области компетентности самостоятельно. Рассмотрим эти блоки более подробно.

Б л о к 1 (диагностика ИК) решает следующие задачи:

— выявляет все типичные неисправности ИК, деградацию каналов и аномалии в измерениях, вызванные другими причинами;

— осуществляет коррекцию недостоверных показаний и перекалибровку приборов;

— отличает неисправности ИК от неполадок, зарождающихся в установке.

Эти алгоритмы, опирающиеся на имеющуюся аппаратную и (или) аналитическую (расчетную, функциональную) избыточность измерений с учетом предыстории, минимизируют время диагностирования при заданной вероятности ошибок (ложных тревог). По сравнению с известными методами (допускового контроля, балансной коррекции, статистического и вероятностного анализа) данные алгоритмы точнее, быстрее обнаруживают и оценивают неисправности, а во многих случаях проще и вычислительно эффективнее. Кроме того, они не требуют знания статистики шумов или каких-либо предположений о распределении шума, не зависят от режима работы и состояния энергоблока;

Б л о к 2 (анализ параметрических признаков) осуществляет выбор неисправностей-претендентов путем сопоставления сформированной к данному моменту со-

вокупности параметрических признаков с ЭИ, хранящейся в базе знаний (БЗ) в виде матрицы, ставящей в соответствие каждому признаку подмножество номеров тех неисправностей, по отношению к которым этот признак является одним из наиболее чувствительных. С появлением каждого нового признака состояния алгоритм заново анализирует все множество ожидаемых неисправностей;

Б л о к 3 (анализ структурных признаков) в качестве претендентов выбирает те неполадки, эталонные описания которых наиболее близки к оперативному описанию диагностируемого процесса по составу и относительной упорядоченности признаков состояния. Сопоставление как совпадающих, так и несовпадающих структур проводится по одной экономической схеме, что весьма важно при анализе неполной или частично искаженной информации. Данные о рассогласовании между реальным и эталонным описанием распознанной неисправности используются на уровне Е для выявления дефектных (с грубыми погрешностями в показаниях) измерительных каналов и коррекции эталонной информации;

Б л о к 4 (анализ лингвистических признаков) осуществляет распознавание на основе сопоставления оперативного лингвистического описания аномалии с ЭИ, хранящейся в БЗ в виде матрицы, которая каждой ожидаемой неисправности ставит в соответствие совокупность лингвистических признаков для наиболее чувствительных к данной неисправности переменных. В качестве неполадок-претендентов выбираются те, эталонные описания которых по составу и порядку следования признаков поведения чувствительных переменных минимально отличаются от оперативного описания диагностируемого процесса;

Б л о к 5 (дисперсионные и пиковые оценки) реализует логико-арифметические решающие правила (РП), которые анализируют временную последовательность появления и количественные характеристики (относительные изменения значений СКО переменных, амплитуды, частоты и коэффициента аперiodичности пиковых выбросов) вероятностных признаков состояния, а также функциональные связи соответствующих переменных. Эти РП позволяют локализовать место возникновения аномалии, установить наиболее вероятные физические причины и тип неполадки, направление и характер ее развития. Данный блок, в частности, дает возможность выявить неисправные ИК, идентифицировать вскипание теплоносителя, вибрацию и биения вала ГЦН и регулирующих стержней, а также распознать кратные дефекты, что важно при анализе медленно развивающихся и слабо выраженных аномалий;

Б л о к 6 (интервальные оценки) анализирует тренд (основную временную составляющую дрейфа) переменных состояния. Проводя сравнительную оценку длительности интервалов между последовательными внесениями корректирующих поправок к "нормальным" значениям переменных, данные алгоритмы реализуют РП, которые аналогичны РП блока дисперсионных и пиковых оценок и отличаются от последних в основном информационным наполнением;

Блок 7 (интегральные оценки) осуществляет анализ текущей ситуации на основе непрерывного оценивания всей предыстории изменения значений каждой переменной и таким образом, кроме идентификации неполадки, выполняет функцию обнаружения аномалии, обеспечивает дополнительный контроль состояния энергоустановки. Оценка состояния проводится путем пересчета функционалов специального вида (интегральных признаков) и сравнения их значений с доверительными границами. Данные алгоритмы, как и алгоритмы других блоков оценки, позволяют распознавать кратные дефекты.

Описанные алгоритмические блоки осуществляют совместный анализ возникшей ситуации. Их взаимодействие регулируется только выявленными к данному моменту особенностями аномального процесса. Каждый блок использует результаты работы предыдущего и сужает область неопределенности ситуации для последующего. Благодаря возможности независимого функционирования и перекрывающимся областям компетентности при совместной постановке диагноза они дополняют и подстраховывают друг друга.

4. Уровень Д — база знаний (БЗ) — содержит эталонные описания возможных неисправностей, информационное наполнение логико-цифровых РП распознавания, рекомендации по управлению энергоблоком.

Эталонное описание любой из ожидаемых неисправностей представляет собой совокупность таких качественных динамических особенностей соответствующего процесса, каждая из которых является инвариантом по отношению к определенным свойствам этого процесса и обладает внутренней структурой, отражающей поведение контролируемых переменных при данной неисправности. Вся ЭИ опирается на минимально-избыточную совокупность измеряемых параметров, обеспечивающую заданный уровень надежности распознавания (например, сохранение распознаваемости любой ожидаемой неисправности при потере или искажении информации о любом параметре, входящем в ее эталонное описание). К информационному наполнению РП в зависимости от типа правила относятся используемые в контрольных сигналах коэффициенты сглаживания, весовые коэффициенты для расчета интегральных признаков, значения доверительных интервалов и т.д. Как ЭИ, так и РП хорошо структурированы, что обеспечивается максимальным учетом внутренней структуры информации в сочетании со специальными приемами упорядочивания и декомпозиции. Такой способ организации хранения информации повышает компактность БЗ в целом, скорость обработки запросов и обмена информацией.

База знаний строится в режиме обучения при участии экспертов-технологов и специалистов по управлению энергоблоком. Пополнение БЗ производится при расширении списка ожидаемых неисправностей, включения в ПО новых алгоритмов, уточнения информации о каких-либо нештатных режимах или при обнаружении в процессе диагностики непредвиденной аномалии.

5. Уровень Е — оценка состояния, синтез ДИ, отображение и регистрация ДИ — выполняя указанные функции в зависимости от режима работы АСОД осуществляет взаимодействие с оператором энергоустановки или экспертом (разработчиком АСОД).

Процедуры оценки состояния осуществляют:

— расчет значений так называемых критических функций безопасности — комбинаторных или аналитических критериев, определяющих глобальные характеристики энергоблока по теплосъему, эффектам реактивности, количеству теплоносителя в первом контуре и т.п. Учет этих критериев позволяет выполнять корректирующие действия, даже если нельзя выделить конкретную технологическую причину инцидента;

— прогноз развития ситуации на основе предсказания поведения параметров и анализа усеченных (построенных на 2-3 шага вперед) причинно-следственных диаграмм, в каждую из которых в качестве элементарных событий входит хотя бы одна неисправность-президент;

— формирование рекомендаций по выходу из сложившейся ситуации на основе решения предыдущих задач и хранящихся в БЗ инструкций по эксплуатации и экспертных оценок.

Процедуры регистрации и отображения ДИ обеспечивают дружественный диалог с пользователем, представление информации в доступной и удобной для пользователя форме. Так, в режиме диагностики (тренажера) информация о возникшей аномалии выдается оператору в реальном масштабе времени с самого начала события и в соответствии с текущим состоянием, первопричинами, ожидаемыми последствиями и рекомендациями. По запросу оператора в диалоговом режиме выводятся графики изменения контролируемых параметров, мнемосхемы блоков или узлов с указанием отказавших ИК и (или) места локализации неисправности, а в режиме тренажера могут быть также даны пояснения о том, как были сформированы ДИ и поставлен диагноз, выведены то или иное заключение, рекомендации или совет.

Процедуры синтеза ДИ работают, главным образом, в режиме обучения и осуществляют:

— построение образа каждой ожидаемой неисправности путем выявления устойчивых закономерностей развития соответствующих аномальных процессов при различных условиях формирования ДИ;

— проверку различимости образов заданного множества неполадок и выявление минимально-избыточной совокупности наиболее информативных параметров, обеспечивающих возможно более раннее и достаточно достоверное обнаружение и распознавание каждой неисправности;

— проверку и уточнение решающих правил (информационного наполнения), критических функций безопасности и усеченных причинно-следственных диаграмм;

— заполнение (или пополнение в режиме самообучения) и структурирование информации — библиотеки эталонов, решающих правил, и т.д., в базе знаний АСОД.

Обоснование выбранного направления. Предложенная концепция АСОД, базирующаяся на развиваемой в течение ряда лет методологии функционального диагностирования энергоустановок [11—19], учитывает достижения теории и практики создания подобных систем. С самого начала проводилась ориентация на штатную контрольно-измерительную аппаратуру, ограниченные вычислительные ресурсы, неполноту эксплуатационной (экспериментальной) статистики и использование результатов математического моделирования, необходимость раннего (до срабатывания штатной предупредительной сигнализации) обнаружения и быстрой (в реальном времени) идентификации разнотипных аномальных ситуаций в условиях возможной недостоверности первичной (измерительной) и априорной (эталонной) информации. Эти особенности выбранного подхода наиболее актуальны при создании АСОД для нового поколения энергоблоков АЭС.

