

621.039.5

874

ISSN 0205—4671

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

5

1990

Выпуски "Динамика ядерных энергетических установок" подготавливаются НИИ механики при Горьковском университете.

Редакционная коллегия серии:

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

Редакционная коллегия выпуска:

В.Д. Горяченко, А.Е. Крошилиня, 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:

the dynamics designs and experimental studies.

621.035.15

1374

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Физ. 76912

Федеральное
"Национальный институт
"Курчатовский
Центральная научная
библиотека

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1973 Г.

ВЫПУСК 5

ДИНАМИКА ЯДЕРНЫХ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

МОСКВА — 1990

Светлой памяти
Вадима Демьяновича ГОРЯЧЕНКО
посвящается



Редколлегия сборника "Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов" с глубоким прискорбием сообщает о последовавшей 16 декабря 1990 г. безвременной кончине одного из организаторов выпусков "Динамика ядерных энергетических установок", постоянного и активного члена редколлегии, директора НИИ механики при Нижегородском университете профессора Горяченко Вадима Демьяновича.

Ушел из жизни талантливый ученый и организатор науки, один из основателей математической теории динамики ядерных энергетических установок, автор широко известных специалистам монографий и статей. Он был уникальным по своим качествам человеком — мудрым и терпеливым, доброжелательным и жизнерадостным, на редкость трудолюбивым и высокоорганизованным — подлинным русским интеллигентом в лучшем смысле этого понятия.

Тяжела и невосполнима утрата, но светлая память о Вадиме Демьяновиче будет жить в сердцах всех, кто его знал и любил.

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, УСТОЙЧИВОСТЬ И РЕГУЛИРОВАНИЕ РЕАКТОРОВ

УДК 621.039.58

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ЗАПРОЕКТНЫХ АВАРИЙ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ АСТ МОЩНОСТЬЮ 200 МВт

С.А. Крюков, О.Ю. Кавун

Рассматриваются запроектные аварии из класса теплоотводных, реактивных и аварий с потерей теплоносителей первого контура реакторной установки АСТ.

ANALYSIS OF UNDESIGNED ACCIDENTS OF A NPP REACTOR WITH POWER 200 MW. S.A. KRYUKOV, O.Yu. KAVUN. Undesigned accidents belonging to the class of heat removal and reactivity accidents as well as to those concerned with the coolant loss in the primary circuit of a NPP reactor are under discussion.

Высокий уровень безопасности и надежности рассматриваемой реакторной установки АСТ обеспечивают низкие параметры теплоносителя первого контура и низкая энергонапряженность активной зоны; интегральная компоновка реактора; естественная циркуляция теплоносителя первого контура; отрицательная обратная связь за счет отрицательных значений температурного, мощностного и парового коэффициентов реактивности; размещение реактора внутри страховочного корпуса; трехконтурная схема передачи тепла от активной зоны к потребителю с барьером по давлению на сетевом теплообменнике; оснащение установки системой аварийного расхолаживания с пассивным принципом работы и пассивным введением в действие при авариях; наличие системы защиты от превышения давления как по первому, так и по второму контуру; включение в схему установки системы аварийной подачи борного раствора в реактор, системы аварийной подпитки и дополнительно активной системы аварийного расхолаживания. Перечисленные выше факторы позволяют установить качественно более высокий уровень безопасности по сравнению с установками типа ВВЭР, что дает возможность размещать АСТ вблизи крупных населенных пунктов.

Внутренние свойства самозащитенности реакторной установки в наибольшей степени проявляются в запроектных авариях с числом отказов, превышающим требования нормативных документов по безопасности. Для уменьшения перечня анализируемых запроектных аварийных режимов рассмотрены наиболее тяжелые ситуации из следующих классов аварий: 1) аварии, связанные с ухудшением теплоотвода; 2) реактивные аварии; 3) аварии с потерей теплоносителя первого контура. Аварийные режимы выбирались исходя из того, что возможным последствием их могло бы быть плавление топлива. Они моделировались в предположении несрабатывания аварийной защиты и практиче-

ски полного прекращения теплоотвода встроенными теплообменниками. Кроме того, не учитывалось оперативное вмешательство персонала и функционирование систем безопасности.

Характерной особенностью запроектных аварий с несрабатыванием аварийной защиты является то, что снижение нейтронной мощности реактора происходит только за счет отрицательных обратных связей, обусловленных действием эффектов реактивности. Поэтому при расчете таких аварий особую важность приобретает вопрос о точности определения коэффициентов реактивности. Для анализа запроектных аварий без разгерметизации корпуса реактора использовался программный комплекс расчета аварийных и переходных режимов водо-водяных реакторных установок с моделью активной зоны, представленной в покассетном трехмерном приближении. Двухгрупповые диффузионные уравнения (с учетом шести групп запаздывающих нейтронов) записывались в виде

$$\frac{1}{V_1} \frac{\partial F_1}{\partial t} = \nabla D_1 \nabla F_1 + Q(1 - \beta) - \sum_{a1} F_1 - \sum_{1-2} F_1 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i;$$

$$\frac{1}{V_2} \frac{\partial F_2}{\partial t} = \nabla D_2 \nabla F_2 + \sum_{1-2} F_1 - \sum_{a2} F_2;$$

$$Q = \nu_{f1} \sum_{f1} F_1 + \nu_{f2} F_2 \sum_{f2};$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial t} = \beta_i Q - \lambda_i c_i,$$

где V_1, V_2 — скорость нейтронов; F_1, F_2 — поток нейтронов; D_1, D_2 — коэффициент диффузии; \sum_{a1}, \sum_{a2} — сечение поглощения; \sum_{1-2} — сечение замедления; ν_{f1}, ν_{f2} — выход нейтронов на акт деления; \sum_{f1}, \sum_{f2} — сечение деления; β — доля запаздывающих нейтронов; β_i — доля i -й группы запаздывающих нейтронов; λ_i —

постоянная распада в i -й группе; c_i — концентрация ядер-излучателей i -й группы запаздывающих нейтронов.

Приведенная система решалась сеточным методом с использованием метода верхней релаксации. Нейтронно-физические константы вычислялись по программному комплексу, построенному на базе программ УНИРАСОС, НИ-7000 и др. [1 — 3].

При решении уравнений гидродинамики первого контура (за исключением активной зоны) использовались принципы и методы, реализованные в программе ДИНАМИКА [4].

Компенсатор давления моделировался тремя расчетными объемами — недогретой воды, воды на линии насыщения и пара. Описание математической модели компенсатора давления представлено в [5].

Рассматриваемые аварии с потерей теплоносителя (разгерметизация корпуса реактора) характеризуются большими возмущениями давления и расхода теплоносителя первого контура. Для их анализа использовалась программа с многоэлементной моделью реакторной установки. Уравнения сохранения записывались для гомогенного равновесного двухфазного потока.

Для каждого элемента расчетной схемы (кроме объема между страховочным корпусом и корпусом реактора) записываются уравнения сохранения массы и энергии в виде

$$\frac{d\rho_i}{d\tau} = \frac{1}{V_i} \sum G_{i-j};$$

$$\frac{di}{d\tau} = \frac{1}{V_i \rho_i} Q_i + \frac{\sum (G_{i-j} i_j)}{V_i \rho_i} - \frac{i_i}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{d\tau} + \frac{1}{\rho_i} \frac{dP_i}{d\tau},$$

где ρ_i , i_i , P_i — плотность, энтальпия и давление в i -м элементе; Q_i — мощность источника или стока тепловыделений внутри i -го элемента; G_{i-j} — расход теплоносителя на стыках двух смежных элементов.

Для каждого стыка двух смежных элементов (трассы) записывается уравнение движения:

$$\frac{dG_{i-j}}{d\tau} = \frac{1}{\sum (l/f)_{i-j}} (P_i - P_j - \frac{G_{i-j} |G_{i-j}|}{2f_{аз}^2} \times \left(\frac{\xi_{i-j}}{\rho_i} + \frac{\xi_{i-j}}{\rho_j} \right) + g(H_{i-j} \rho_i + H_{i-j} \rho_j) - G_{i-j}^2 \left(\frac{1}{f_j^2 \rho_j} - \frac{1}{f_i^2 \rho_i} \right)),$$

где $(l/f)_{i-j}$ — отношение длин трасс к проходным сечениям; H_{i-j} , H_{i-j} — геометрические отметки по высоте для i -го и j -го элементов; ξ_{i-j} , ξ_{i-j} — коэффициенты гидравлического сопротивления, приведенные к проходному сечению активной зоны для i -го и j -го элементов.

Уравнения сохранения дополняются уравнением состояния, зависимостями для критических расходов,

уравнениями для определения потока от металлоконструкций и т.д.

Пространство между корпусами в нижней части образует герметичный объем нижней части страховочного корпуса. Предполагается, что парогазовая смесь в объеме между корпусами после разгерметизации корпуса реактора будет находиться в термодинамическом равновесии. Тогда уравнения сохранения будут иметь вид:

$$\frac{dM_{ск}}{d\tau} = G_{\tau} - \tilde{G}_{\tau};$$

$$\frac{dU_{ск}}{d\tau} = G_{\tau} i_{\tau} - \tilde{G}_{\tau} \tilde{i}_{\tau} - Q_{ск},$$

где $M_{ск}$ — масса теплоносителя в страховочном корпусе; $Q_{ск}$ — теплоотвод из страховочного корпуса; $U_{ск}$ — полная внутренняя энергия теплоносителя в страховочном корпусе; $G_{\tau} i_{\tau}$ — поток энергии теплоносителя из реактора в страховочный корпус; $\tilde{G}_{\tau} \tilde{i}_{\tau}$ — поток энергии теплоносителя из страховочного корпуса под защитную оболочку.

Давление пароводяной смеси в страховочном корпусе определялось итерационным методом по линейному интерполяционному уравнению:

$$P^{k+1} = \frac{P^{k-1}(x^k - \tilde{x}^k) - P^k(x^k - 1 - \tilde{x}^k - 1)}{(x^k - \tilde{x}^k) - (x^k - 1 - \tilde{x}^k - 1)},$$

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

Давление газа в страховочном корпусе запишем в виде $P^{\Gamma} = (P_0^{\Gamma} T_0^{\Gamma}) / (T_0^{\Gamma} \varphi)$, где P_0^{Γ} , T_0^{Γ} — начальное давление и температура газа в страховочном корпусе; φ — объемное паросодержание в страховочном корпусе.

Давление в страховочном корпусе будет иметь вид $P_{ск} = P + P^{\Gamma}$.

Уравнения нейтронной кинетики рассматривались в точечном приближении. Коэффициенты реактивности рассчитывались во всем диапазоне изменения режимных параметров с достаточно малыми интервалами между узловыми точками по программе БИПР-7 и задавались в виде таблиц как функции параметров теплоносителя и горючего. Система обыкновенных дифференциальных уравнений интегрировалась с использованием неявной схемы второго порядка аппроксимации с автоматическим выбором шага интегрирования.

С помощью представленных выше программ выполнен расчетный анализ следующих запроектных аварийных режимов: 1) прекращение теплоотвода в промконтур с отказом аварийной защиты реактора; 2) непредусмотренное извлечение рабочей группы органов СУЗ при работе реактора на номинальной мощности с прекращением теплоотвода в промконтур и отказом аварийной защиты реактора; 3) разгерметизация нижней части корпуса реактора с прекращением теплоотвода в промконтур и отказом аварийной защиты реактора.

Первый из рассматриваемых режимов (из класса аварий с ухудшением теплоотвода) характеризуется разогревом теплоносителя первого контура (рис. 1). Значительное снижение теплосъема со стороны промежуточного контура (расчет выполнен в предположении практически полного прекращения циркуляции теплоносителя по промконтур) приводит к увеличению температуры теплоносителя, поступающего в активную зону. Рост температуры в активной зоне ведет к внесению отрицательной реактивности и снижению мощности реактора. Уменьшение плотности теплоносителя в опускном участке снижает движущий напор и расход теплоносителя через активную зону. Примерно через 25 – 30 с срабатывают первый, а затем второй предохранительные клапаны, падение давления в реакторе приводит к их закрытию по достижении соответствующих уставок. Закипание теплоносителя в активной зоне увеличивает движущий напор в контуре циркуляции и расход теплоносителя через активную зону. Увеличение расхода поступающей в активную зону холодной воды из опускного участка приводит к вводу положительной реактивности, темп снижения нейтронной мощности падает. Дальнейшее повышение давления в реакторе и повторное срабатывание первого предохранительного клапана связано с замедлением темпа снижения мощности реактора.

Впоследствии продолжается описанный выше периодический процесс, однако мощности реактора уже недостаточно для того, чтобы вызвать повышение давления в первом контуре до уставки срабатывания предохранительного клапана компенсатора давления. Вследствие значительного снижения нейтронной мощности при еще значительном расходе теплоносителя через активную зону и общем недогреве теплоносителя в реакторе примерно на 350 с процесса прекращается кипение в активной зоне, процесс стабилизируется и переходит в квазистационарное состояние

(см. рис. 1). Остаточные тепловыделения активной зоны компенсируются выбросом энергии при периодическом срабатывании первого предохранительного клапана.

Надежное охлаждение активной зоны в рассматриваемом режиме обеспечивается до момента ее оголения из-за потерь теплоносителя, выпариваемого через предохранительные клапаны. Достаточно точную оценку величины этого времени можно сделать исходя из следующего уравнения:

$$Q_{\text{п}} = M_0(i' - \bar{i}_0) = \int_0^{\tau_{\text{ост}}} Q_p(\tau) d\tau + \int_{\tau_{\text{ост}}}^{\tau_{\text{п}}} Q_{\text{ост}}(\tau) d\tau,$$

где $Q_{\text{п}}$, $\tau_{\text{п}}$ – соответственно количество тепла и время, необходимое для прогрева теплоносителя в первом контуре до состояния насыщения; \bar{i}_0 – средняя энтальпия теплоносителя в первом контуре в номинальном режиме; $\tau_{\text{ост}}$ – время снижения мощности реактора до уровня остаточных тепловыделений ($Q_{\text{ост}}$).