Успешная апробация имеющейся части программных средств уже показала наличие у данной концепции построения АСОД, по сравнению с известными, ряда преимуществ, основные из которых заключаются в следующем.

Предложенная АСОД может работать не только в режиме оперативной диагностики, но и в режимах (само)обучения и тренажерной подготовки операторов.

На каждом режиме работы АСОД с помощью устойчивых к случайным возмущениям процедур производится сжатие и структурирование исходных (первичных оперативных или расчетных) данных. Эти процедуры 1) организуют сопровождение нормально текущих (квази) стационарных и штатных переходных режимов; 2) осуществляют выявление только аномальных относительных отклонений параметров, причем на ранней стадии развития нештатной ситуации; 3) выделяют диагностически ценные признаки состояния и строят компактное структурированное описание аномалии.

В режиме (само)обучения осуществляется совместный анализ сформированных описаний неисправностей из заданного множества возможных, в частности, проверяется различимость и оценивается надежность однозначной идентификации каждой ожидаемой неполадки на начальном этапе ее проявления. Процедуры анализа таковы, что дают возможность не только выбрать минимально-избыточную совокупность диагностически наиболее значимых технологических параметров, но и оптимизировать схему размещения соответствующих контрольно-измерительных приборов. Высокая степень автоматизации всего процесса обработки предварительно сформированной диагностической информации позволяет строить и моделировать базу знаний АСОД достаточно быстро и эффективно.

В режиме оперативной диагностики разбор возникшей аномальной ситуации осуществляется семейством алгоритмов сопоставительного анализа и логико-цифровых решающих правил распознавания, которые в реальном времени и по мере выявления соответствующих признаков состояния (формирования описания процесса) решают комплекс задач от обнаружения и коррекции недостоверных показаний измерительных каналов до

идентификации неисправностей энергоблока, в том числе кратных, в широком диапазоне их проявлений. Все алгоритмы и РП могут осуществлять распознавание в условиях неполной или частично искаженной информации, не зависят от режима работы энергоблока и вычислительно эффективны. При совместной постановке диагноза, благодаря возможности независимого функционирования и перекрывающимся областям компетентности, они дополняют и подстраховывают друг друга на всех стадиях процесса диагностирования. В отличие от STAR и аналогичных ей систем, АСОД начинает диагностический разбор ситуации до срабатывания предупредительной сигнализации. Практически это означает, что момент появления элементарного с точки зрения STAR события (симптома) для АСОД в большинстве случаев является моментом постановки диагноза.

Сопровождение возникшей нештатной ситуации семейством взаимодействующих и легко интерпретируемых признаков при быстром сужении алгоритмами распознавания неопределенности состояния с указанием возможных путей развития ситуации позволяет оператору непрерывно отслеживать аномальный процесс и принимать оптимальную стратегию действий.

В целом предложенные состав и схема взаимодействия диагностических алгоритмов, по сравнению с известными подходами, позволяют:

- повысить структурную надежность ПО (сбой в работе или изъятие любой подпрограммы не приводит к потере работоспособности системы в целом);

- увеличить достоверность диагноза, особенно в условиях неполной или частично искаженной информации;

- сократить время постановки диагноза (каждая подпрограмма использует результаты работы предыдущих и сужает область неопределенности ситуации для последующих);

- обеспечить самоорганизацию процесса диагностирования (осуществляется автоматическая подстройка под текущее нормальное состояние энергоблока, а при возникновении аномалии взаимодействие подпрограмм регулируется только проявившимися к данному моменту особенностями нештатного процесса).

Система открыта для включения новых и модернизации имеющихся алгоритмов и программ. Она предусматривает возможность взаимодействия с другими диагностическими системами (например, блок дисперсионных и пиковых оценок может быть легко состыкован с любой существующей системой шумовой диагностики). Система написана на языке СИ, объем ПО составляет 540 кбайт, цикл работы не превышает 0,5—0,7 с.

В отличие от известных способов функциональной диагностики, предлагаемый подход допускает естественное распараллеливание процесса диагностирования. Это делает возможной достаточно простую реализацию АСОД в децентрализованном виде, что, по сравнению с существующими системами, повысит ее живучесть и помехозащищенность, а также снизит стоимость аппаратных средств.

Список литературы

1. Albrecht D. et al. Modern methods of technical diagnosis for nuclear power plants//Nucl. Power Exper.: Proc. Int. Conf., Vienna, 13—17 Sept., 1982. V. 4. Vienna. 1983. P. 343—350. Discuss P. 393—395.
2. Ракитин И.Д., Сон В.В. Разработка систем диагностики АЭС//Атомн. техн. за рубежом. 1987. N 5. С. 3—10.
3. Spyrigin A.J., Cain D.G., Long A.B. Decision-making aid for operational crews (status of the EPRI Dass project) //Nucl. Power Plant Contr. and Instrum.: Proc. Int. Symp., Munich, 11—15 Oct., 1982. Vienna. 1983. P. 111—129.
4. Felkel L. The star concept system to assist the operator during abnormal events//Atomkernenerg. Kerntechn. 1984. V. 45. N 4. P. 252—259.
5. Naito N. et. al. A decision support system for the knowledge based behaviour of nuclear power plant operators//Feedback oper. safety exper. Nucl. Power Plants: Proc. Int. Symp., Paris, 16—20 May, 1988. Vienna, 1989. P. 395—405.
6. Joshida K. et. al. Statistical method application to knowledge base building for reactor accident diagnostic system//J.Nucl.Sci. and Technol. 1989. V. 26. N 11. P. 1002—1012.
7. Yang J.O., Chang S.H. A diagnostic expert system for the nuclear power plant based on the hybrid knowledge approach//IEEE Trans. Nucl. Sci. 1989. V.36. N6 Pt.2. P.2450—2458.
8. Гаврилов П.А., Лебедев Н.Н., Подлазов Л.Н. Некоторые вопросы организации системы диагностики АЭС с уран-графитовыми канальными реакторами большой мощности (РБМ-К) на базе УВМ // ВАНТ. Сер. Физ. и техн. ядерных реакторов. 1979. Вып. 1(5). С. 17—24.
9. Абагян А.А. и др. Система контроля и диагностики режимов работы энергоблока АЭС//Атомная энергия. 1987. Т. 63. Вып. 5. С. 311—315.
10. Upadhyaya B.R. Sensor failure detection and estimation//Nucl.Safety. 1985. V. 26 N 1. P. 32—43
11. Бабкин Н.А. Об информативности признаков при диагностировании ЯЭУ//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1982. Вып. 3 (25). С. 31—38.
12. Бабкин Н.А., Калишев О.Н., Николаев Н.Я. О надежности распознавания неисправностей при диагностировании ЯЭУ//Там же. 1984. Вып. 2 (39). С. 83—87.
13. Бабкин Н.А., Калишев О.Н. Об автоматизации и адаптации одной распознающей системы//Там же. 1986. Вып. 1. С. 36—41.
14. Бабкин Н.А. О некоторых способах функционального диагностирования ЯЭУ//Там же. 1988. Вып. 1. С. 71—76.
15. Бабкин Н.А. Об одном подходе к автоматизации диагностирования ЯЭУ//Там же. С. 76—82.
16. Калишев О.Н. Метод диагностирования измерительных каналов с учетом предыстории//АИТ. 1988. № 6. С. 135—144.
17. Бабкин Н.А., Калишев О.Н. Разработка программного обеспечения системы оперативного диагностирования ЯЭУ: состав и структура//ВАНТ. Сер. Физ. ядерных реакторов. 1989. Вып. 3. С. 41—46.
18. Бабкин Н.А., Горлин А.И., Колган С.В., Крошилин А.Е., Миронова Г.В. Использование динамических характеристик аномального процесса для оперативного диагностирования аварийных режимов работы энергоблока АЭС//Там же. С. 47—52.
19. Бабкин Н.А., Калишев О.Н., Миронова Г.В. Оценка достоверности информации и обнаружение неисправностей ЯЭУ//Там же. 1990. Вып. 2. С. 30—33.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып 3, с. 45—51.

УДК 621.039:681.5

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ТЕРМОЭМИССИОННОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ЯЭУ

В.В. Знышев, Е.В. Кирюшина, М.Я. Николаев, Л.В. Новикова, В.В. Синявский

Приводится краткое описание комплекса программ для анализа динамики термоэмиссионной космической ЯЭУ.

SOFTWARE SYSTEM FOR THE DYNAMICS ANALYSIS OF A THERMOEMISSION SPACER NPP. V.V.ZNYSHEV, E.V. KIRYUSHINA, M.Ya. NIKOLAYEV, L.V. NOVIKOVA, V.V. SINYAVSKI. A summary of a software system for the dynamics analysis of a thermoemission space NPP is given.

Способ термоэмиссионного преобразования тепловой энергии в электрическую является наиболее перспективным способом преобразования для космических ядерных энергетических установок (КЯЭУ). Исследование устойчивости и динамики КЯЭУ в плановых переходных режимах и при возникновении неисправно-

стей составляют комплекс стандартных динамических задач, решение которых необходимо для эффективной эксплуатации установки. Работ, посвященных решению этих задач, известно ограниченное количество [1—9]. В них, в основном, рассматриваются отдельные вопросы анализа динамики с помощью соответствующего мате-

математического аппарата. В одних случаях это аппарат качественного упрощенного анализа, в других — подробные громоздкие расчетные модели, об особенностях программной реализации которых нет достаточных сведений.