Используя формулу Уэя–Вигнера: $Q_{\text{ост}}(\tau) = 0,0662 Q_0 \tau^{-0,2}$, можно получить

$$\tau_{\text{п}} = \left[\frac{12,5}{Q_0} (M_0(i' - \bar{i}_0) - \int_0^{\tau_{\text{ост}}} Q_p(\tau) d\tau) + \tau_{\text{ост}}^{0,8} \right]^{1,25}$$

Количество тепла, необходимое для выпаривания массы теплоносителя ($M_0 - M_{\text{аз}}$), находящегося выше активной зоны, определяется соотношением

$$Q_{\text{п}} = (M_0 - M_{\text{аз}}) r = \int_{\tau_{\text{п}}}^{\tau_{\text{max}}} Q_{\text{ост}}(\tau) d\tau,$$

где τ_{max} – время сохранения активной зоны под заливом.

Из приведенных уравнений можно получить

$$\tau_{\text{max}} = \left[\frac{12,5}{Q_0} (M_0(i'' - \bar{i}_0) - M_{\text{аз}} r - \int_0^{\tau_{\text{ост}}} Q_p(\tau) d\tau) + \tau_{\text{ост}}^{0,8} \right]^{1,25}$$

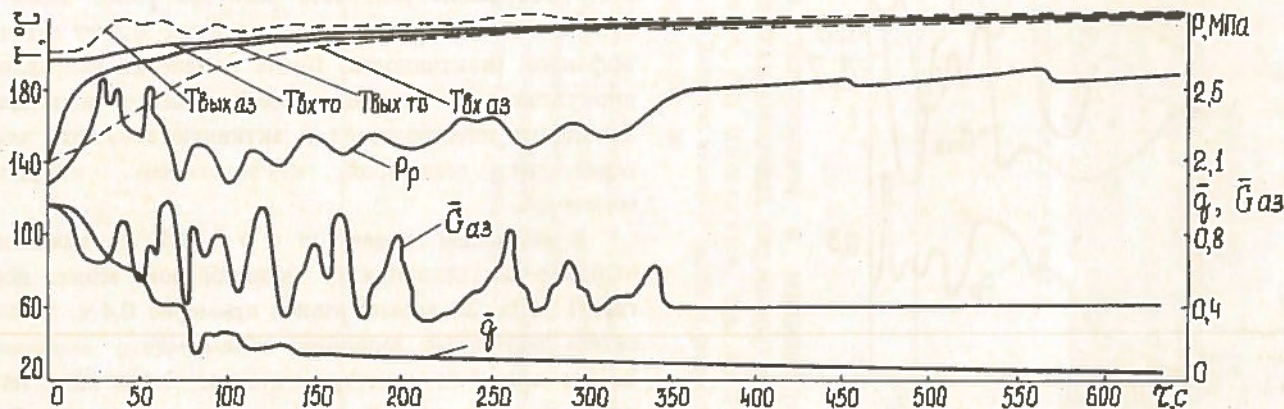


Рис. 1. Режим прекращения теплоотвода в промконтур с отказом аварийной защиты: $T_{\text{вх аз}}$, $T_{\text{вых аз}}$ – температура теплоносителя на входе и выходе активной зоны; $T_{\text{вх то}}$, $T_{\text{вых то}}$ – температура теплоносителя на входе и выходе встроенного теплообменника; P_p – давление в реакторе; $\bar{G}_{\text{аз}}$ – относительный расход теплоносителя через активную зону; \bar{q} – относительная тепловая мощность реактора

Пренебрегая членами $\int_0^{\tau_{ост}} Q_p(\tau) d\tau$ и $\tau_{ост}^{0,8}$, имеем

$$\tau_{max} = \left[\frac{12,5}{Q_0} (M_0(i'' - i_0) - M_{аз} \gamma) \right]^{1,25} \quad (1)$$

Определенное в соответствии с зависимостью (1) время сохранения активной зоны под заливом составит не менее 24 ч.

Режим непредусмотренного извлечения рабочей группы органов СУЗ моделировался в предположении, что наиболее "тяжелая" рабочая группа выводится со скоростью 0,02 м/с.

Начальный этап аварии характеризуется интенсивным разогревом первого контура, что обусловлено выводом рабочих органов СУЗ и практически полным прекращением теплоотвода в промконтур. При этом реактивность, вносимая органами СУЗ, не компенсируется эффектами реактивности. Относительная нейтронная мощность существенно превышает относительный расход теплоносителя через активную зону. Через 20 – 30 с срабатывают первый, а затем второй предохранительные клапаны компенсатора давления. Приблизительно через 40 с рабочая группа полностью выводится из активной зоны. Наблюдаются характерные колебания расхода, мощности и давления в реакторе, вызванные закипанием теплоносителя в активной зоне. Прекращение ввода положительной реактивности за счет вывода органов СУЗ приводит к снижению темпа прогрева первого контура. Дальнейшее протекание режима качественно аналогично рассмотренному выше (рис. 2).

Авария с разгерметизацией нижней части корпуса реактора (рис. 3) характеризуется перетеканием теплоносителя в герметичный объем между страховочным корпусом и корпусом реактора, зазор между которы-

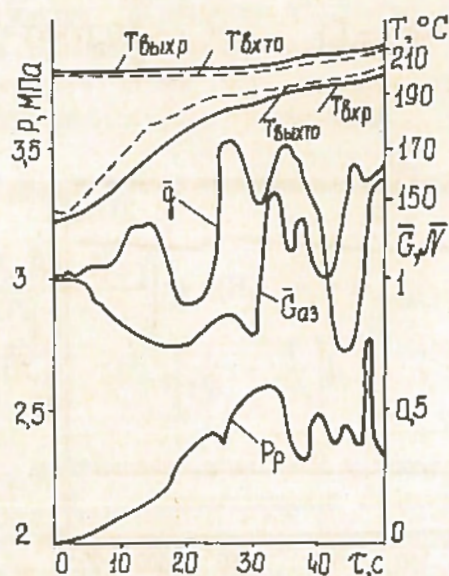


Рис. 2. Режим непредусмотренного извлечения рабочей группы органов СУЗ с прекращением теплоотвода в промконтур и отказом аварийной защиты

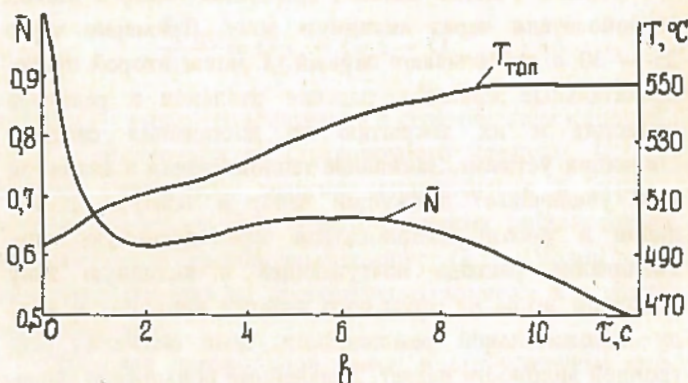
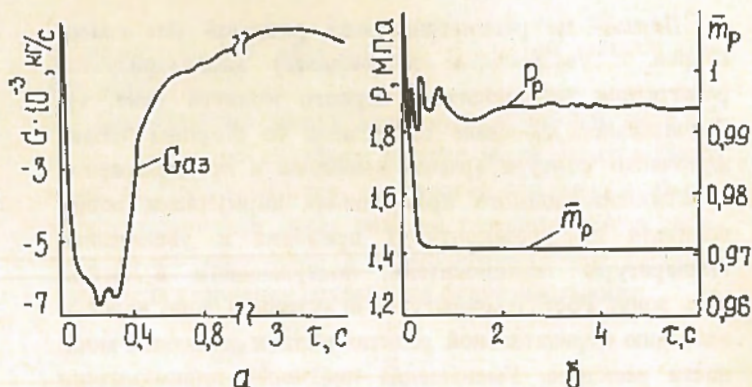


Рис. 3. Режим разгерметизации нижней части корпуса реактора с прекращением теплоотвода в промконтур и отказом аварийной защиты ($T_{топ}$ – средняя температура топлива; \bar{N} – относительная нейтронная мощность реактора)

ми принят равным 30 мм. Предполагается мгновенный разрыв корпуса по сварному шву, время раскрытия кольцевого зазора разгерметизации до максимальной величины составляет 0,01 с. В результате разгерметизации нижней части корпуса реактора сечением 0,44 м наблюдается резкое падение давления в подзонной области реактора. Возникают колебания расхода с кратковременным обратным током теплоносителя через активную зону. Снижение давления и поступление горячего теплоносителя из зоны тягового участка в активную зону приводят к вводу отрицательной реактивности. Нейтронная мощность реактора резко падает за 2 с до 60% от номинального значения за счет действия эффектов реактивности. После изменения направления циркуляции на прямое возобновляется поступление холодного теплоносителя в активную зону, что характеризуется некоторой стабилизацией нейтронной мощности.

В начальный момент ($\tau = 0 - 0,01$ с) максимальный перепад давления на активной зоне может достигать 1 МПа. За время, равное примерно 0,4 с, теплоноситель полностью заполняет объем между корпусами. За это время из реактора вытекает около 3,8 т теплоносителя. Дальнейший процесс развития аварии будет качественно аналогичным первому из рассмотренных режимов.

Выполненные расчеты подтверждают высокий уро-

вень безопасности проектируемой реакторной установки. Наличие вынесенного компенсатора давления первого контура с предохранительными клапанами обеспечивает в рассмотренных запроектных режимах не превышение допустимого давления и герметичность корпуса реактора. Анализ аналогичных запроектных аварий для реакторной установки АСТ-500 [6] показывает, что процесс развития таких аварий характеризуется раскрытием разъемов основного и страховочного корпусов, давление в реакторе повышается до 7,5 МПа (максимальное значение, допускаемое по прочности корпуса). Малый зазор между основным и страховочным корпусами предотвращает даже кратковременное обезвоживание активной зоны. Надежное охлаждение активной зоны во всех рассмотренных аварийных режимах обеспечивается в течение не менее 24 ч без оперативного вмешательства персонала и подключения систем безопасности. Таким образом, последствия от рассмотренных выше запроектных аварий не превышают уровня проектных аварий.

Список литературы

1. Сидоренко В.Д. Расчет критичности и выгорания решеток с слабообогащенным топливом и легководным замедлителем: Препринт/ИАЭ-1434. М., 1967.

2. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки малогрупповых констант для расчета активных зон с легководным замедлителем//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 4. С. 3 – 9.
3. Ионов В.С., Киреева И.Л., Беляева Е.Д. Аннотация расчетной программы НИ-7000: Препринт/ИАЭ-2156. М., 1971.
4. Программа для ЭВМ БЭСМ-6. Расчет нестационарных режимов энергетических установок с ВВЭР – Динамика/В.П. Спассков, Г.А. Волков, В.Г. Волков и др. М.: ЦНИИатоминформ, 1978. 1776/ОФАП.
5. Benaissa B., Martin W.R. Transient analysis of the TM-2 pressuriser system//Nuclear Technology. 1985. Vol. 6, № 2. P. 136 – 141.
6. Концепция безопасности реакторной установки атомной станции теплоснабжения/Ф.М. Митенков, В.В. Егоров, В.С. Кууль и др.//Атомная энергия. 1988. Т. 64, вып. 4. С. 267 – 275.

Статья поступила в редакцию
27 апреля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 3 – 7.

УДК 621.03

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ МИКРОМОДУЛЯ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ РКМ В РЕЖИМАХ С КИПЕНИЕМ

А.С. Зисман, Р.С. Пометько, В.М. Селиванов

Представлены результаты экспериментального исследования устойчивости циркуляции теплоносителя в первом контуре. Показана возможность комплексного диагностирования работы микромодуля.

INVESTIGATION OF THE PRESSURE TUBE MODULE REACTOR PLANT MICROMODULE OPERATION UNDER THE REGIMES WITH BOILING. A.S. ZISMAN, R.S. POMET'KO, V.M. SELIVANOV. Experimental results on the coolant circulation stability within the primary circuit are proposed. A possibility to perform complex diagnostics of the micromodule operation is displayed.

Как уже отмечалось в работе [1], для атомных станций теплоснабжения (АСТ) предложен и разработан проект водографитового реактора с микромодулями.

Согласно проекту работа реактора по первому контуру ограничивается только областью недогретой жидкости. Однако исследования режимов с кипением дают возможность прогнозировать поведение установки в нештатных режимах, в частности при снижении давления в первом контуре, превышении проектного значения мощности модуля либо при снижении расхода теплоносителя по второму контуру. Представляет интерес также обоснование возможности эксплуатации модуля в кипящих режимах.

Исследования проводились на полномасштабной

электрообогреваемой модели микромодуля (ММ) в составе теплофизического стенда высокого давления В-200. Достаточно подробное описание микромодуля и его модели, их параметры и характеристики, а также описание экспериментального оборудования приведены в работе [1]. Там же описана работа микромодуля в стационарных режимах и приведена характерная зависимость изменения расхода в первом контуре (G_1) от мощности ТВС. В этой зависимости выделено три характерных области работы модуля: I – однофазная область; II – область кипящего режима с положительным градиентом расхода по мощности ТВС и III – область кипящего режима с падением значения G_1 .