Математическое обеспечение расчетов динамических режимов. КЯЭУ — уникальная сложная система с ограниченными возможностями контроля, ремонта и управления. Неизбежна неопределенность ряда параметров установки и ее эксплуатационных условий. Все это приводит к необходимости многовариантных исследований, проводимых с помощью достаточно простого и удобного в обращении математического обеспечения. В качестве основы для создания программного обеспечения решения задач взята конструктивная схема установки “Топаз” [10]. В схеме содержатся:

1. Термоэмиссионный реактор-преобразователь (РП) (активная зона реактора окружена боковыми и торцевыми отражателями; реактор регулируется размещенными в боковом отражателе вращающимися цилиндрами; активная зона реактора представляется набором кассет, каждая из которых составлена из нескольких электрогенерирующих каналов (ЭГК); ЭГК состоит из последовательно соединенных электрогенерирующих элементов (ЭГЭ); эмиттеры ЭГЭ нагреваются ядерным топливом; коллекторы ЭГЭ отделены от эмиттеров межэлектродным зазором и охлаждаются теплоносителем).

2. Система теплоотвода неиспользованного тепла от реактора жидкометаллическим теплоносителем, включающая электромагнитный насос и холодильник-излучатель для сброса тепла в космическое пространство.

При создании расчетных моделей динамики использованы широко применяемые в моделировании термоэмиссионных ЯЭУ иерархический и агрегативный принципы [8]. На основании изучения условий тепло- и массообмена, электрической коммутации и других характеристик структурных частей КЯЭУ учтена возможность существования однотипных ЭГК, групп идентичных кассет и их видов. Предложены удобные для программной реализации способы описания структуры тепловой, гидравлической и электрической коммутации ЭГК и кассет с помощью функций и матриц связи. В зависимости от задачи исследования и конструктивного варианта КЯЭУ функции и матрицы связи меняются, тогда как функциональные уравнения модели динамики сохраняют свою форму.

В модели изменение нейтронной мощности описывается точечными уравнениями с учетом шести групп запаздывающих нейтронов. Реактивность задается двумя составляющими: одна отражает обратную связь по температурам топлива, эмиттера, коллектора, теплоносителя и отражателя, другая — заданная квадратичная функция положения регулирующих органов. Зависимость положения регулирующих органов смоделирована с учетом зоны нечувствительности и люфта в сочленениях сервопривода. Теплогидравлические процессы в установке описываются набором стандартных уравнений, обычно применяемых при моделировании динамики ЯЭУ.

Исходными данными для математической модели, помимо геометрических и физических параметров, характеризующих конструкцию КЯЭУ, являются результаты нейтронно-физического расчета активной зоны реактора, а также полученные из математического или натурального эксперимента вольт-амперные характеристики ЭГК.

На основе математической модели разработан комплекс программ “Терем”, предназначенный для многовариантных расчетов динамики термоэмиссионной КЯЭУ в плановых переходных режимах и при возникновении неисправностей, приводящих к изменениям реактивности, расхода теплоносителя, степени черноты поверхности холодильника-излучателя, а также к нарушениям работы электрогенерирующей части РП. С помощью комплекса “Терем” рассчитываются осциллограммы тепловой и электрической мощности, токов и напряжений в электрогенерирующей сети, средних температур горючего, эмиттеров, коллекторов ЭГК, температур в активной зоне и контуре охлаждения. Модульная организация комплекса “Терем” (он включает в себя управляющую программу и 19 автономно транслируемых процедур), кодировка специальными целочисленными массивами функций и матриц связи, отражающих структуры электрической, тепловой и гидравлической коммутации элементов КЯЭУ, дают возможность при моделировании достаточно просто переходить от одного конструктивного варианта КЯЭУ к другому. Передача данных из управляющей программы только с помощью аппарата формально-фактических параметров (отсутствие блоков COMMON) упрощает возможное расширение и модернизацию отдельных модулей “Терема”.

Объем текста на языке ФОРТРАН-50 кбайт. Вычислительные эксперименты на IBM PC 386 / SX показали возможность расчета с помощью комплекса “Терем” динамики термоэмиссионной КЯЭУ в реальном масштабе времени с приемлемой для проектирования точностью.

Формирование диагностической информации. Полученный в результате натурального или математического моделирования набор функций времени, характеризующих динамику КЯЭУ при возникновении неисправностей, является входной информацией формирующего пакета программ (ФПП), строящих образ неисправности по способу, предложенному в [11]. Образ неисправности представляет собой пространственно-временную таблицу (ПВТ), в которой в один столбец заносятся в порядке возрастания моменты времени переключения контролируемых параметрами установки заранее заданных “пороговых” значений. Нулевым моментом времени считается момент первого перехода любым из параметров своего порогового значения.

Последующие столбцы таблицы — матрица дискретных значений параметров (МДП). В каждый столбец МДП, соответствующий определенному параметру, заносятся номера тех интервалов значений параметра, в которые он переходит (или в которых находится) в моменты, зафиксированные во временном столбце.

ПВТ содержит сведения о том, каких точек контроля достигнуто возмущение, вызванное неисправностью, о разнице во времени достижения этих точек, а также об интервалах времени, в которых контролируемые параметры находились в том или ином интервале значений. Следует заметить, что ПВТ содержит избыточные сведения. При небольшом числе контролируемых параметров эта избыточность может быть полезной при визуальном контроле работы КЯЭУ оператором. Для удобства же машинного распознавания сокращение избыточности можно осуществить следующим образом.

Временной столбец сохраняется, а вместо МДП выписывается упорядоченная во времени последовательность пар чисел (i, r) , обозначающая факт перехода i -го параметра в интервал значений с номером r . Пара чисел (i, r) — признак неисправности, а совокупность последовательностей признаков — образ неисправности. Эталонный образ — последовательность признаков одной и только одной неисправности, исключение любого признака из эталона приводит к тому, что образовавшаяся последовательность признаков либо пуста, либо содержится по крайней мере в образах двух неисправностей.

Практически целесообразным является построение образов с $r = 0, 2$, т.е. когда область значений каждого параметра разбита всего на три интервала: норма, больше верхнего порогового значения, меньше нижнего порогового значения (увеличение числа интервалов ведет к неэффективному усложнению диагностической обработки априорных и текущих данных и повышает вероятность ошибок).

Формируемая ФПП априорная диагностическая информация по логической организации имеет иерархическую структуру. По функциональному назначению в ней можно выделить следующие части:

- ключевая часть с образами неисправностей (дефектов);
- информационная часть, включая коды типов и размеров неисправностей;
- управляющая часть, содержащая команды, необходимые для программы распознавания неисправностей и для системы управления КЯЭУ;
- служебная часть, включающая величины, необходимые для работы диагностической системы, например, числа, характеризующие различные режимы КЯЭУ, пороговые значения, величины, задающие длины массивов и т.п.

Объем текста ФПП на языке ФОРТРАН — 100 кБ.

Априорная информация и измеряемая информация подаются на вход диагностического программного пакета (ДПП). В его состав входят управляющая программа и библиотека диагностических программ.

Основные функции управляющей программы следующие:

- выбор раздела априорной информации, записанного в долговременное запоминающее устройство, и помещение данного раздела в оперативную память ПЭВМ;
- подключение для поиска дефекта соответствующей данному режиму работы ДПП диагностической про-

граммы, согласно командам, содержащимся в управляющей части априорной информации;

- формирование кода типа и размера неисправности;

- формирование команд для системы управления КЯЭУ.

ДПП осуществляет поэтапный поиск неисправности по мере поступления измеряемой информации. В диагностических программах изображение, формируемое по измеряемой информации, сопоставляется с ключевой частью априорной информации, и на основании совпадения (или близости по определенной мере) с одним из изображений какого-либо образа дефекта делается выборка из информационной и управляющей частей, т.е. выделяется тип, размер дефекта и необходимые управляющие команды. Одна и та же диагностическая программа может проработать несколько раз, сопоставляя полученное изображение с различными подразделами выбранного раздела априорной информации, кроме того, в случае последовательного поступления измеряемой информации может осуществляться последовательное уточнение типа и размера предполагаемого дефекта и оперативная выдача команд для системы управления КЯЭУ. Диагностические программы различаются способами сопоставления измеряемой информации с ключевой частью априорной информации. Обращение к диагностическим программам унифицировано, что упрощает расширение ДПП. В служебную часть априорной информации закладывается некоторая избыточность, позволяющая в диагностических программах индентифицировать ошибки, связанные с неправильным формированием априорной информации, что повышает надежность программного обеспечения и облегчает отладку.

Отметим основные достоинства рассмотренной организации ДПП.

1. Осуществляется возможность поэтапного поиска дефектов с оперативной выдачей команд системе управления КЯЭУ.

2. ДПП — открыт, т.е. допускает расширение.

3. Команды управляющей части априорной информации, предназначенные для ДПП, позволяют варьировать режимы работы ДПП, подстраивая его к изменяющимся условиям работы.