В данной работе исследуем ряд вопросов, свя-

занных с работой микромодуля в кипящем режиме:

– устойчивость циркуляции теплоносителя по первому контуру;

– устойчивость работы системы микромодуль – компенсатор объема (ММ–КО) в широком плане, в частности поведение системы при наличии малой течи в первом контуре, при невозможности отвода всего тепла через внутримодульный теплообменник;

– возможность диагностики возникновения неустойчивости циркуляции по характеру изменений массового обмена между ММ и КО.

Как уже отмечалось [1], в области кипения II в некотором диапазоне мощностей ТВС при пониженных давлениях ($P_1 < 4$ МПа) фиксировались автоколебательные колебания расхода по первому контуру. Во всех опытах за границу устойчивости циркуляции принимался режим с амплитудой колебаний $A > 0,03G_1$. Максимальная амплитуда колебаний G_1 наблюдалась при наиболее низких давлениях ($P_1 < 0,3$ МПа) и достигала $\sim 30\%$ от среднего значения G_1 . В опытах фиксировалась также граница прекращения колебаний расхода при дальнейшем увеличении мощности ТВС.

На рис. 1 – 3 показаны значения мощности ТВС ($N_{ТВС}$), соответствующие нижней и верхней границам устойчивости циркуляции. Во всех случаях диапазон изменения $N_{ТВС}$, при которой существовали колебания, не превышал 200 кВт. Колебания расхода начинались вскоре после появления пара в тяговом участке. Выполненные оценки показали, что для стационарных режимов на границе устойчивости значения истинного объемного паросодержания (φ), рассчитанные по методике [2], составляют 0,4 – 0,6. Полученное значение паросодержания характерно для области развитого с переходом к снарядному режиму течения [3] (об-

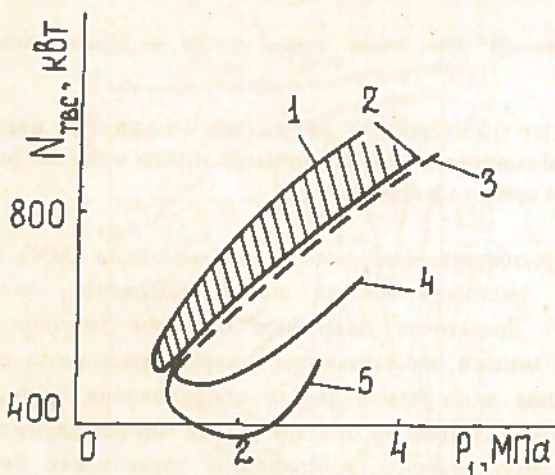


Рис. 1. Зависимость значений $N_{ТВС}$, соответствующих колебаниям G_1 и $G_{ММ-КО}$, от давления в первом контуре при $G_2 = 3,2$ кг/с; $t_{вх2} = 80^\circ\text{C}$: 1 – прекращение колебаний G_1 ; 2 – начало колебаний G_1 ; 3 – резкое возрастание амплитуды колебаний $G_{ММ-КО}$; 4 – изменение характера колебаний $G_{ММ-КО}$; 5 – начало колебаний $G_{ММ-КО}$ (область неустойчивой циркуляции заштрихована)

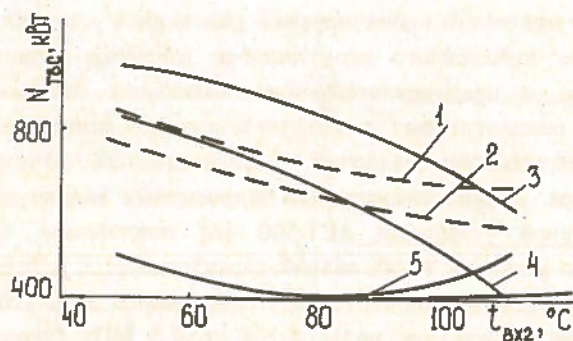


Рис. 2. Зависимость значений $N_{ТВС}$, соответствующих колебаниям G_1 и $G_{ММ-КО}$, от температуры охлаждающей воды при $P = 2,4$ МПа: 1 – прекращение колебаний G_1 ($G_2 = 3,2$ кг/с); 2 – начало колебаний G_1 ($G_2 = 3,2$ кг/с); 3 – прекращение колебаний G_1 ($G_2 = 5$ кг/с); 4 – начало колебаний G_1 ($G_2 = 5$ кг/с); 5 – начало колебаний $G_{ММ-КО}$ ($G_2 = 5$ кг/с)

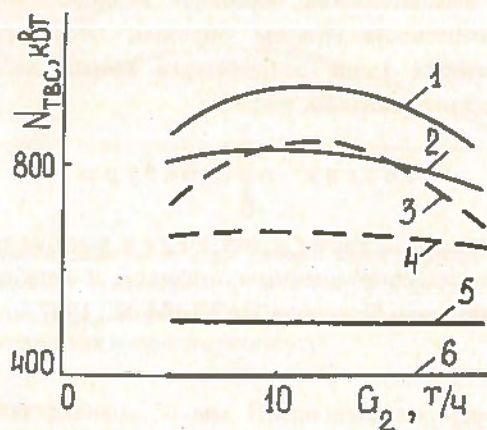


Рис. 3. Зависимость значений $N_{ТВС}$, соответствующих колебаниям G_1 и $G_{ММ-КО}$, от расхода охлаждающей воды при $P_1 = 2,4$ МПа: 1 – прекращение колебаний G_1 ($t_{вх2} = 50^\circ\text{C}$); 2 – начало колебаний G_1 ($t_{вх2} = 50^\circ\text{C}$); 3 – прекращение колебаний G_1 ($t_{вх2} = 80^\circ\text{C}$); 4 – начало колебаний G_1 ($t_{вх2} = 80^\circ\text{C}$); 5 – начало колебаний $G_{ММ-КО}$ ($t_{вх2} = 50^\circ\text{C}$); 6 – начало колебаний $G_{ММ-КО}$ ($t_{вх2} = 80^\circ\text{C}$)

ласть II зависимости $G_1(N)$). Что соответствует массовому паросодержанию $X > 0$.

Необходимо отметить, что в настоящее время, насколько известно авторам, в литературе отсутствуют исследования систем, аналогичных рассматриваемой (ММ–КО), а соответственно отсутствуют разработанные для таких систем критерии устойчивости. Авторами сделана попытка провести оценку устойчивости циркуляции по критерию, предложенному В.П. Завальским и др. [4] для модели реактора АСТ-500. По этому критерию устойчивость системы определяется характером зависимостей суммы гидравлических сопротивлений по контуру естественной циркуляции и движущего напора от расхода теплоносителя в точке их пересечения (рабочей точке). В частности, если $dP_r/dG > 0$ в точке пересечения, то режим неустойчив. Сопоставление результатов проведенного анализа по критерию Завальского и экспериментальных данных

не позволяет сделать обнадеживающего вывода о применимости критерия к модели микромодуля.

Начиная с режимов кипения недогретой жидкости в системе ММ-КО наблюдается постоянный массообмен между ММ и КО (аналогично "дыхательному" режиму на заключительной стадии аварии [1]) в виде пульсирующих в обоих направлениях перетечек теплоносителя по трубопроводу ММ-КО. Усредненное значение расхода по линии микромодуль-компенсатор объема при работе модуля на стационарном уровне мощности во всей области II (рис. 4) равно нулю. Тем самым в этой области усредненные во времени $T \gg T_{\text{колеб}}$ характеристики модуля сохраняются постоянными. Однако при достижении мощностей ТВС, соответствующих максимумам расхода в первом контуре ($N_{G_{\text{max}}}$), и переходе на нисходящую ветвь зависимости $G_1(N)$ (область III) фиксировались преимущественно перетечки теплоносителя из модуля в компенсатор объема, т.е. в области III происходит постоянное вытеснение теплоносителя из ММ в КО (при постоянном значении мощности ТВС). Это связано, считаем, с нарушением баланса между тепловыделением в ТВС и отводом тепла во второй контур. При этом

весь генерируемый в ТВС пар не успевает конденсироваться в теплообменнике, и возникает некоторое повышение давления в первом контуре, и, как следствие этого, часть теплоносителя выталкивается в компенсатор. Таким образом, объем пара в модуле при постоянной мощности нарастает, что приводит к снижению G_1 и в свою очередь к более интенсивному парообразованию и т.д. В результате этого при работе установки на любом уровне мощности в области III зависимости $G_1(N)$, где $N_{\text{TВС}} > N_{G_{\text{max}}}$, происходит постепенное осушение модуля и снижение G_1 , что может быть интерпретировано как аperiodическая неустойчивость системы ММ-КО.

Как отмечалось, проект не предусматривает наличия каких-либо внешних соединительных линий первого контура ММ с другими элементами установки, кроме трубопровода между КО и ММ. При наличии малой течи из первого контура ММ эта связь должна обеспечить адекватную подпитку из КО. Однако можно привести некоторые рассуждения, когда возможность такой подпитки не очевидна. Например, объем теплоносителя, потерянный в результате утечки, может быть занят паром при тех же параметрах, а значит, и давление в ММ

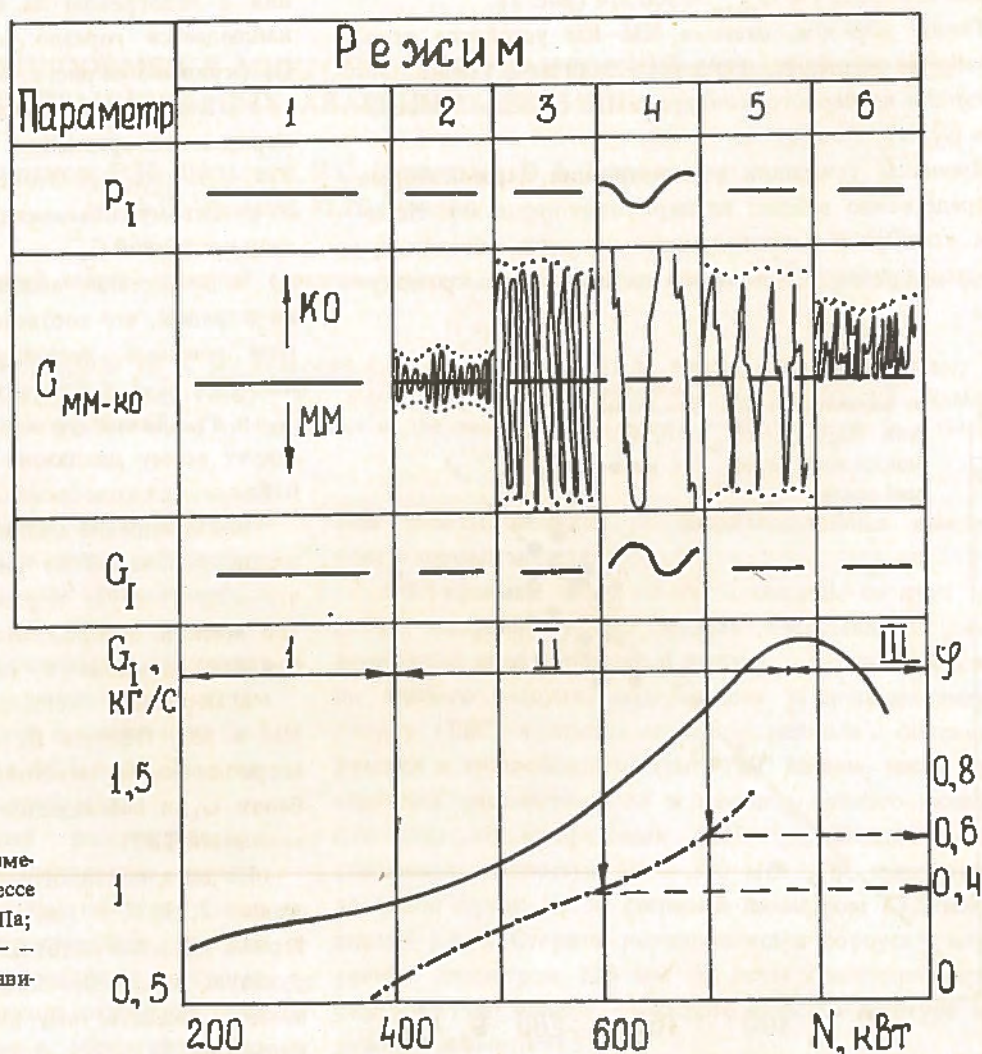


Рис. 4. Качественный характер изменения параметров ММ в процессе подъема $N_{\text{TВС}}$ при $P = 0,4$ МПа; $G_2 = 11$ т/ч; $t_{\text{вх2}} = 80^\circ\text{C}$: — — зависимость $G_1(N)$; - - - зависимость $\varphi(N)$

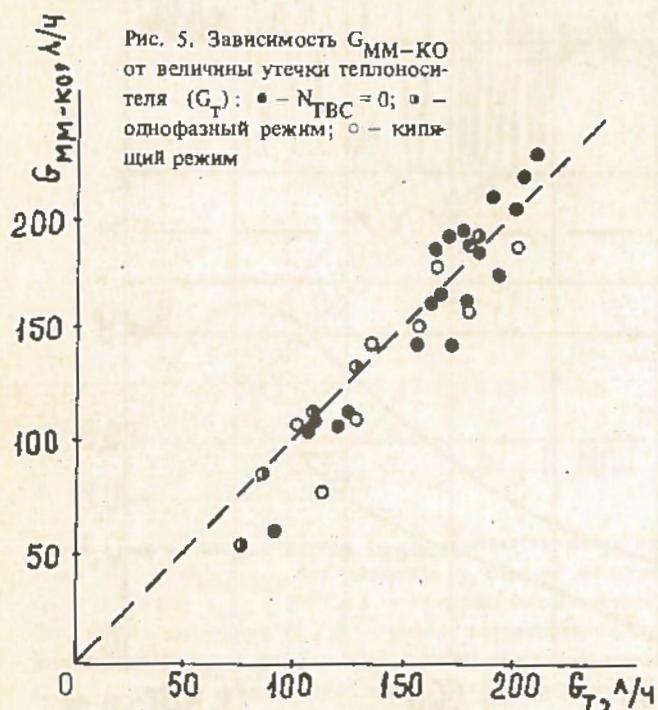
может остаться прежним и, следовательно, в таком случае подпитка из КО будет отсутствовать. При этом возникнет ситуация, аналогичная описанной выше (область III зависимости $G_1(N)$), с постепенным осушением модуля за счет малой течи без каких-либо внешних признаков.