4. Различные режимы работы ДПП позволяют организовать его работу таким образом, чтобы рационально использовать память бортовой ЭВМ при допустимом времени распознавания дефекта.

5. При реализации ДПП на микропроцессорах подобная организация предоставляет возможность параллельной работы некоторых процедур, ускоряя распознавание неисправности и выдачу необходимых команд.

Расчет передаточных функций и построение границы области устойчивости КЯЭУ в пространстве коэффициентов реактивности. Для построения границы области устойчивости КЯЭУ в пространстве коэффициентов реактивности разработаны процедура и программный пакет ГОУЖОР, основанные на методе Д-разбиения и подхода [12], позволяющего избежать громозд-

кого для сложных нелинейных моделей этапа линеаризации.

Выделение областей устойчивости в пространстве температурных коэффициентов реактивности термоэмиссионных КЯЭУ проводится в следующем порядке. С помощью комплекса программ математического моделирования КЯЭУ рассчитываются переходные функции (отклонения от стационарного значения средних по активной зоне температур горючего, эмиттера, коллектора, теплоносителя и т.д.) при малом ступенчатом возмущении мощности при разомкнутой петле обратной связи по реактивности. Переходные функции являются входной информацией пакета программ ГОУКОР, с помощью которого строятся кривые Д-разбиения и выделяется область-претендент на устойчивость, вычисляются передаточные функции. Является ли область-претендент на устойчивость областью устойчивости, выясняется контрольным расчетом переходных процессов с помощью комплекса программ математического моделирования, но уже при замкнутой петле обратной связи по реактивности. В области устойчивости значения динамических переменных КЯЭУ стремятся к постоянным значениям, тогда как в области неустойчивости происходит либо апериодический рост значений переменных, либо наблюдаются колебания с нарастающей амплитудой.

В состав пакета ГОУКОР входят три группы программ. В первой группе вычисление передаточных функций производится непосредственно по математическим моделям, если они представлены системой линейных дифференциальных уравнений. Во второй и третьей группах программ вычисление передаточных функций осуществляется по переходным функциям, полученным в результате эксперимента или расчета нелинейной модели. Во второй группе программ для представления переходных функций применяется кусочно-линейная интерполяция, а в третьей — кубические сплайны. Все три группы программ независимы, в состав каждой группы входят управляющая программа и программы построения границы области устойчивости.

Объем текста ГОУКОР на языке ФОРТРАН — 40 кбайт.

Таким образом, разработано программное обеспечение комплексного исследования динамики термоэмиссионной космической ЯЭУ. Программы приспособлены для расчетов на любой ЭВМ, имеющей транслятор с ФОРТРАНА. Большая часть результатов разработок имеет общий характер и может быть использована при проектировании и эксплуатации ядерных установок других типов и назначений.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Ф.Г. Бакшт, Г.А. Дюжев, А.М. Марциновский и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма/М.: Наука, 1973.

2. Wolf E., Speidel V. Zur Dynamik einer Energieversorgungsanlage mit einem Moderierten Incore Termionikreaktor//Atomkernenergie. 1970. Vol. 16, N 1. P. 19—28.
3. Брем Р.Л., Хетрик Д.Л., Шмидт Т.Р. Исследование стабильности термоэмиссионных реакторных систем встроенного типа. Прямое преобразование тепловой энергии в электрическую и топливные элементы//Информационный бюллетень. М.: ВНИИ-ТИ. 1971. Вып. 1 (102), С. 129—143.
4. Гронрус Х., Девис Дж. Вопросы устойчивости и регулирования термоэмиссионных реакторов преобразователей//Термоэмиссионное преобразование энергии. М.: Атомиздат, 1971. С. 296—302.
5. Горбунов В.П. и др. Асимптотическая устойчивость реактора с термоэмиссионным преобразователем//Атомная энергия. 1972. Т. 32. № 6. С. 501—503.
6. Горбунов В.П., Исаев Н.В., Шихов С.Б. Критерий асимптотической устойчивости и определение области устойчивости вторым методом Ляпунова для точечной нелинейной модели реактора с термоэмиссионным преобразователем//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1972. Вып. 1 (2). С. 49—59.
7. Основы автоматического управления ядерными космическими энергетическими установками/Под ред. акад. Б.Н. Петрова. М.: Машиностроение, 1974.
8. Информационно-управляющие системы космических энергетических установок/Под ред. акад. Б.Н. Петрова. М.: Атомиздат, 1979.
9. Тезисы докладов конференции “Ядерная энергия в космосе”. Ч.1.: Докл. сов. спец. Обнинск. 1990. С. 302—344.
10. Кузнецов В.А. и др. Разработка и создание термоэмиссионной ядерно-энергетической установки “Топаз”//Атомная энергия. 1974. Т. 36. Вып. 6. С. 450—457.
11. Знышев В.В. Об одном способе формирования образа неисправности в ЯЭУ//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1979. Вып. 4 (8). С. 64—68.
12. Будников В.И., Сабаев Е.Ф. Методика расчета устойчивости пространственного распределения энерговыделения в кипящих канальных реакторах//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1975. Вып. 2(8). С. 59—68.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3. с. 51—54.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ТРЕНИРОВОК ПЕРСОНАЛА НА АЭС

А.А. Минаков, Г.Г. Кузин

Изложены принципы тренировок операторов АЭС по распознаванию аномалий (аварий) на ранней стадии их развития. На примере установки БОР-60 продемонстрированы возможные варианты тренировок в безтренажерном варианте. Показано, что для реализации излагаемых принципов возможно использование как тренажеров, так и штатных ИВС действующих АЭС.

ON THE POSSIBILITIES OF DIAGNOSTIC TRAINING OF THE NPP PERSONNEL. A.A. MINAKOV, G.G. KUZIN. The main principles are described for training NPP personnel to diagnose failures at early stages. Possible training activities using no simulating apparatus are illustrated on the BOR-60 plant. It is shown that to implement the described principles, both simulating apparatus and standard data computation systems may be used.

Одним из способов существенно повысить безопасность и улучшить экономические показатели АЭС является совершенствование подготовки операторов, т.к. в настоящее время значителен процент остановок блоков по вине оперативного персонала. Анализ крупнейших аварий на АЭС также показывает необходимость повышения надежности операторов.

Одним из основных источников ошибок при принятии решений оператором является неправильное определение состояния, в котором находится объект. Несовершенство диагностических систем, сложность объекта управления, ограниченное время на принятие решения в условиях повышенной ответственности за его правильность часто приводят к тому, что оператор либо не замечает наступления аномального состояния, либо замечает, но неверно идентифицирует его. В результате вся дальнейшая цепочка его действий бывает ошибочной до тех пор, пока первая ошибка не будет обнаружена. Следовательно, при обучении операторов необходимо значительное внимание уделять их диагностическим способностям.

Основным путем совершенствования подготовки оператора к действиям в сложных условиях аномалий в работе обслуживаемой установки является создание тренажеров. Однако существует часть блоков (в основном, устаревших типов) без тренажерных аналогов. Не имеют таких тренажеров и многие исследовательские реакторные установки, не всегда можно построить тренажер к любому типу ЯЭУ (отсутствие средств, времени и т.д. может не позволить этого сделать). Для совершенствования подготовки операторов подобных ЯЭУ возможно использование безтренажерных способов, построенных по принципам тренажера.

В данной работе излагаются некоторые возможные пути диагностических тренировок операторов как с использованием, так и без использования тренажеров.

Словари состояний как основа для диагностических тренировок персонала. Для обеспечения любых тренировок персонала необходим набор вариантов тренировочных действий, включающих обучающий и проверочный компоненты. Очевидно, для тренировок в диагностировании аномальных состояний необходим набор таких состояний, описанных в изменениях контролируемых параметров, т.е. необходимо своего рода конструирование аномалий. Такой набор, названный нами словарем состояний, может быть разработан и предъявлен операторам для тренировок.

При создании словаря необходимо иметь достаточно обширный перечень аномальных и нормальных состояний объекта. Набор нормальных состояний включает различные режимы работы оборудования при отсутствии нарушений и отказов в работе всех узлов и систем. Набор аномальных состояний может быть составлен исходя из опыта эксплуатации рассматриваемой установки или других объектов подобного типа, а также из анализа деревьев событий, приводящих к различным авариям и отказам.

Следующая стадия составления словаря — это анализ изменений контролируемых параметров при различных изменениях состояния. Возможно определение изменений для квазистационарных состояний — зафиксированных стадий развития аномалий или режимов работы; возможно и использование динамических характеристик, описывающих состояние объекта и наблюдаемых оператором (скорости изменений различных параметров и их соотношения).

Получается своего рода таблица, включающая имена состояний и соответствующие этим именам стационарные или меняющиеся значения наблюдаемых параметров. Эта таблица и является словарем состояний, который можно использовать для обучения операторов.

Опыт диагностических тренировок на БОР-60. На установке БОР-60 составлены словари состояний для реактора, промежуточного теплообменника, парогенератора и некоторых видов оборудования третьего контура (например, деаэратора). Использовались стационарные значения параметров, соответствующие определенной стадии развития аномалий или изменения режима. При составлении словарей либо использовался опыт эксплуатации установки, либо значения параметров рассчитывались при помощи математической модели с внесенными в нее соответствующими аномальными изменениями.

В табл. 1,2 приведены фрагменты подобных словарей состояний для оборудования установки БОР-60.

Словари состояний каждого вида оборудования были разделены на две группы: обучающие и экзаменационные. Операторы вместе с руководителями тренировки сначала анализировали обучающие словари, а уже затем им предъявлялись экзаменационные словари, в которых вместо имени состояния стоял только его номер. В эти группы могли входить одинаковые аномальные состояния, но для разных режимов работы установ-

Т а б л и ц а 1. Словарь состояний реактора для тренировок персонала

Имя состояния	П а р а м е т р *															
	N , дел.	$t_{вх1}$, °C	$t_{вх2}$, °C	$t_{вых1}$, °C	$t_{вых2}$, °C	G_1 , м ³ /ч	G_2 , м ³ /ч	P_1 , кг/см ²	P_2 , кг/см ²	$H_{ксл}$, мм	$H_{кск}$, мм	$H_{ар1}$, мм	$H_{ар2}$, мм	t_3 , °C	n_1	n_2
Норма	41,8	325	309	491	500	520	320	3,30	2,70	70	175	200	184	640	9500	6100
Отложения на твэлах	41,9	325	309	492	500	520	320	3,31	2,72	70	175	200	174	648	9550	6050
Всплытие группы ТВС	41,6	325	309	498	510	510	315	3,45	2,85	70	175	200	140	720	9500	6100
Вымывание топлива	42,0	326	309	492	500	520	320	3,30	2,70	70	175	200	168	640	11100	8300
Изменение мощности	42,6	325	309	498	510	520	320	3,29	2,69	70	175	200	176	660	9600	6200

*) N — мощность реактора; t — температура; G — расход теплоносителя; P — давление на напоре насосов; H — положение стержней СУЗ; n — счет запаздывающих нейтронов; индексы 1, 2 — номер соответствующей петли реактора или стержня; ар, кс — соответственно стержни автоматического регулирования и компенсирующие стержни.

Примечание для оператора: мощностной коэффициент реактивности $k_N = -4,5 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta k/k}{\%N}$; температурный коэффициент реактивности $k_T = -4,0 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta k/k}{°C}$.

Т а б л и ц а 2. Словарь состояний парогенератора для тренировок персонала

Имя состояния	П а р а м е т р *															
	G_{Na} , м ³ /ч	P , кг/см ²	u_{BE} , дел.	$P_{г}$, кг/см ²	$t_{Na_{вых}}$, °C	$t_{Na_{вх}}$, °C	$t_{H_2O_{вх}}$, °C	$t_{H_2O_{вых}}$, °C	G_{H_2O} , т/ч	$P_{вх}$, кг/см ²	$P_{вых}$, кг/см ²	u^H , дел.	pH	ρ_v , мкСм/см	ρ_p , мкСм/см	
Норма	445	3,1	800	0,43	288	460	198	432	40	78	78	1275	6,8	0,29	0,29	
Забивание дросселей ПГ	445	3,1	800	0,43	300	459	198	440	32	80	76	1275	5,8	0,29	0,35	
Забивание трубок	440	3,12	700	0,43	302	462	198	440	32	78	78	2130	6,8	0,22	0,21	

*) Na — натрий; H_2O — вода; $г$ — газ; BE — буферная емкость; u — уровень натрия; pH — показатель кислотности воды; ρ — электропроводность воды (в), пара (п)

ки, входили и разные состояния, но сходные по своей физической природе; делались попытки предъявить в экзаменационном словаре аномалии, принципиально отличающиеся от предъявленных в обучающих словарях.

Проводились циклы тренировок с 10—15 операторами. При первом предъявлении обучающих словарей только 1—2 оператора могли правильно определить 1—2 состояния. Уже после первого анализа обучающих словарей практически каждый оператор давал правильные ответы, хотя и разное количество. У лучших операторов после нескольких циклов тренировок (один цикл в год) количество правильных ответов на предъявленные экзаменационные словари достигало 90%.

Эти статистические данные нельзя считать строгими, т.к. была невелика статистическая база, да и не ставилась задача получения строгих оценок, но улучшение диагностических способностей было зафиксировано практически у всех операторов.

Возможные варианты тренировок на АЭС. Сравнимая полученный весьма скромный опыт (в течение трех лет) с имеющимися публикациями по использованию тренажеров для подготовки операторов, а также оценивая существующие информационно-вычислительные комплексы АЭС, можно было бы предложить два

варианта диагностических тренировок операторов: тренажерный и безтренажерный.

Т р е н а ж е р н ы й в а р и а н т. Словари состояний любого типа могут быть заложены в программы тренажерных занятий при условии, что на стадии разработки имитационных моделей создаются возможности внесения аномальных изменений в эти модели. В таком случае имеется возможность проведения тренировок в полном цикле управления: получение информации — принятие решения (включая определение состояния) — внесение управляющих воздействий.

Для реализации такого пути необходимо помимо анализа изменений параметров при диагностируемых состояниях произвести адаптацию этих изменений на имитационные модели тренажера, которые могут и не быть полномасштабными моделями управляемого объекта. Кроме этого, необходима разработка методики и программного обеспечения, позволяющих руководителю тренировки оперативно переходить с нормальных имитационных моделей на аномальные.

Б е с т р е н а ж е р н ы й в а р и а н т. На современных АЭС имеются информационно-вычислительные комплексы (ИВК), представляющие данные оператору на экране дисплея. В принципе это позволяет реализовать схему диагностических тренировок, опробованную на БОР-60, на гораздо более высоком уровне,

достаточно полно имитируя возникновение и развитие диагностируемых состояний при помощи штатного ИВК. Для этого необходимо иметь сценарии развития диагностируемых состояний либо из записанных в память в процессе эксплуатации, либо смоделированных и введенных в ИВК только для представления оператору, что позволит использовать часть времени в течение планово-предупредительного ремонта для диагностических тренировок персонала непосредственно на управляемой установке.

Возможны различные варианты реализации этого пути, вплоть до принятия решений об управляющих воздействиях. Имеющееся резервирование ИВК позволит производить тренировки такого рода при одновременном контроле всех параметров установки. Не заменяя тренажера, такой путь позволит существенно дополнить и расширить возможности обучения персонала и повышения его квалификации.

Заключение. Операторы АЭС нуждаются в целенаправленной диагностической тренировке, т.к. неправильное определение состояния объекта является одной из основных причин ошибок оператора. Такая тренировка может проводиться на основе словарей состояний, в которых каждому состоянию поставлены в соответствие определенные изменения параметров, контролируемых операторами. Тренировки на основе словарей состояний возможны на тренажерных комплексах, на ИВК современных АЭС и, в принципе, в упрощенных формах, в отсутствие ИВК.

Статья поступила в редакцию
17 апреля 1991 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 55—57.

УДК 621.39.58

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ

Ф.В. Карманов, С.И. Владимирцев

Представлены некоторые результаты исследований резонансных высокочастотных акустических датчиков, разработанных в ИАЭ им. И.В. Курчатова, и приводятся примеры их практического использования в системе диагностики для реакторных установок типа ВВЭР.

DESIGN AND CONSTRUCTION OF THE RESONANCE ACOUSTIC TRANSDUCERS. F.V. KARMANOV, S.I. VLADIMIRTSEV. The paper presents some results of studying the resonance high-frequency acoustic transducers developed at the Kurchatov Institute of Atomic Energy, and gives several examples of their application in the WPR diagnostics.

В некоторых системах контроля и диагностики состояния реакторных установок (РУ), которые уже разработаны или еще находятся в стадии разработки, используются акустические методы регистрации шумов РУ.

Важным элементом этих систем являются высокочастотные акустические датчики. В зависимости от назначения диагностической системы в ней используются разные их типы. Например, в акустико-эмиссионной системе контроля за состоянием металла, где важно правильно воспроизвести форму акустического импульса с целью дальнейшего его анализа, используются широкополосные акустические датчики с рабочей полосой частот от сотен килогерц до мегагерц.

В акустических системах, предназначенных для диагностики квазистационарных аномальных процессов типа протечки теплоносителя из первого контура реактора или кипения теплоносителя в активной зоне РУ, более предпочтительными оказываются высокочастотные резонансные датчики с рабочей частотой, лежащей в пределах сотен килогерц. При анализе указанных процессов важно знать среднеквадратичное значение случайного акустического шума, порождаемого данным процессом, координаты этого процесса и тенденцию его развития во времени. Требования, предъявляемые к датчикам: высокая рабочая частота, резонансная амплитудно-частотная характеристика.

Измерения технологических шумов на РУ в широком диапазоне частот [1] показали, что основная мощность этих шумов лежит в области частот до 100 кГц. Отсюда вытекает условие для рабочей частоты ($f_{\text{раб}}$) акустических датчиков: для уменьшения уровня конкурирующих шумов необходимо $f_{\text{раб}} > 100$ кГц.

Закон затухания монохроматической волны в веществе имеет более простой вид по сравнению с законом затухания сложного акустического колебания, в котором появляется более сложная зависимость от частоты. Отсюда вытекает условие, накладываемое на амплитудно-частотную характеристику акустического датчика: для упрощения определения координат диагностируемого процесса необходимо в соответствующих диагностических системах использовать акустические датчики резонансного типа. В качестве чувствительных элемен-

тов в высокочастотных резонансных акустических датчиках используется высокотемпературная пьезокерамика типа ЦТС-19 или 21.