В связи с вышеизложенным возникли предположения о возможности возникновения аperiodической неустойчивости системы ММ-КО в результате возмущения, вносимого наличием малой течи в первом контуре при работе установки в области II зависимости $G_1(N)$ (аналогично случаю, описанному выше, где неустойчивость системы возникала в результате дисбаланса между тепловыделением и теплоотводом).

Эксперименты с искусственно организованной течью контролируемого расхода проведены как на холодном модуле (при $N_{ТВС} = 0$), так и при различных уровнях мощности ТВС. Результаты экспериментов показали удовлетворительное совпадение величины утечки ($G_{течи}$) и расхода из компенсатора объема в микромодуль ($G_{ММ-КО}$), т.е. расхода подпитки как в однофазной области (что не вызывало сомнений), так и в режимах с кипением в области II, в том числе и в режимах с автоколебаниями G_1 при различных значениях расхода течи $50 \text{ л/ч} \leq G_{течи} \leq 300 \text{ л/ч}$ (рис. 5).

Таким образом, система ММ-КО устойчива относительно возмущения, вносимого наличием утечки теплоносителя из первого контура ММ в области II зависимости $G_1(N)$.

Процессы генерации и конденсации пара, которые непосредственно влияют на циркуляционные характеристики контура и теплогидродинамическую обстановку, являются причиной изменения давления в микромоду-



ле. Учитывая относительное постоянство давления в компенсаторе объема, можно утверждать, что всякое изменение давления в первом контуре микромодуля вызовет изменение массообмена между ММ и КО, так как инерционность трубопровода между модулем и компенсатором (время установления расхода по трубопроводу при возникновении перепада давления между ММ и КО) на порядок меньше инерционности первого контура (времени транспорта теплоносителя по контуру). Можно считать, что пульсационные характеристики $G_{ММ-КО}$ должны содержать полезную информацию о теплогидродинамике первого контура.

Сопоставление полученных в результате экспериментов характерных изменений давления P_1 , G_1 и $G_{ММ-КО}$ с приведенной ранее характерной зависимостью $G_1(N)$ и расчетными значениями истинного объемного паросодержания позволяет выделить следующие шесть характерных режимов работы системы ММ-КО (см. рис. 4):

1. Отсутствие регистрируемых (на уровне погрешностей аппаратуры $\sim 0,5\%$) колебаний любого из параметров — однофазный режим (кипение отсутствует).

2. Появление первых регистрируемых пульсаций массообмена ММ-КО, что соответствует режиму кипения с недогревом на начальном участке области II и наблюдается гораздо раньше, чем колебания расхода G_1 (кривая 5 на рис. 1, 2 и кривые 5, 6 на рис. 3).

3. Возрастание амплитуды пульсаций $G_{ММ-КО}$ на порядок по сравнению с предыдущим режимом (кривая 4 на рис. 1). Это соответствует, считаем, переходу к развитому объемному кипению и предшествует началу колебаний G_1 .

4. Возрастание амплитуды перетечек $G_{ММ-КО}$ еще на порядок, что соответствует, по имеющимся диаграммам режимов, переходу к снарядному режиму течения ($0,4 \leq \varphi \leq 0,6$) и началу фиксируемых колебаний G_1 и P_1 . Такой уровень пульсаций $G_{ММ-КО}$ соответствует всему диапазону мощностей ТВС, при которых наблюдаются колебания G_1 .

5. Уменьшение амплитуды пульсаций $G_{ММ-КО}$ на порядок (кривая 3 на рис. 1), изменение их характера, что соответствует верхней границе неустойчивости G_1 (по мнению авторов, это можно интерпретировать как признак перехода к дисперсному режиму течения).

6. Перетечки теплоносителя преимущественно из ММ в КО. Область III зависимости $G_1(N)$ — область аperiodической неустойчивости (прекращаются колебания G_1 и наблюдается его снижение при постоянной мощности ТВС).

На всех осциллограммах пульсаций $G_{ММ-КО}$ в режимах 2, 3, 5, 6 (см. рис. 4) можно выделить характерные высокочастотные составляющие и модулирующую их низкочастотную составляющую спектра. Можно ожидать, что информативность осциллограмм пульсаций $G_{ММ-КО}$ позволит не только фиксировать

такие явления, как неустойчивость циркуляции и наличие течей в первом контуре, но и диагностировать режимы течения в контуре. Таким образом, пульсационные характеристики расхода G_{MM-KO} могут быть использованы для комплексной диагностики РКМ и аналогичных систем, что делает актуальным дальнейшее их исследование.

Список литературы

1. Гидродинамика и теплообмен в микромодуле реакторной установки РКМ в нестационарных аварийных режимах/В.М. Селиванов, В.И. Шарыпин, Р.С. Пометько и др.//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. См. наст. сб. С. 11.
2. Плютинский В.И., Павлов С.П. Методика расчета истинного паросодержания при кипении с недогревом в стационарных и нестационарных режимах//Теплоэнергетика. 1987, № 2. С. 35.
3. Бергльс А.И., Сю М. Исследование режимов течения

- кипящей воды при высоком давлении. Достижения в области теплообмена: Сборник. М.: Мир, 1970.
4. Завальский В.П., Кобзарь Л.Л., Леппик И.А. Исследование устойчивости циркуляции теплоносителя в модели реактора АСТ-500//Атомная энергия. 1983. Т. 55, вып. 4. С. 205.
 5. Chexal V.K., Bergles A.E. Two-phase instabilities in a low pressure natural circulation loop//AIChE Symp. Ser. 1973, Vol. 69, № 31. P. 37 – 45.
 6. Bergles A.E. Review of instabilities in two-phase systems//Two-Phase Flow and Heat Transfer/ed. S. Kakac and F. Mayinger. Hemisphere, Washington, D.C., 1977. Vol. 1. P. 383 – 422.

Статья поступила в редакцию
10 апреля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 7 – 11.

УДК 621.03

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В МИКРОМОДУЛЕ РЕАКТОРНОЙ УСТАНОВКИ РКМ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ АВАРИЙНЫХ РЕЖИМАХ

В.М. Селиванов, В.И. Шарыпин, Р.С. Пометько, Э.А. Болтенко,
А.С. Зисман, Ю.И. Орехов

Приводятся результаты исследований аварии, связанной с разгерметизацией первого контура микромодуля реакторной установки для атомной станции.

HYDRODYNAMICS AND HEAT EXCHANGE IN A MICROMODULE OF A PRESSURE TUBE MODULE REACTOR PLANT IN NONSTATIONARY EMERGENCY REGIMES. V.M. SELIVANOV, V.I. SHARYPIN, R.S. POMET'KO, E.A. BOLTENKO, A.S. ZISMAN, Yu.I. OREKHOV. Investigation results of an accident caused by the rupture of the reactor plant micromodule primary circuit in a thermal power plant.

В атомной энергетике все более широкое применение находят аппараты, системы, каналы, работающие в условиях естественной циркуляции теплоносителя. Отсутствие сложного насосного оборудования вместе со значительной тепловой напряженностью приводит ко все более широкому использованию таких систем в условиях повышенных требований безопасности. Особенно актуальны эти вопросы для АСТ и АТЭЦ, которые должны быть приближены к потребителю.

Принципиальной особенностью рассматриваемой реакторной установки является расчленение первого контура на большое число автономных контуров (микромодулей) малого объема с естественной циркуляцией. При этом из таких унифицированных микромодулей могут быть собраны установки различной мощности. Весьма важным фактором в обеспечении безопасности является возможность отработки всех режи-

мов работы модулей на полномасштабных электрообогреваемых моделях.

Обсуждаемые ниже опыты проведены на двух моделях модулей. Первая модель представляла собой замкнутый циркуляционный контур, выполненный в виде единого модуля, содержащего тепловыделяющую сборку (ТВС) в нижней его части, тяговый и опускной участки и теплообменник (рис. 1,а). Именно такая конструкция рассматривается в качестве единого модуля для ряда водографитовых реакторов станций теплоснабжения мощностью 50 – 300 МВт. ТВС представляла собой пучок из 30 стержней диаметром 13,5 мм и длиной 2,8 м. Стержни располагались в корпусе с внутренним диаметром 125 мм по двум концентрическим окружностям вокруг опускного участка контура наружным диаметром 57 мм.

Основные проектные параметры реакторного микро-

модуля (условия на выходе из ТВС — недогретая вода) АСТ следующие: максимальная мощность — 1070 кВт; давление в первом контуре (P_1) — 7,8 МПа; давление во втором контуре (P_2) — 1,2 МПа; расход по второму контуру через канал-модуль, максимальный ($G_{2\text{ макс}}$) — 16 т/ч; температура на входе в теплообменник ($t_{\text{вх}2}$) — 80°C; температура на выходе из теплообменника в наиболее напряженном канале ($t_{\text{вых}}$) — 150°C.

Второй канал представлял собой пучок из семи стержней диаметром 13,5 мм и длиной 3 м, расположенных в корпусе с диаметром 50 мм и заглушенным нижним входом (рис. 1,б). Над обогреваемой сборкой находился теплообменник. Теплоъем в такой ситуации осуществлялся опускающейся вниз водой, через которую вверх двигался пар.

Прежде чем перейти к рассмотрению нестационарных процессов, рассмотрим кратко особенности работы канала-модуля в экспериментальных и пусковых режимах, в том числе и при параметрах, отличающихся от проектных.

На рис. 2 приведена типичная зависимость расхода естественной циркуляции от мощности. Можно выделить по крайней мере три области зависимости $G(N)$.

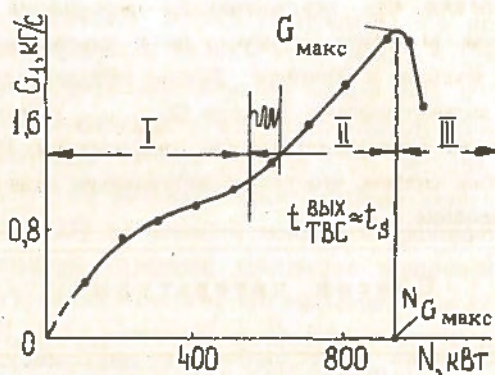


Рис. 2. Зависимость расхода теплоносителя от мощности при $G_2 = 3 \text{ кг/с}$; $t_{\text{вх}2} = 90^\circ\text{C}$; $P_1 = 2,4 \text{ МПа}$

Область I (область недогретой жидкости) относится к случаю однофазного теплоносителя на выходе из ТВС. При закипании теплоносителя на выходе из ТВС, что в нашем случае имело место при недогреве $\sim 5^\circ\text{C}$, наблюдается переход на более крутой участок II (область кипения) с достижением некоторого максимума расхода $G_{\text{ макс}}$. Увеличение мощности выше значения $N_{G_{\text{ макс}}}$ приводит к снижению расхода. Область III отвечает объемному кипению при массовых паросодержаниях $X \sim 0,1$ и выше.

Опыты также показали, что при проектном давлении в первом контуре и значительных его отклонениях ($\pm 2 \text{ МПа}$) циркуляция теплоносителя по первому контуру во всем исследованном диапазоне мощностей является устойчивой. Вместе с тем следует отметить, что в начале второй области, при пониженных давлениях ($P \sim 2,4 \text{ МПа}$), в относительно узком диапазоне мощностей наблюдались колебания расхода по первому контуру (см. рис. 2). При давлениях ниже 0,3 МПа амплитуда колебаний расхода могла достигать $\sim 30\%$. Период колебаний составлял $\sim 20 - 30$ с и был сравним с временем транспорта теплоносителя по контуру. При давлении $\sim 2,4 \text{ МПа}$ амплитуда колебаний составляла 2 — 3%, т.е. была на уровне шумов системы, а при давлениях $P > 5 \text{ МПа}$ признаки неустойчивости вообще отсутствовали. Какого-либо влияния колебаний расхода амплитудой 2 — 3% на температурный режим ТВС не наблюдалось.

Таким образом, эти исследования показали возможность достижения реакторной установкой проектных параметров с использованием заложенного в нее принципа модульности.