Способы создания резонансных акустических датчиков. Акустические датчики состоят из чувствительного элемента (высокотемпературной пьезокерамики), металлического корпуса и деталей крепления чувствительного элемента к корпусу датчика, а также деталей крепления самого датчика к исследуемому объекту. Все эти элементы обладают собственными частотами, зависящими от геометрии соответствующего элемента и скорости звука в данных материалах. Поэтому амплитудно-частотная характеристика любого датчика имеет существенно нелинейную характеристику. Образцы амплитудно-частотных характеристик резонансных акустических датчиков фирмы Брюль и Кьер представлены на рис. 1 и 2 [2].

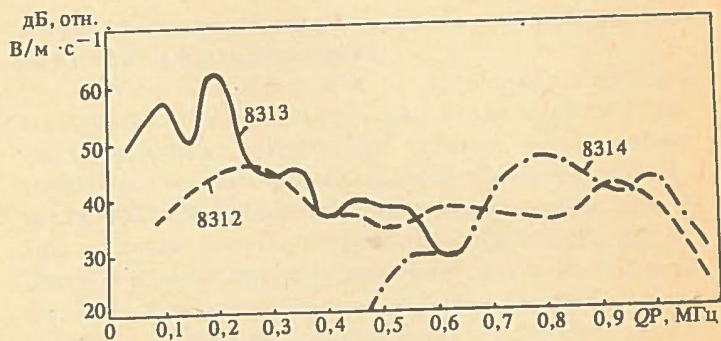


Рис. 1. Номинальные амплитудно-частотные характеристики датчиков 8312, 8313, 8314

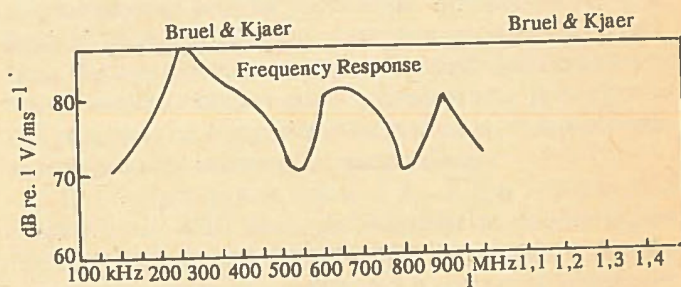


Рис. 2. Пример индивидуального калибровочного паспорта широкополосного датчика 8312

Для выяснения влияния корпуса датчика и элементов его крепления на амплитудно-частотную характеристику высокочастотного акустического датчика проделан следующий эксперимент. Вначале акустический датчик помещался в сильно поглощающую акустические колебания среду — толстую резину, которая служила одновременно демпфером и держателем датчика под углом 45° . На рабочей поверхности датчика создавался белый шум. Имелись две возможности создания белого шума: истечение гелия при давлении 2 атм через тонкую иглу диаметром 0,5 и 0,2 мм; падение калиброванных песчинок диаметром $\sim 0,16$ мм (материал песчинок — корунд).

При длительных измерениях второй метод создания сигнала типа белого шума оказался более стабильным, и он был взят как основной метод при определении амплитудно-частотных характеристик датчиков.

Угол наклона датчика 45° обеспечивал постоянный унос песка с рабочей поверхности датчика. Электрическая схема состояла из предусилителя с коэффициентом усиления, равным 100, полосой пропускания $100 + 200$ кГц и основного усилителя. Обработка сигнала осуществлялась на аппаратуре Хьюлет Паккорд.

На рис. 3,а видно, что из белого шума датчик выделил только один пик на частоте ~ 140 кГц с полушириной пика ~ 8 кГц. Частота 140 кГц соответствует резонансной частоте чувствительного элемента. Затем этот же датчик жестко закреплялся на массивной плите весом 100 кг с помощью штанги и винта. Плита с боков и на нижней поверхности обклеивалась толстым слоем резины с целью демпфирования отраженных от граничных поверхностей плиты акустических сигналов. Таким образом осуществлялась имитация объекта большой величины. На поверхности плиты, установленной под углом 45° , создавался точно такой же белый шум, как и в случае изолированного датчика. На рис. 3,б видно, что четкий пик на частоте ~ 140 кГц расплылся. Общая полуширина сложного пика стала равна ~ 35 кГц. Таким образом, резонансные свойства датчика при установке его на массивный объект существенно ухудшаются. При измеренных на плите автоспектрах коэффициент усиления основного усилителя был увеличен с 20 до 34 дБ. Электрическая схема этого датчика представлена на рис. 5,а.

Из результатов данного опыта вытекает возможность по крайней мере двух способов создания резонансных датчиков.

Первый способ состоит в том, что либо в самом датчике, либо вне его устанавливаются специальный элемент, определяющий резонансные свойства датчика. Так, например, фирма Брюль и Кьер в датчике устанавливает пластину из керамики, на которой крепится сам чувствительный элемент. Пластина играет роль вибратора. Достоинством такого способа является высокая чувствительность датчика на резонансной частоте. Однако такой датчик имеет невысокую добротность, т.е. острота резонансного пика невелика (см. рис. 1): датчик 8313 имеет резонансный пик на частоте 200 кГц, датчик 8314 — пик на частоте 800 кГц и датчик 8312 — пик на частоте 250 кГц.

Другой способ состоит в том, что перед датчиком ставится акустический волновод в виде алюминиевого стержня с определенной собственной частотой колебаний. Этот стержень с одного конца заострен, и этим концом упирается в исследуемый объект. На втором конце устанавливается акустический датчик. По этому пути пошла фирма "Сименс" ФРГ, разработавшая систему акустического контроля утечек теплоносителя из первого контура ЯУ. Этот способ имеет ряд достоинств: хороший акустический контакт с объектом контроля; возможность использования низкотемпературной, а следовательно, более чувствительной пьезокерамики за счет снижения температуры по длине волновода. Ему присущи также и следующие недостатки: жесткая конструкция волновода может вызвать нежелательные вибрации типа колебания струны; дополнительное затухание сигнала по длине волновода.

К сожалению, фирма "Сименс" не приводит данных по амплитудно-частотной характеристике своих измерительных устройств.

В ИАЭ им. И.В. Курчатова разработан резонансный акустический датчик, работающий по другому принципу, отличающийся простотой и малой стоимостью. В этом датчике чувствительный элемент акустически изолируется от основной массы корпуса датчика. Это достигается путем установки двух паранитовых шайб с диаметром, равным чувствительному элементу, и толщиной $\delta = 0,5$ мм. Одна шайба располагается между рабочей поверхностью датчика и чувствительным элементом; вторая — между чувствительным элементом датчика и деталями, прижимающими этот элемент к рабочей поверхности датчика. Эта сборка из паранитовых шайб и чувствительного элемента акустически прозрачна в направлении, перпендикулярном диаметру шайб, так как выполняется условие $\lambda > \delta$, где λ — длина звуковой волны, и непрозрачна по диаметру шайбы. Кроме того, паранит — мягкое вещество — выполняет роль смазки, заполняя микронеровности на поверхностях прижима, тем самым улучшая акустический контакт. Другим достоинством паранита является его высокая температуростойкость.

Датчик с паранитовыми прокладками прошел испытания по методике опыта, описанного выше, электрическая схема которого представлена на рис. 5,б. Автоспектр демпфированного датчика представлен на рис. 3,в и автоспектр того же датчика, установленного на плите, на рис. 3,г. Разница в этих автоспектрах есть, но не столь существенная, как для датчика без паранитовых прокладок (см. рис. 3,а,б). В дальнейшем были испытаны нескольких вариантов высокочастотного акустического датчика с паранитовыми прокладками, отличающихся друг от друга только числом чувствительных элементов и их толщиной (таблица). Из этого набора вариантов опытным путем установлены лучшие варианты датчиков, отличающиеся хорошими резонансными свойствами. Для исключения случайных ошибок каждый вариант датчика выполнялся в трех экземплярах. Хорошими резонансными свойствами для выбранных типоразмеров чувствительных таблеток обладают

←Рис. 3 Автоспектры сигнала акустических датчиков: а — датчика К-7; б — датчика К-7, установленного на плите; в — датчик ПП-2; г — датчик ПП-2, установленного на плите; д — датчика 1-2; е — датчика 1-2, установленного на плите; ж — датчика 4-2; з — датчика 4-2, установленного на плите; и — датчика 5-2; к — датчика 5-2, установленного на плите

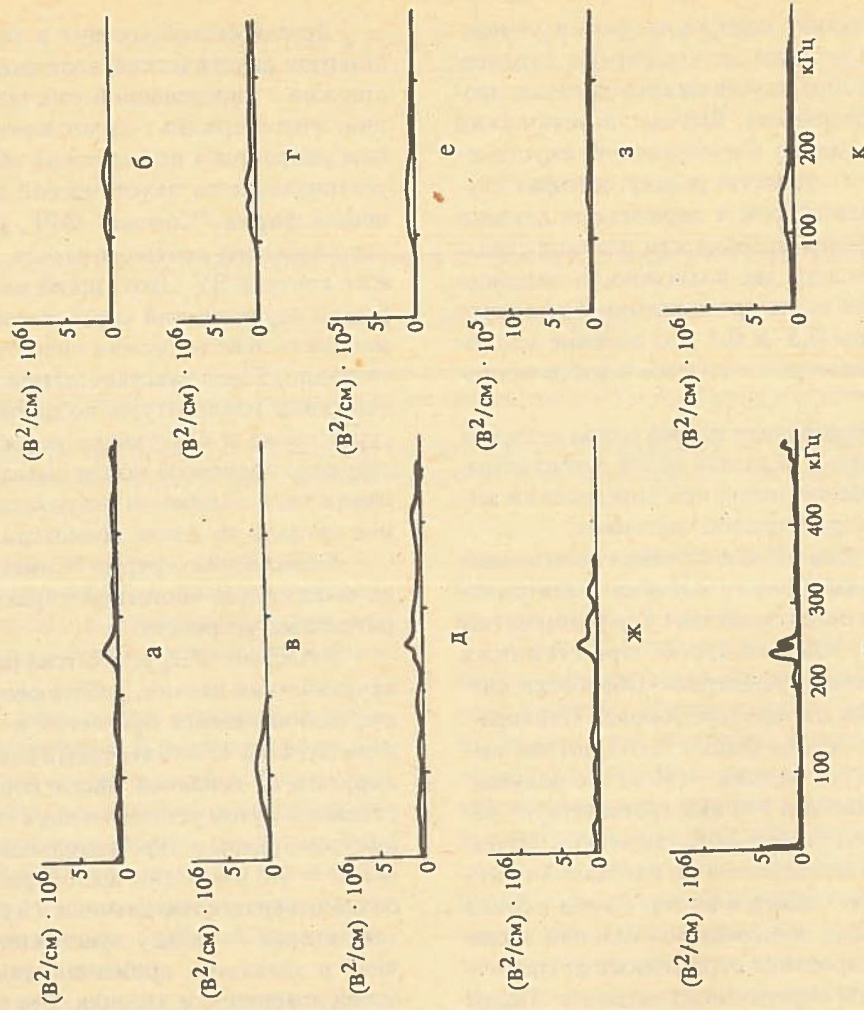
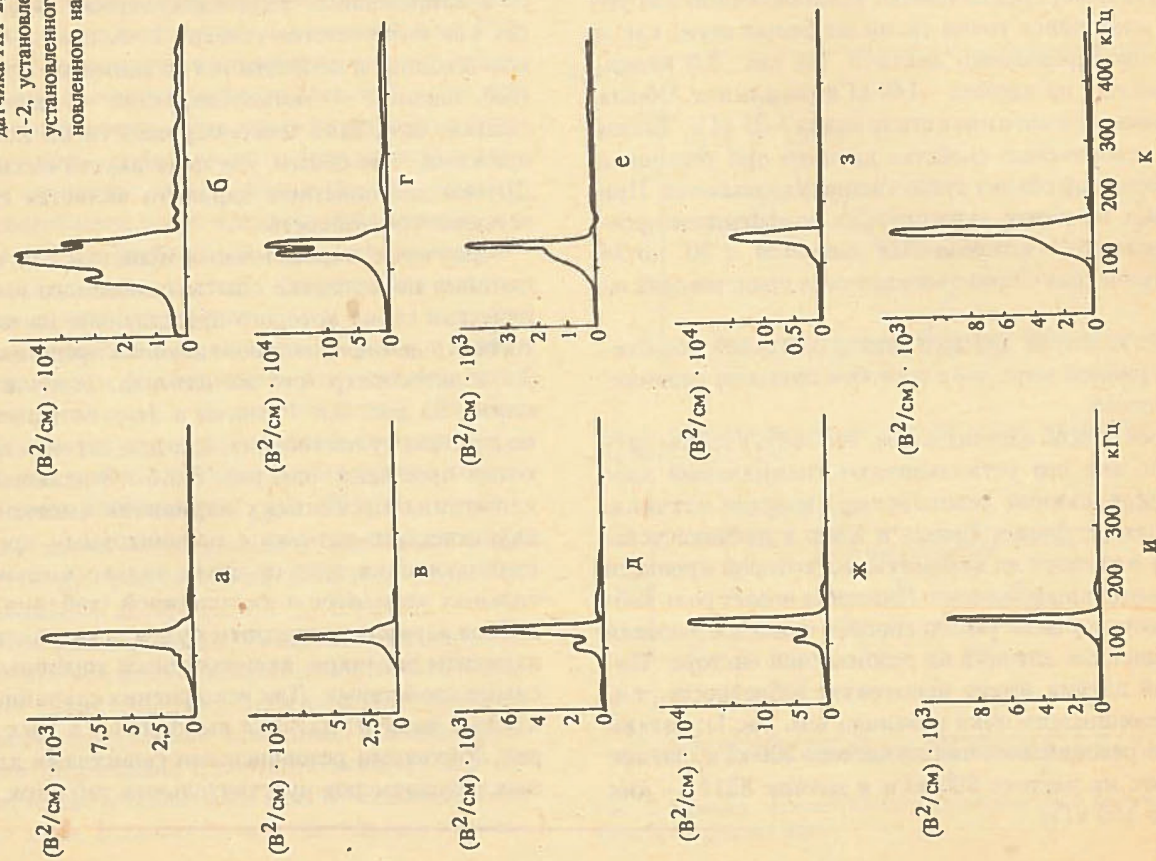


Рис. 4. Фон до начала измерений: а — на датчике К-7; б — на датчике К-7, установленном на плите; в — на датчике ПП-2; г — на датчике ПП-2, установленном на плите; д — на датчике 1-2; е — на датчике 1-2, установленном на плите; ж — на датчике 4-2; з — на датчике 4-2, установленном на плите; и — датчике 5-2; к — на датчике 5-2, установленном на плите

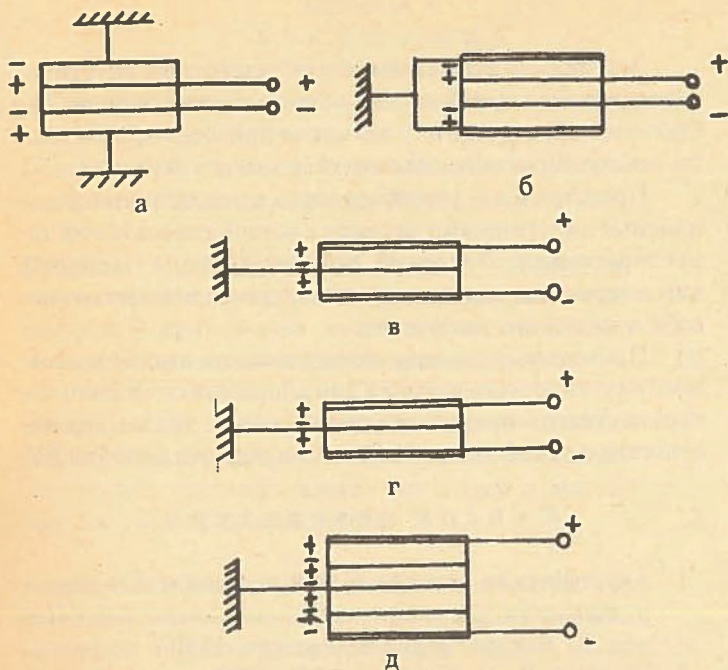


Рис. 5. Электрические схемы разработанных резонансных акустических датчиков с пьезокерамическими таблетками 16x2 мм (а—в) и 16x1 (г,д)

Параметры пьезоакустических датчиков

Номер датчика	Количество таблеток, шт.	Толщина таблетки, мм	Сопротивление изоляции, Ом			Емкость, пФ		
			P_1	P_2	P_3	C_1	C_2	C_3
1.1	2	2	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^8$	1470	1470	745
1.2	2	2	$3 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	1484	1250	687
1.3	2	2	$4 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	1480	1440	751
2.1	4	2	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	874	842	440
2.2	4	2	$4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$	857	919	433
2.3	4	2	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	864	801	419
3.1	6	1	$5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^8$	1108	1007	563
3.2	6	1	$5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^9$	975	947	494
4.1	2	1	$3,5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^8$	2315	2224	1173
4.2	2	1	$5 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	2374	2239	1202
4.3	2	1	$4 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^8$	2511	2379	1249
5.1	4	1	$5,5 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	1319	1274	655
5.2	4	1	$3 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	1300	1313	665
5.3	4	1	$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$	1274	1278	644

те датчики, у которых общая толщина пакета чувствительных элементов не превышает 4 мм.

На рис. 3,д,е представлены автоспектры датчика, изготовленного по схеме 5,в; на рисунках 3,ж,з — автоспектры датчика, изготовленного по схеме 5,г и на рис. 3,и,к — автоспектры датчика, изготовленного по схеме 5,д. Из сравнения рис. 3,д,ж, и с рис. 3,е,з,к видно, что их амплитудно-частотные характеристики практически не отличаются друг от друга. Полуширина резонансных пиков всюду равна $\sim 6-7$ кГц. Это свидетельствует об отсутствии влияния элементов крепления дат-

чиков и массы испытательной плиты на амплитудно-частотную характеристику. Из сравнения рис. 1 и 2 с рис. 3,е,з,к видно, что резонансные характеристики предлагаемых датчиков (острота резонансного пика) существенно лучше.