Одной из особенностей данной реакторной установки является отсутствие обособленной системы аварийного охлаждения сборки. Ее роль выполняет компенсатор объема. Совмещение этих функций требует экспериментального исследования аварийной ситуации, связанной с обрывом трубки к компенсатору объема, в результате чего система аварийного охлаждения оказывается отключенной и канал не может быть подпитан водой. Развитие такой аварии, зако-

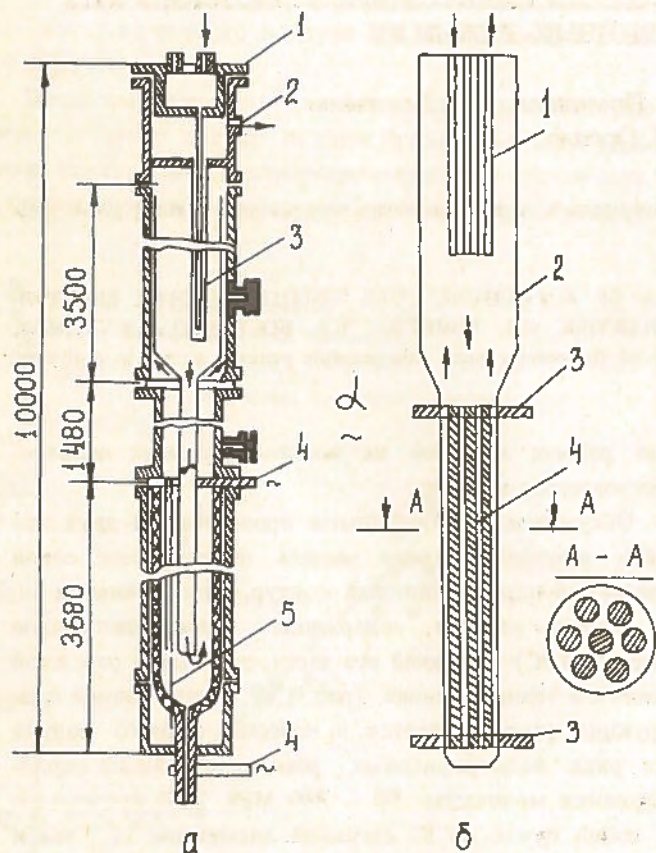


Рис. 1. Принципиальные схемы экспериментальных каналов: а — модуль АСТ (1, 2 — вход и выход теплоносителя второго контура; 3 — трубка Фильда теплообменника; 4 — токоподводы; 5 — элементы ТВС); б — семистержневой пучок (1 — теплообменник; 2 — корпус; 3 — токоподводы; 4 — ТВС)

номерности процессов в различные моменты времени и являлись задачей экспериментального исследования.

При изучении процессов разгерметизации модуля было уделено внимание следующим вопросам: устойчивости расхода теплоносителя по первому контуру на первой стадии аварии при $P_1 > P_{атм}$; количеству теплоносителя, остающегося в модуле после разгерметизации; возможности съема остаточного тепловыделения при залитой водой ТВС; скорости потерь теплоносителя из модуля в зависимости от его уровня, мощности ТВС и режимных параметров второго контура на заключительной стадии аварии при давлении, близком к атмосферному; уровню температур сборки на стадии ее осушения.

В связи с широким кругом подлежащих рассмотрению вопросов остановимся лишь на главных моментах. Отметим, что каждая из последующих вышеназванных проблем логически вытекает из предыдущей.

Одним из важных вопросов можно считать поведение модуля, находящегося при высоких (максимальных проектных) параметрах в первые секунды после разгерметизации. Возникает, в частности, вопрос, не приведет ли разгерметизация к прекращению или опрокидыванию циркуляции теплоносителя, а это в свою очередь к разрушению тепловыделяющей сборки.

Конечно, ответ на этот вопрос зависит от сечения и места разгерметизации. Для рассматриваемого модуля был исследован разрыв единственного трубопровода, соединяющего модуль по первому контуру с компенсатором давления. Данный трубопровод (внутренним диаметром 10 мм) подсоединялся к модулю в верхней его части. Разрыв осуществлялся на расстоянии ~ 100 мм от микромодуля с помощью быстродействующего устройства.

Результаты одного из таких опытов приведены на рис. 3. В течение $\sim 1 - 1,5$ мин давление в канале снижалось практически до атмосферного. Снижение мощности ТВС от первоначального уровня (1070 кВт) на-

чиналось в приведенном на рис. 3 случае через ~ 10 с после разгерметизации. Тем самым имитировалось достаточно большое запаздывание в срабатывании аварийной защиты. Интересно отметить, что расход теплоносителя по первому контуру после разгерметизации несколько возрастал в первый момент времени и в дальнейшем на протяжении ~ 2 мин сохранялся около исходного стационарного значения. Мощность модуля во время такой аварии (для получения консервативных оценок) снижалась несколько медленнее, чем по закону остаточного тепловыделения. В течение этой стадии аварии каких-либо негативных моментов в поведении температурного режима ТВС не наблюдалось.

Положительный ответ на вопрос о жизнеспособности модуля в первые секунды и минуты разгерметизации требует анализа дальнейшего развития аварии.

Исследования разгерметизации модуля, представленного на рис. 1,а, показали, что после снижения давления до практически атмосферного в модуле остается еще более половины первоначального количества теплоносителя. Например, при объеме модуля ~ 100 л в случае, приведенном на рис. 3, через 1,5 мин после разгерметизации находилось 54 л воды. Это соответствовало превышению верхнего уровня ТВС на $\sim 2,6$ м, т.е. сборка оставалась полностью залитой теплоносителем.

Известно, что залив тепловыделяющей сборки водой позволяет снять с нее определенную мощность в барботажном безкризисном режиме. Наиболее неблагоприятные условия в таком случае имеют место при отсутствии расхода теплоносителя на входе в ТВС. Такая ситуация имитировалась в модуле, показанном на рис. 1,б, с заглушенным входом.

Данный модуль позволял также исследовать возможное влияние тепловыделения не только в стержнях, но и в корпусе модуля (имитация потока тепла из графитовой кладки). Опыты показали относительно слабое влияние соотношения мощностей между корпусом модуля ($N^к$) и тепловыделяющей сборкой ($N^{ТВС}$) на критическую мощность (рис. 4). Это согласуется с физическими представлениями о механизме явления, согласно которому определяющим фактором является взаимодействие движущихся навстречу потоков воды и пара [1, 2]. Можно лишь отметить, что более равномерное распределение генерации пара по сечению модуля ($N^к/(N^к + N^{ТВС}) \approx 0,5$) приводит к некоторому снижению общей мощности при низком давлении. Это, в принципе, также понятно, поскольку может ухудшить условия для внутренних конвективных токов. Такие явления наблюдались авторами, в частности, на прозрачной модели. Как полученные, так и другие данные [1, 2] показывают, что значения предельных мощностей возрастают с увеличением давления.

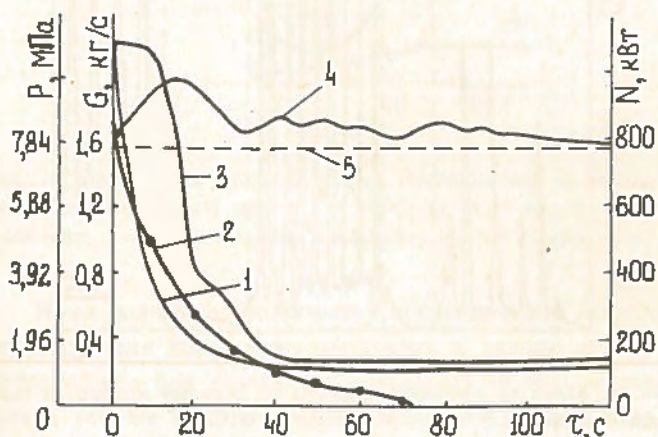


Рис. 3. Изменение параметров микромодуля после разгерметизации при $G_2 = 3$ кг/с; $t_{вх2} = 90^\circ\text{C}$; $P_{1нач} = 7,8$ МПа: 1 - $N_{ост}(t)$; 2 - $P_1(t)$; 3 - $N_{ал}(t)$; 4 - $G_1(t)$; 5 - $G_{1нач}$

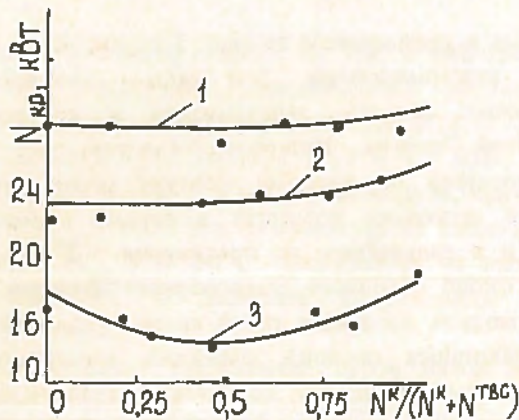


Рис. 4. Зависимость критической мощности пучка из семи стержней от соотношения мощностей при отсутствии расхода теплоносителя на входе: 1 – $P = 0,52$ МПа; 2 – $P = 0,3$ МПа; 3 – $P = 0,1$ МПа

Имеющийся опыт показывает также, что увеличение предельных мощностей сборок растет несколько быстрее, чем количество стержней. Это также связано с улучшением условий для возникновения и существования более мощных внутренних конвективных течений [1]. В частности, для модуля, показанного на рис. 1,а (из 30 стержней), при уровне залива над верхом ТВС ~ 5 м, что соответствует давлению $\sim 0,15$ МПа, можно ожидать мощностей не ниже $\sim 120 - 130$ кВт. Реально на данном модуле была достигнута мощность 150 кВт без каких-либо признаков возникновения кризисных явлений. Отметим, что данная мощность в $\sim 1,5$ раза превышает уровень остаточного тепловыделения и, таким образом, условие залива сборки является достаточным условием для съема остаточного тепловыделения в безкризисном режиме.

Дальнейшее развитие такой аварии характеризуется продолжающимися потерями теплоносителя из сборки за счет парообразования в ТВС и соответствующим снижением уровня теплоносителя. Наличие теплообменника в верхней части модуля приводит к относительно низкому темпу потерь теплоносителя на данной стадии аварии при давлениях в модуле, близких к атмосферному. Опыты показали, что на данной стадии аварии может конденсироваться $\sim 90\%$ пара, образующегося в ТВС (рис. 5). При этом конденсат по опускной ветви поступает на вход в ТВС.

Исследования поведения давления в модуле на заключительной стадии аварии помогли выяснить некоторые особенности и закономерности потерь теплоносителя. Процесс на данной стадии аварии нельзя отнести к стационарному. Он характеризуется достаточно слабо изученными явлениями периодических выбросов из модуля парожидкостной смеси с последующим захватом определенного количества воздуха. Некоторые объяснения таких процессов даны в [3, 4]. Можно предположить, что эти процессы определяются совокупностью целого ряда параметров и явлений. Среди

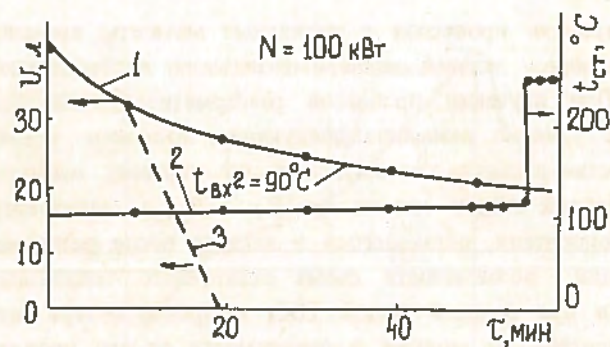


Рис. 5. Изменение объема теплоносителя в модуле (1), температуры поверхности имитатора (2) во времени при $P_1 \approx P_{атм}$ и изменение объема теплоносителя при отсутствии конденсации на внутримодульном теплообменнике (3)

иницирующих и поддерживающих такую неустойчивость факторов следует назвать связь генерации пара с расходом теплоносителя, самовскипание теплоносителя в подъемном участке при низких давлениях, генерации и конденсации пара при колебаниях давления на уровне, близком к атмосферному, и др.

В качестве примера на рис. 6 приведено поведение расхода теплоносителя по первому контуру модуля в такой ситуации. Характерно отличие формы колебаний расхода от гармонической: можно выделить стадию выжидания, в течение которой расход практически постоянен и достаточно низок. Затем следует относительно непродолжительная стадия увеличения расхода (выброса) с последующим его снижением.

Отмечая слабую изученность таких процессов и отсутствие соответствующих расчетных рекомендаций, следует подчеркнуть их весьма важную роль не только для данного аппарата, но и для других в аналогичных аварийных ситуациях.

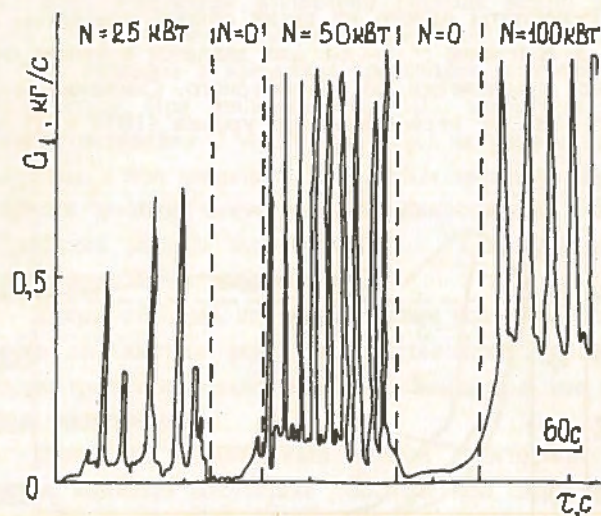


Рис. 6. Характер изменения расхода по первому контуру в аварийной ситуации

Принципиальная важность таких процессов заключается в том, что в результате периодических понижений давления ниже атмосферного в модуль захватывается

воздух, снижающий в общем случае эффективность внутримодульного теплообменника.

Важной особенностью таких процессов является также и то, что колебания давления по абсолютной величине невелики и, как правило, не превышают 0,02 МПа. В этих условиях оказывается возможным полностью исключить потери теплоносителя в среду с помощью гидрозатвора (V-образной трубки), который может быть расположен внутри модуля.

Скорость потерь теплоносителя из модуля, как показывают опыты, достаточно сложным образом зависит от мощности ТВС, уровня заполнения модуля, параметров второго контура (рис. 7). При низких уровнях заполнения модуля и низких мощностях ТВС потери невелики. В таких условиях осуществляется, по-видимому, достаточно хорошая сепарация жидкости и пара. Физический уровень смеси не достигает верха модуля (сечения разгерметизации) и потери связаны с уходом в атмосферу только части генерируемого пара. Это подтверждается и результатами замеров количества конденсата в выбросах. Повышение мощности ТВС до 75 – 100 кВт и исходного объема (в холодном состоянии) теплоносителя до 35 – 40 л приводит к существенному увеличению потерь теплоносителя в первую очередь за счет выброса жидкости. Однако при еще более высоких заполнениях (45 – 50 л) роль периодических процессов, приведенных на рис. 6, уменьшается и потери снижаются.