Некоторые примеры использования высокочастотных резонансных акустических датчиков. Датчики, изготовленные по схеме 5,в, неоднократно использовались в экспериментах по отработке акустических методов диагностики. Эксперименты проводились на стенде АМК-1 в ИАЭ им. И.В. Курчатова, а также на теплофизическом стенде ПМК-NVN в ЦИФИ (ВР, Будапешт).

Основными направлениями работ были диагностика слабого поверхностного кипения теплоносителя и опре-

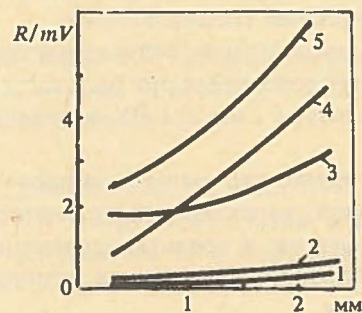


Рис. 6. Средний уровень шума протечки (RMS) в зависимости от величины отверстия в диапазоне частоты 1—300 кГц при давлении 80 бар, время усреднений — 10 с: 1,2 — показания венгерских датчиков; 3,5 — показания немецких датчиков; 4 — показание датчика, изготовленного по схеме 5,в

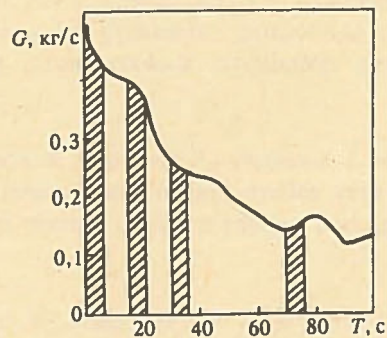


Рис. 7. Изменение массовой скорости теплоносителя в единицу времени

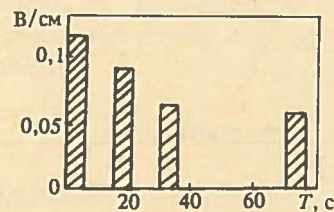


Рис. 8. Гистограмма среднеквадратичного значения огибающей акустического сигнала датчика К-4 в октавной полосе частот с центральной частотой 3150 кГц

деление координат места кипения, контроль протечек теплоносителя из первого контура макета реакторной установки и контроль неисправностей предохранительного клапана в системе компенсации давления РУ.

Основные выводы экспериментов по диагностике кипения теплоносителя состоят в следующем: высокочастотные резонансные акустические датчики надежно регистрируют слабое поверхностное кипение при значении истинного объемного паросодержания $\varphi > 0,01$, при этом расчет φ производился по методу Мароти (ВР); на стенде АМК-1 место кипения теплоносителя было определено с точностью $\sim 6\%$.

В опытах по контролю протечек из отверстий разной величины в предохранительном клапане резонансный датчик, представленный специалистами СССР, показал наилучшую линейность в зависимости от величины отверстия по сравнению с датчиками, предложенными немцами и венгерскими специалистами.

На рис. 6—8 представлены результаты эксперимента по истечению теплоносителя при разрыве горячей нитки первого контура макета РУ в течение первых 100 с.

Из рис. 7,8 видно, что имеется неплохое соответствие между кривой, характеризующей истечение теплоносителя из контура, и среднеквадратичным значением огибающей акустических шумов, генерируемых в процессе истечения.

ВЫВОДЫ

Дан анализ испытаний высокочастотных акустических датчиков и показано влияние на амплитудно-частотную характеристику датчиков присоединенной массы контролируемого объекта и деталей крепления.

Представлены разработанные и испытанные резонансные акустические датчики с острой резонансной характеристикой. Показано, что амплитудно-частотная характеристика датчика практически не зависит от способа и места его крепления.

Приведены примеры использования высокочастотного акустического датчика для диагностики слабого поверхностного кипения теплоносителя, а также для диагностики течей теплоносителя из первого контура РУ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Акустическая эмиссия и ее применение для неразрушающего контроля в ядерной энергетике/Под ред. К. Вакара. —М.: Атомиздат, 1980.
2. Брюль и Кьер. Каталог. 1981/1982 гг.

Статья поступила в редакцию
11 декабря 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 58—61.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ

MATHEMATICAL MODELLING OF PROCESSES

Шевелев Я.В. Расчет нейтронной кинетики методом сшивки ячеечных решений 3

Shevelev Ya.V. Neutron kinetics design by the method of gluing up the cell solutions 3

Куликов А.В., Горбунов Л.М. О моделировании автономной энергоустановки с асинхронным генератором и применении для этого численно-аналитического метода расчета генератора 10

Kulikov A.V., Gorbunov L.M. On modelling a self-contained power plant with asynchronous generator using numerical and analytical method of generator design 10

Кухарчук О.Ф., Гулевич А.В., Зродников А.В. Математическая модель и комплекс программ для исследования нестационарных процессов в многозонных реакторных системах 12

Koukhartchuk O.F., Goulevitch A.V., Zrodnikov A.V. A mathematical model and a software system for analyzing transient processes in multizone reactor systems 12

Таиров Э.А., Запов В.В. Интегральная модель нелинейной динамики парогенерирующего канала на основе аналитических решений 14

Tayrov E.A., Zapov V.V. Integral model of nonlinear dynamics of a vapor-generating channel based on the analytical solutions 14

Зонов И.В., Хотылев В.А., Щукин Н.В., Лысов Д.А. Моделирование энергораспределения при локальных возмущениях свойств активной зоны реактора РБМК 20

Zonov I.V., Khotylev V.A., Shchukin N.V., Lysov D.A. Modelling of energy distribution under locally disturbed parameters in a high-power channel reactor core 20

Иванов Н.В., Пискунов В.Н. Моделирование процессов переноса и осаждения аэрозольных частиц методом Монте-Карло 21

Ivanov N.V., Piskunov V.N. Modelling the transfer and precipitation processes of aerosol particles using the Monte-Carlo method 21

ДИНАМИКА ПЕРЕХОДНЫХ И АВАРИЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

DYNAMICS OF NON-STATIONARY AND EMERGENCY PROCESSES

Смирнов Л.В., Яскеляин А.В., Овчинников В.Ф., Усанов А.И. Динамические свойства системы циркуляции теплоносителя первого контура ЯЭУ 25

Smirnov L.V., Yaskelyain A.V., Ovchinnikov V.F., Usanov A.I. Dynamic properties of a NPP primary circuit coolant circulation system 25

Крюков С.А., Ильина Н.А., Полянин Л.Н. Исследование режимов протекания аварий с разгерметизацией первого контура реактора АСТ на длительной стадии расхолаживания 31

Kryukov S.A., Ilyina N.A., Polyinin L.N. The study on the power plant failure modes with the reactor primary circuit decompression during prolonged cooling 31

Иванов Б.Н., Малышев С.Е. Анализ динамического поведения высокопоточного реактора с твердым теплоносителем 35

Ivanov B.N., Malyshev S.E. Analysis of the high-flux solid-coolant reactor dynamic response 35

УСТОЙЧИВОСТЬ ПРОЦЕССОВ В ЯЭУ

STABILITY OF PROCESSES IN NPP

Вдовин С.И. Влияние теплофизических процессов в теплообменнике и активной зоне реактора на устойчивость циркуляции теплоносителя 39

Vdovin S.I. Impact of thermophysical processes in the heat exchanger and reactor core on the coolant circulation stability 39

ДИАГНОСТИКА

DYAGNOSTICS

Бабкин Н.А., Калишев О.Н., Мигалов И.В. Концепция автоматизированной системы оперативного диагностирования (АСОД) режимов работы энергоблока АЭС 45

Babkin N.A., Kalishev O.N., Migalov I.V. The concept of automated on-line diagnostics of the operation modes of a PP power unit 45

Знышев В.В., Кирюшина Е.В., Николаев М.Я., Новикова Л.В., Синявский В.В. Программное обеспечение исследования динамики термоэмиссионной космической ЯЭУ 51

Минаков А.А., Кузин Г.Г. О возможностях диагностических тренировок персонала на АЭС . . 55

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

Карманов Ф.В., Владимирцев С.И. Разработка и создание высокочастотных резонансных акустических датчиков 58

Znyshev V.V., Kiryushina E.V., Nikolayev M.Ya., Novicova L.V., Sinyavski V.V. Software system for the dynamics analysis of a thermoemission spacer NPP 51

Minakov A.A., Kuzin G.G. On the possibilities of diagnostic training of the NPP personnel 55

MEASURING INSTRUMENTS

Karmanov F.V., Vladimirtsev S.I. Design and construction of HF resonance acoustic transducers 58

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я : Физика ядерных реакторов

Выпуск 3

Ответственный за выпуск Е.Ф. Сабаев

**Редактор Н.А. Трунина
Технический редактор С.К. Сведлова
Корректоры Г.А. Матвеева,
В.П. Горячева,
Л.В. Пономарева**

**Подписано в печать 3.10.91. Формат 60x90/8
Офсетная печать. Усл. печ. л. 8,0. Уч.-изд.л. 9,9+0,5 вкл.
Тираж 200 экз. Индекс 3646. 14 статей. Заказ 199**

**Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова**

3 руб.

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 3, с. 1—64.