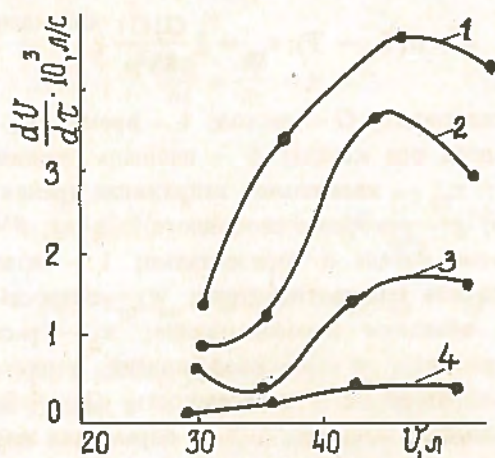


Рис. 7. Зависимость скорости потерь теплоносителя от начального заполнения ЭММ при $t_{вх2} = 50^\circ\text{C}$; $G_2 = 11 \text{ т/ч}$; 1 — $N = 100 \text{ кВт}$; 2 — $N = 75 \text{ кВт}$; 3 — $N = 50 \text{ кВт}$; 4 — $N = 25 \text{ кВт}$

Имея данные по количеству остающегося в модуле теплоносителя после разгерметизации и данные по скорости потерь при различных параметрах, можно рассчитать в течение какого времени тепловыделяющая сборка будет залита теплоносителем. При этом следует учитывать, что при наличии тепловыделения уровень теплоносителя значительно повышается за счет его кипения. Из рис. 5, например, видно, что осушение сборки

(рост температуры стенки до 250°C) началось при объеме теплоносителя $\sim 17 \text{ л}$. Между тем как для залива ТВС при отсутствии тепловыделения необходимый объем теплоносителя составляет $\sim 32 \text{ л}$.

Выполненные оценки показывают, что начало осушения сборки при снижении остаточного тепловыделения и реального изменения во времени параметров второго контура начнется через $\sim 35 \text{ ч}$ после разгерметизации. Это время можно считать вполне достаточным для поиска аварийного модуля и принятия соответствующих мер. С другой стороны, из рис. 5 также видно, что повышение температуры стенки с началом осушения имитаторов невелико. Это связано с возможным выносом влаги, теплосъемом за счет генерируемого пара. При полном же осушении модуля отвод тепла будет осуществляться теплопроводностью и излучением. Относительно низкий уровень тепловыделения к этому времени, как показывают расчеты, не приведет к плавлению тепловыделяющей сборки.

Список литературы

1. Болтенко Э.А., Пометько Р.С., Песков О.Л. Кризис теплоотдачи в стержневой сборке при отсутствии циркуляции воды: Препринт ФЭИ-1464, Обнинск, 1983.
2. Балунов Б.Ф., Илюхин Ю.М., Смирнов Е.Л. Кризис теплообмена в каналах с заглушенным нижним торцом // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25, № 1. С. 116 – 124.
3. Chexal V.K. and Bergles A.E. Two-Phase Instabilities in a Low Pressure Natural Circulation Loop // AIChE Symp. Ser. 1973, Vol. 69, № 31. P. 37 – 45.
4. Bergles A.E. Review of Instabilities in Two-Phase Systems // Two-Phase Flow and Heat Transfer, ed. S. Kakac and F. Mayinger. Hemisphere, Washington, D.C., 1977. Vol. 1. P. 383 – 422.

Статья поступила в редакцию
10 апреля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники, Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 11 – 15.

РАСЧЕТ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОБОГРЕВАЕМЫХ КАНАЛАХ ОРТОГОНАЛЬНОЙ ПРОГОНКОЙ

В.В. Кириллов

Предлагается метод совместного решения разностных уравнений, аппроксимирующих уравнения динамики обогреваемого канала. Метод позволяет реализовать возмущения по тепловой нагрузке, расходу, давлению и энтальпии в рамках единого алгоритма.

ORTHOGONAL RUN-BASED ANALYSIS OF TRANSIENT PROCESSES IN HEATED DUCTS. V.V. KIRILLOV. A method of joint solution of difference equations approximating the equations of the heated duct dynamics is proposed. The method allows one to realize perturbations in thermal load, discharge, pressure and enthalpy within the frame of a single algorithm.

К настоящему времени известен ряд работ, посвященных численному решению краевых задач динамики обогреваемого канала [1 - 4]. Практически во всех работах применяется раздельное решение уравнений динамики. При достаточно высоких давлениях такой метод является весьма эффективным и по существу использует "замораживание" коэффициентов, содержащих нелинейности. В ряде работ применяется квазилинеаризация для преобразования членов уравнения количества движения, нелинейных по расходу.

Однако при малых значениях давления раздельное решение уравнений становится малоэффективным. В этих случаях потери давления по длине канала становятся сравнимы с самим давлением, и нелинейности, связанные с изменением свойств теплоносителя, проявляются в большей степени. В результате сходимость итераций заметно ухудшается. В этих условиях целесообразно линейризовать уравнения не только по расходу, но и по давлению и энтальпии, а затем совместно решать полученную систему линейных алгебраических уравнений. Предлагаемый метод будет изложен для достаточно простой математической модели, состоящей из трех уравнений динамики потока, однако он может быть обобщен и для более сложных математических моделей.

Математическая модель обогреваемого канала. Движение теплоносителя в обогреваемом канале описывается уравнениями неразрывности, количества движения и энергии, а температура стенки канала рассчитывается из уравнения теплового баланса:

$$\left. \begin{aligned} S \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{S \rho_2} \right) + S \frac{\partial P}{\partial z} &= -\tau_{\text{тр}} \Pi_{\text{вн}} - g \rho S \sin \theta; \\ S \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial G i}{\partial z} - S \frac{\partial P}{\partial t} &= q_{\text{вн}} \Pi_{\text{вн}} + \tau_{\text{тр}} \Pi w; \end{aligned} \right\} (1)$$

$$c_w \rho_w \frac{dT_w}{dt} = Q_w + q_{\text{нар}} \frac{\Pi_{\text{нар}}}{S_w} - q_{\text{вн}} \frac{\Pi_{\text{вн}}}{S_w}; \quad (2)$$

$$\rho = \begin{cases} \rho(P, i), & i < i', i > i'', \\ (1 - \varphi) \rho' + \varphi \rho'', & i' \leq i \leq i''; \end{cases}$$

$$\frac{1}{\rho_2} = \begin{cases} \frac{1}{\rho}, & i < i', i > i'', \\ \frac{(1 - x)^2}{(1 - \varphi) \rho'} + \frac{x^2}{\varphi \rho''}, & i' \leq i \leq i''; \end{cases}$$

$$\varepsilon = \begin{cases} \rho i, & i < i', i > i'', \\ (1 - \varphi) \rho' i' + \varphi \rho'' i'', & i' \leq i \leq i''; \end{cases}$$

$$q = \alpha(T_w - T); \tau_{\text{тр}} = \xi \frac{G |G|}{8 S^2 \rho}, \quad (3)$$

где ρ — плотность; G — расход; t — время; z — координата вдоль оси канала; S — площадь сечения; P — давление; $\tau_{\text{тр}}$ — касательное напряжение трения; Π — периметр; g — ускорение свободного падения; θ — угол между осью канала и горизонталью; i — энтальпия; q — плотность теплового потока; w — скорость; φ — истинное объемное паросодержание; x — расходное паросодержание; α — коэффициент теплоотдачи; T — температура; c — теплоемкость; Q — объемное тепловыделение; индексы ', '' — параметры жидкости и пара на линии насыщения; w — параметры стенки канала; нар — наружная поверхность стенки; вн — внутренняя поверхность стенки; 0 — начальное состояние.

Начальные условия для уравнений (1), (2) записываются в виде
 $P(0, z) = P_0(z); G(0, z) = G_0; i(0, z) = i_0(z); T_w(0) = T_{w0}.$

Количество граничных условий определяется числом характеристик, "входящих" в канал на его концах. На входе и выходе канала зададим значения давления в виде

$$P(t, 0) = P_{\text{вх}}(t) - \Delta P_{\text{вх}}; \quad (4)$$

$$P(t, l) = P_{\text{вых}}(t) + \Delta P_{\text{вых}}, \quad (5)$$

где $\Delta P_{вх} = \zeta_{вх} (G_{вх} |G_{вх}| / 2s_{вх}^2 \rho_{вх})$; $\Delta P_{вых} = \zeta_{вых} (G_{вых} |G_{вых}| / 2s_{вых}^2 \rho_{вых})$; l — длина канала; ζ — коэффициент местного гидравлического сопротивления.

При задании условий (4) и (5) скорость теплоносителя на входе и выходе канала может принимать как положительные значения, так и отрицательные. При $w_{вх} \geq 0$ на входе в канал нужно задать еще одно граничное условие:

$$i(t, 0) = i_{вх}(t), \quad (6)$$

поскольку соответствующая характеристика входит в канал. При $w_{вх} < 0$ граничное условие по энтальпии на входе не задается. При $w_{вых} \geq 0$ на выходе из канала кроме условия (5) не требуется задавать других условий, а при $w_{вых} < 0$ на выходе из канала должно быть задано условие

$$i(t, l) = i_{вых}(t). \quad (7)$$

Подводя итоги, отметим, что возможны четыре варианта сочетаний значений расходов на концах канала:

$$G(t, 0) \geq 0, G(t, l) \geq 0; \quad (8)$$

$$G(t, 0) < 0, G(t, l) \geq 0; \quad (9)$$

$$G(t, 0) \geq 0, G(t, l) < 0; \quad (10)$$

$$G(t, 0) < 0, G(t, l) < 0; \quad (11)$$

Численный метод реализации математической модели. Запишем систему уравнений (1) в виде векторного уравнения

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial z} = F; \quad (12)$$

где

$$\Phi^t = |\rho S G S(\varepsilon - P)|; \quad \psi^t = \left| G \frac{G^2}{\rho p^2} + PS Gi \right|;$$

$$F^t = \left| 0 - \tau_{тр} \Pi_{вн} - \rho S \sin \theta q_{вн} \Pi_{вн} + \tau_{тр} \Pi_{вн} w \right|.$$

Введем в канал равномерную по длине разностную сетку с узлами $n = 1, 2, \dots, N$. В зависимости от знака скорости в n -м узле аппроксимируем уравнение (12) неявными разностными схемами

$$\frac{\Phi_n^{m+1} - \Phi_n^m}{\tau} + \frac{\psi_n^{m+1} - \psi_{n-1}^{m+1}}{h} = F_n^{m+1}, G_n \geq 0; \quad (13)$$

$$\frac{\Phi_n^{m+1} - \Phi_n^m}{\tau} + \frac{\psi_{n+1}^{m+1} - \psi_n^{m+1}}{h} = F_n^{m+1}, G_n < 0, \quad (14)$$

где τ, h — шаги схемы по времени и координате z ; m — номер временного слоя.

Применив разложение функций $\Phi_n^{m+1}, \psi_n^{m+1}, F_n^{m+1}$ в ряд Тейлора с сохранением линейных членов разложения, приведем уравнения (13), (14) к виду

$$A_n Y_n^{m+1} - B_{n-1} Y_{n-1}^{m+1} = C_n; \quad (15)$$

$$A'_n Y_n^{m+1} - B'_{n+1} Y_{n+1}^{m+1} = C'_n, \quad (16)$$

$$\text{где } A_n = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_n^{m+1} + r \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_n^{m+1} - \tau \left(\frac{\partial F}{\partial Y} \right)_n^{m+1};$$

$$B_{n-1} = r \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_{n-1}^{m+1};$$

$$C_n = \Phi_n^m - \Phi_n^{m+1} - r(\psi_n^{m+1} - \psi_{n-1}^{m+1}) + \tau F_n^{m+1} + A_n Y_n^{m+1} - B_{n-1} Y_{n-1}^{m+1};$$

$$A'_n = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial Y} \right)_n^{m+1} - r \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_n^{m+1} - \tau \left(\frac{\partial F}{\partial Y} \right)_n^{m+1};$$

$$B'_{n+1} = -r \left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)_{n+1}^{m+1};$$

$$C'_n = \Phi_n^m - \Phi_n^{m+1} - r(\psi_{n+1}^{m+1} - \psi_n^{m+1}) + \tau F_n^{m+1} + A'_n Y_n^{m+1} - B'_{n+1} Y_{n+1}^{m+1};$$

$r = \tau/h$; индекс $m+1$ — значение на предыдущей итерации ($m+1$)-го временного слоя; Y — вектор с компонентами G, i, P ; аппроксимация граничных условий и структура вектора Y зависит от вида граничных условий.

Аппроксимация граничных условий при $G_{вх} \geq 0, G_{вых} \geq 0$. В этом случае на входе в канал задаются условия (4), (6), а на выходе — условие (5). Разложим в ряд Тейлора значения $\Delta P_{вх}$ и $\Delta P_{вых}$ и приведем граничные условия к виду

$$A_1 Y_1^{m+1} = C_1; \quad B_N Y_N^{m+1} = C_N, \quad (17)$$

где

$$A_1 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & \left(\frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial G_{вх}} \right)^{m+1} \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}; \quad (18)$$

$$C_1 = \begin{vmatrix} P_{вх}^{m+1} - \Delta P_{вх}^{m+1} + \left(G_1 \frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial G_1} \right)^{m+1} \\ i_{вх}^{m+1} \end{vmatrix};$$

$$B_N =$$

$$= \begin{vmatrix} 1 - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial P_N} \right)^{m+1} - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial i_N} \right)^{m+1} - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial G_N} \right)^{m+1} \end{vmatrix};$$

$$C_N = \begin{vmatrix} P_{вых}^{m+1} + \Delta P_{вых}^{m+1} - \left(P_N \frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial P_N} \right)^{m+1} - \left(i_N \frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial i_N} \right)^{m+1} - \left(G_N \frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial G_N} \right)^{m+1} \end{vmatrix}. \quad (19)$$

При $G_1^{m+1} > 0$ значение $\Delta P_{вх}$ не зависит от давления P_1^{m+1} . Вектор Y имеет следующую структуру:

$$Y^t = |PiG|. \quad (20)$$

Аппроксимация граничных условий при $G_{вх} < 0, G_{вых} \geq 0$. При этих условиях на входе в канал задается условие (4), а на выходе задается условие (5). Граничные условия приводятся к виду (17), где

$$A_1 = \left\| - \left(\frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial G_1} \right)^{\overline{m+1}} - \left(\frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial i_1} \right)^{\overline{m+1}} - \left(\frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial P_1} \right)^{\overline{m+1}} \right\|;$$

$$C_1 = P_{вх}^{\overline{m+1}} + \Delta P_{вх}^{\overline{m+1}} - \left(G_1 \frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial G_1} \right)^{\overline{m+1}} - \left(i_1 \frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial i_1} \right)^{\overline{m+1}} - \left(P_1 \frac{\partial \Delta P_{вх}}{\partial P_1} \right)^{\overline{m+1}}; \quad (21)$$

$$B_N = \left\| - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial G_N} \right)^{\overline{m+1}} - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial i_N} \right)^{\overline{m+1}} - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial P_N} \right)^{\overline{m+1}} \right\|.$$

Значение C_N определяется выражением (19), а вектор Y имеет вид

$$Y^1 = |GiP|. \quad (22)$$

Аппроксимация граничных условий при $G_{вх} \geq 0$, $G_{вых} < 0$. На входе в канал задаются условия (4), (6), а на выходе из канала — условия (5), (7). Действуя аналогичным образом, приведем граничные условия к виду (17), где A_1 , C_1 определяются выражениями (18), а

$$B_N = \left\| \begin{array}{ccc} 1 & 0 & - \left(\frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial G_N} \right)^{\overline{m+1}} \\ 0 & 1 & 0 \end{array} \right\|; \quad (23)$$

$$C_N = \left| \begin{array}{c} P_{вых}^{\overline{m+1}} + \Delta P_{вых}^{\overline{m+1}} - \left(G_N \frac{\partial \Delta P_{вых}}{\partial G_N} \right)^{\overline{m+1}} \\ i_{вых}^{\overline{m+1}} \end{array} \right|.$$

Вектор Y имеет вид (20).

Аппроксимация граничных условий при $G_{вх} < 0$, $G_{вых} < 0$. На входе в канал задаются условия (4), а на выходе канала — условия (5), (7). Граничные условия также приводятся к виду (17), причем B_N , C_N определяются выражениями (23), а A_1 и C_1 — выражениями (21). Вектор Y имеет вид (20).

Решение разностных уравнений (15), (16) с условиями (17) можно получить методом ортогональной прогонки [5]. В зависимости от знаков скорости на концах канала количество граничных условий изменяется от двух до четырех, причем в двух случаях количество граничных условий не равно числу уравнений. Это обстоятельство не является препятствием для получения решения при использовании явных разностных схем. Однако при применении неявных схем и ортогональной прогонки необходимо ввести дополнительные соотношения.

Наличие режимов с $G_{вх} > 0$, $G_{вых} < 0$ или $G_{вх} < 0$, $G_{вых} > 0$ свидетельствует о том, что внутри канала есть точка, в которой $G = 0$. Обозначим z_k координату этой точки. Давление в ней проходит либо через минимум, либо через максимум. Пусть точка z_k находится между узлами сетки $n = j$ и $n = j + 1$. Рассмотрим слу-

чай, когда $G_{вх} < 0$, $G_{вых} > 0$. Аппроксимируем уравнение (12) в окрестности точки z_k следующими схемами:

$$\alpha \frac{\Phi_j^{m+1} - \Phi_j^m}{\tau} + \frac{\psi_k^{m+1} - \psi_j^{m+1}}{h} = \alpha F_j^{m+1}; \quad (24)$$

$$(1 - \alpha) \frac{\Phi_{j+1}^{m+1} - \Phi_{j+1}^m}{\tau} + \frac{\psi_{j+1}^{m+1} - \psi_k^{m+1}}{h} = (1 - \alpha) F_{j+1}^{m+1}, \quad (25)$$

где $\alpha = h_1/h$; $h_1 = z_k - z_j$; $h = z_{j+1} - z_j$. Уравнения (24), (25) приводятся к виду

$$A'_j Y_j^{m+1} - B'_k Y_k^{m+1} = C'_j; \quad (26)$$

$$A_{j+1} Y_{j+1}^{m+1} - B_k Y_k^{m+1} = C_{j+1} \quad (27)$$

таким же образом, как и уравнения (13), (14). Вектор Y имеет вид (22). В точке $z = z_k$ запишем

$$A_k Y_k^{m+1} = C_k, \quad (28)$$

где

$$A_k = \left\| \begin{array}{ccc} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{array} \right\|; \quad C_k = \left| \begin{array}{c} 0 \\ i_k^{\overline{m+1}} \end{array} \right|. \quad (29)$$

Рассмотрим случай, когда $G_{вх} > 0$; $G_{вых} < 0$. Уравнение (12) в окрестности точки $z = z_k$ аппроксимируем схемами

$$\alpha \frac{\Phi_k^{m+1} - \Phi_k^m}{\tau} + \frac{\psi_k^{m+1} - \psi_j^{m+1}}{h} = \alpha F_k^{m+1};$$

$$(1 - \alpha) \frac{\Phi_k^{m+1} - \Phi_k^m}{\tau} + \frac{\psi_{j+1}^{m+1} - \psi_k^{m+1}}{h} = (1 - \alpha) F_k^{m+1},$$

которые преобразуются к виду

$$A'_k Y_k^{m+1} - B'_j Y_j^{m+1} = C'_k; \quad (30)$$

$$A_k Y_k^{m+1} - B_{j+1} Y_{j+1}^{m+1} = C_k. \quad (31)$$

Условие $G_k = 0$ запишем в виде (28), где

$$A_k = |001|; \quad C_k = 0; \quad Y^1 = |PiG|. \quad (32)$$

В случаях (9), (10) разделим канал на две части: $0 \leq z \leq z_k$ и $z_k \leq z \leq l$. В случае (9) на отрезке $0 \leq z \leq z_k$ решаются уравнения (16), (26) с граничными условиями (28) с матрицами (29) и первым из условий (17) с матрицами (21), а на отрезке $z_k \leq z \leq l$ решаются уравнения (15), (27) с граничными условиями (28) и вторым из условий (17) с матрицами (19). В случае (10) на отрезке $0 \leq z \leq z_k$ решаются уравнения (15), (31) с граничными условиями (28) с матрицами (32) с первым из условий (17) с матрицами (18). На отрезке $z_k \leq z \leq l$ решаются уравнения (16), (30) с граничными условиями (28) с матрицами (32) и вторым из условий (17) с матрицами (23).

В зависимости от сочетания знаков $G_{вх}$ и $G_{вых}$ применяется правая или левая ортогональные прогонки.

В случае (8) применим левую прогонку, в случае (11) — правую. В случае (9) на отрезке $0 \leq z \leq z_k$ применим правую прогонку, а на отрезке $z_k \leq z \leq l$ — левую. В случае (10), напротив, на отрезке $0 \leq z \leq z_k$ применим левую прогонку, а на отрезке $z_k \leq z \leq l$ — правую.

Левая ортогональная прогонка. В ходе прямой прогонки вычисляются векторы H_n, D_n, W_n, X_n размерности 3 и скаляры β_n, r_n . Запоминаются векторы X_n и D_n и скаляры β_n, r_n :

$$H_n = A_n^{-1} B_{n-1} D_{n-1}; r_n = \sqrt{H_n, H_n}; D_n = H_n / r_n;$$

$$W_n = A_n^{-1} (B_{n-1} X_{n-1} + C_n); \beta_n = D_n^* W_n;$$

$$X_n = W_n - D_n \beta_n; r_{N+1} = B_N D_N; \beta_{N+1} = B_N X_N.$$

В ходе обратной прогонки вычисляется вектор Y_n^{m+1} :

$$Y_n^{m+1} = D_n \gamma_n + X_n; \gamma_n = \frac{\gamma_{n+1} - \beta_{n+1}}{r_{n+1}}; \gamma_{N+1} = C_N.$$

Рассмотрим определение значений векторов H и W в узле $n = 1$. В соответствии с [5] $r_1 = 1, \beta_1 = 0$. Запишем матрицу A_1 согласно [5] в виде

$$A_1 = \begin{vmatrix} A_1^1 & A_1^2 \\ A_1^1 & A_1^2 \end{vmatrix},$$

где A_1^1 — квадратная матрица размерности 2×2 .

Тогда векторы H_1 и W_1 определяются следующим образом:

$$H_1 = \begin{vmatrix} (A_1^1)^{-1} A_1^2 \\ 1 \end{vmatrix}; W_1 = \begin{vmatrix} (A_1^1)^{-1} C_1 \\ 0 \end{vmatrix}, \quad (33)$$

а также согласно (33) $D_1 = H_1$ и $X_1 = W_1$.

В случае (9) левая прогонка начинается с узла $n = k$, и матрицы A_1, C_1 заменяются на матрицы A_k, C_k . Согласно (34) матрицы $A_k^1 (A_k^1)$ должны быть невырождены, поэтому вектор Y должен иметь вполне определенную структуру: в случае (18) $Y^t = |PiG|$, а в случае (19) $Y^t = |GiP|$.

Правая ортогональная прогонка. Формулы правой прямой прогонки имеют вид:

$$H_n = A_n^{-1} B_{n+1} D_{n+1}; r_n = \sqrt{H_n, H_n}; D_n = H_n / r_n;$$

$$W_n = A_n^{-1} (B_{n+1} X_{n+1} + C_n); \beta_n = D_n^* W_n;$$

$$X_n = W_n - D_n \beta_n; r_0 = A_1 D_1; \beta_0 = A_1 X_1.$$

Формулы обратной прогонки имеют вид:

$$Y_n^{m+1} = D_n \gamma_n + X_n; \gamma_n = \frac{\gamma_{n-1} - \beta_{n-1}}{r_{n-1}}; \gamma_0 = C_0.$$

Начальные значения векторов H_N и W_N определяются следующим образом:

$$H_N = \begin{vmatrix} (B_N^1)^{-1} B_N^2 \\ 1 \end{vmatrix}; W_N = \begin{vmatrix} (B_N^1)^{-1} C_N \\ 0 \end{vmatrix}; B_N = \begin{vmatrix} B_N^1 & B_N^2 \\ B_N^1 & B_N^2 \end{vmatrix},$$

где B_N^1 — квадратная матрица размерности 2×2 .

В случае (9) правая прогонка выполняется с узла $n = 1$, и матрицы B_N, C_N заменяются на A_k и C_k . В случае (10) правая прогонка выполняется с $n = N$ до k , а в случае (11) правая прогонка выполняется с $n = N$ до $n = 1$.

Учет температуры стенки канала и результаты расчетов. Уравнение (2) аппроксимируется разностной схемой

$$\frac{c_{wn}^{m+1} \rho_w}{\tau} \frac{T_{wn}^{m+1} - T_{wn}^m}{\tau} = Q_{wn}^{m+1} + q_{нар.п}^{m+1} \frac{P_{нар}}{S_w} - \alpha_n^{m+1} \times \\ \times (T_{wn}^{m+1} - T_n^{m+1}) \frac{P_{ан}}{S_w},$$

из которой находится T_{wn}^{m+1} и подставляется в уравнение энергии системы (12).

Шаг интегрирования по времени определяется из числа Куранта $\omega \tau / h = 1$, где ω — максимальная скорость потока по длине канала. Увеличение τ сверх определенного данным образом нецелесообразно, т.к. это приводит к существенному искажению распределения энтальпии вдоль канала.

Данный метод имеет высокую скорость сходимости итераций. Как показывает опыт расчетов, в среднем на одном шаге по времени требуется 2 — 3 итерации при относительной погрешности определения компонент вектора Y в 0,1 — 1%.

Предлагаемый метод отрабатывался на расчетах переходных процессов в обогреваемых каналах с водой и гелием в качестве теплоносителя при докритических и сверхкритических значениях давления. Режимы с кипением охватывали весь диапазон изменения паросодержаний. На вход в канал подавался как однофазный, так и кипящий поток. Переходные процессы вызывались изменением давления, расхода, энтальпии на входе в канал, а также за счет изменения тепловой нагрузки, изменение которой во времени носило скачкообразный и импульсный характер. Исследовались переходные процессы в каналах различной пространственной ориентации, а также с различными законами изменения теплового потока по длине канала, вплоть до сосредоточенного тепловыделения.

В качестве примера на рис. 1 — 3 представлены результаты расчета переходных процессов в обогреваемом канале с гелием докритических параметров при скачкообразном изменении тепловой нагрузки, расхода, давления и температуры на входе. Канал представлял собой спираль из нескольких вертикально ориентированных петель с обогревом за счет джоулева тепла и фонового теплопритока. Результаты расчета переходных процессов при изменении тепловой нагрузки сравнивались с экспериментальными данными работы [6] (см. точки на рис. 1). В данной работе предполагалось, что за время переходного процесса расход на входе в канал оставался постоянным. Имеющиеся отклонения расчетных и экс-

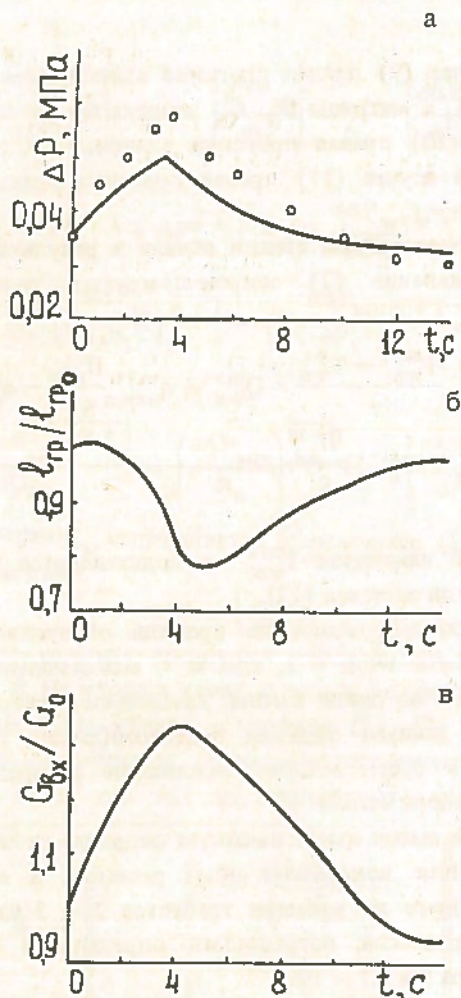


Рис. 1. Изменение перепада давления ΔP на канале (а), положения точки начала кипения при $i = i'$ (б), расхода на входе в канал (в) при импульсном увеличении тепловыделения

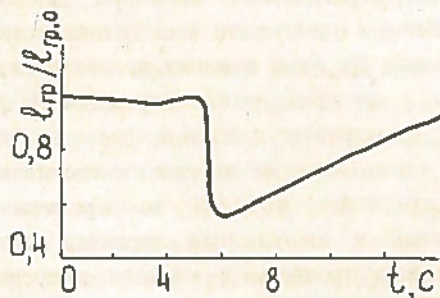


Рис. 2. Перемещение точки начала кипения при импульсном увеличении температуры потока на входе в канал

Периментальных данных объяснялось непостоянством расхода на входе.

В расчетах напряжение трения на участке с кипением рассчитывалось по модели Фриделя [7], а также по гомогенной модели, а коэффициент истинного объемного паросодержания вычислялся по данным работ [8 - 10], а также принималось, что $\varphi = \beta$, где β - объемное паросодержание. Выполненные расчеты показывают, что изменение перепада давления очень слабо зависит от вида формул для φ и гораздо более сильно зависит от вида модели трения в двухфазном потоке.

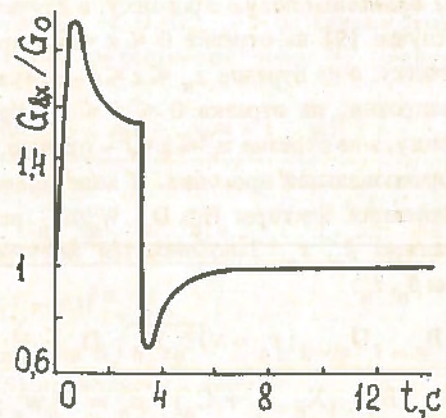


Рис. 3. Изменение расхода на входе в канал при импульсном увеличении давления на входе

ВЫВОДЫ

1. Предложенный метод пригоден для расчета переходных процессов в обогреваемых каналах при докритических и сверхкритических значениях давления с кипением и без кипения теплоносителя при возмущениях по расходу, давлению, энтальпии теплоносителя и по тепловой нагрузке.

2. Метод расчета обладает высокой скоростью сходимости итераций и обладает высокой производительностью. Расчет 13 с реального процесса требует 30 - 40 с процессорного времени ЭВМ ЕС 1061.

3. Применение ортогональной прогонки позволяет использовать двухточечные разностные схемы и точно реализовывать граничные условия.

Список литературы

1. Хабейский В.Б., Балдина О.М. Исследование уравнений динамики парогенерирующего канала//Труды ЦКТИ. 1969, Вып. 98. С. 45 - 59.
2. Токаренко В.Ф. Разностные схемы для уравнений динамики ВВР с кипением теплоносителя//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1975. Вып. 1 (7). С. 75 - 83.
3. Федоров Л.Ф., Попов Л.Г. Моделирование на ЦВМ нестационарных процессов в каналах с одно- и двухфазным теплоносителем//Изв. высш. учеб. заведений. Энергетика. 1976. № 10. С. 79 - 83.
4. Миронов Ю.В., Разина Н.С. Метод решения нестационарной краевой задачи для уравнений термогидравлики в обогреваемых каналах//Теплофизика высоких температур. 1982. Т. 20, № 3. С. 496 - 501.
5. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. С. 592.
6. Ладыхин С.В., Бочаров М.Н., Горбачев С.П. Динамика подъемно-опускного течения двухфазного гелия в каналах криостатирования с недогревом на вхо-

- де/НПО Криогенмаш. Балашиха, 1989. Депонир. в ЦИНТИхимнефтемаше, 13.03.89, № 1979-ХН.
7. Справочник по теплообменникам/Пер. с англ.; под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова. М.: Энергоатомиздат, 1987.
8. Стырикович М.А., Мартынова О.И., Миропольский З.Л. Процессы генерации пара на электростанциях. М.: Энергия, 1989.
9. Клемян А.И., Полянин Л.Н., Стригулин М.М. Теплогидравлический расчет и теплотехническая надежность ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1980.

10. Ко Гым Сек, Мамедов И.С., Филиппов Ю.П. Влияние массовой скорости на истинное объемное паросохранение потока двухфазного гелия//Сообщения объединенного института ядерных исследований. 1987. Р8-87-505.

Статья поступила в редакцию
2 февраля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 16 – 21.

УДК 621.039.586:531.3

ДИНАМИКА И УСТОЙЧИВОСТЬ ЯЭДУ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

А.В. Локтин

Проводятся расчеты нестационарного поведения и устойчивости ЯЭДУ, работающей в энергетическом режиме.

DYNAMICS AND STABILITY OF A NUCLEAR POWER PROPULSION PLANT IN A POWER REGIME. A.V. LOKTIN. Nonstationary behaviour and stability of a nuclear power propulsion plant operating in a power regime is calculated.

Ядерная энергодвигательная установка (ЯЭДУ) является одним из наиболее перспективных агрегатов автономного использования и может найти широкое применение при решении задач освоения ближнего и дальнего космоса [1]. Как двигатель ЯЭДУ способна развивать значительно большие по сравнению с химическим двигателем тягу и удельный импульс при меньших затратах топливного материала и рабочего тела, а в качестве энергоустановки – вырабатывать электрический ток большой мощности, необходимый для питания различных энергоемких технологических процессов на борту орбитальных станций, питания космических радаров или иной бортовой аппаратуры.

Динамика и устойчивость двигательного режима ЯЭДУ подробно исследована в работах [2 – 6]. В то же время нестационарное поведение ЯЭДУ в энергетическом режиме изучено недостаточно, хотя представляет значительный интерес. Этой проблеме посвящен материал данной работы на примере исследования простейшей гипотетической установки.

В качестве энергоисточника предполагается известный высокотемпературный реактор "NERVA" [7], а в качестве системы преобразования энергии – турбомашинный преобразователь, состоящий из турбопривода и униполярного генератора, ранее изученный в работе [8].

На рис. 1 представлена схема ЯЭДУ, работающей в энергетическом режиме. Газообразный водород нагнетается системой подачи из баков в тракты охлаждения реактора и энергоблока, затем оба потока поступают в смеситель, откуда попадают на турбопривод, имеющий

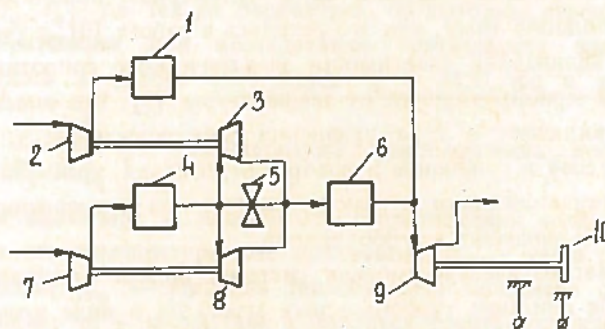


Рис. 1. Схема ЯЭДУ: 1 – тракты охлаждения энергоблока; 2 – насос вспомогательного ТНА; 3 – турбина вспомогательного ТНА; 4 – тракты охлаждения неактивных элементов реактора; 5 – дроссель перепуска; 6 – тракт охлаждения активной зоны; 7 – насос основного ТНА; 8 – турбина основного ТНА; 9 – турбопривод униполярного генератора; 10 – униполярный генератор

общий вал с униполярным генератором. Отработанный газ либо сбрасывается в окружающее пространство, либо после охлаждения подается на входы турбонасосных агрегатов (ТНА) системы подачи, а вырабатываемая электроэнергия поступает потребителям, в качестве которых рассматривалась активная нагрузка.

Особенностью ЯЭДУ как динамической системы является наличие многочисленных обратных связей, определяющих характер нестационарного поведения этого объекта, а также различных механизмов возможной неустойчивости. При этом имеет место большой разброс временных характеристик – от 10^{-4} с, характерных для электродинамических процессов в роторе генератора, термоакустических и газодинамических про-

цессов, до десятков и сотен секунд, характерных для процессов прогрева материалов конструкции, распада ядер — излучателей запаздывающих нейтронов, изменения тока соленоида униполярного генератора, работающего при криогенно низких температурах.

Математическая модель динамики ЯЭДУ, работающей в энергетическом режиме, включает в себя описание реакторной части установки, энергоблока и системы подачи рабочего тела, состоящей из основного ТНА, подающего газ в тракты охлаждения реактора, и вспомогательного ТНА, подающего газ в тракты охлаждения энергоблока.

Нейтронная кинетика описана "точечными" уравнениями с учетом шести групп запаздывающих нейтронов, а уравнение реактивности представляет собой сумму вкладов от изменений температуры ядерного топлива, температуры неактивных элементов реактора и плотностей рабочего тела, охлаждающего топливо и неактивные элементы. Указанные изменения температур и плотностей определяются из уравнений теплового баланса в топливных и неактивных элементах и систем термогазодинамических уравнений в трактах охлаждения реактора [3].

Энергоблок описывается в нульмерном приближении подобно тому, как это делалось в работе [8], с учетом нелинейной зависимости электрического сопротивления криопротопровода от температуры [9]. Его описание включает в себя уравнения электромеханических процессов в соленоиде и роторе энергоблока, уравнения термогазодинамики в трактах охлаждения и уравнения газовой динамики в турбоприводе.

Математическая модель системы подачи включает в себя описание гурбонасосных агрегатов в виде уравнений динамики вращения ротора ТНА и термогазодинамических процессов в турбине и насосе [5].

При анализе работы ЯЭДУ в энергетическом режиме ограничили рассмотрение низкочастотных процессов с характерными временами порядка времени прогрева топлива и более. Полученная таким образом система уравнений использована как для исследования устойчивости ЯЭДУ, так и для изучения динамических свойств модели.

Анализ устойчивости номинального энергетического режима большой мощности осуществлен методом D-разбиения пространства параметров, характеризующих реактивные обратные связи, и параметров, характеризующих энергоблок. В первом случае для расчета границ области претендента на устойчивость использована методика, предложенная в работе [10]. В соответствии с ней расчет осуществляется на основе обработки информации о поведении переходных функций, полученных как отклики переменных системы с разомкнутой реактивной обратной связью на малое ступенчатое возмущение мощности реактора. Во втором случае по исходной системе уравнений, опи-

сывающих динамику, находилось характеристическое уравнение, и по нему строилось D-разбиение.

Анализ переходных функций системы реактивных обратных связей (рис. 2) показывает, что возмущение мощности реактора возбуждает в системе процессы, характеризующиеся различными частотными диапазонами. Их можно подразделить на быстрые процессы (на интервале времени до 1 с), связанные с прогревом топлива в активной зоне реактора, и медленные процессы, связанные с прогревом неактивных элементов реактора, изменением температуры материала обмотки соленоида и изменением его тока. Медленные процессы развиваются в интервалах времени в десятки и сотни секунд. Общее время переходного процесса составляет несколько минут.

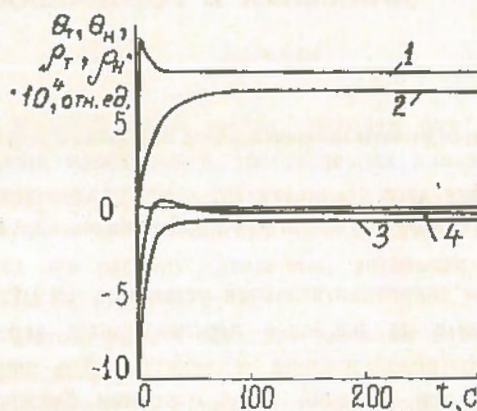


Рис. 2. Переходные функции блока реактивных обратных связей: 1 — относительное отклонение температуры топлива θ_T от номинального значения; 2 — относительное отклонение температуры неактивных элементов реактора θ_N от номинального значения; 3 — относительное отклонение плотности теплоносителя в активной зоне ρ_T от номинального значения; 4 — относительное отклонение плотности теплоносителя в неактивных элементах реактора ρ_N от номинального значения

С использованием в качестве исходной информации изображенных на рис. 2 переходных функций построены D-разбиения пространства температурных и плотностных коэффициентов реактивности. На рис. 3,а и 3,б изображены границы D-разбиения в следующих плоскостях безразмерных параметров: температурного коэффициента реактивности по топливу и плотностного коэффициента реактивности по охлаждающему активную зону рабочему телу ($\mu_{\theta_T}, \mu_{\rho_T}$); температурного коэффициента реактивности по топливу и температурного коэффициента реактивности по неактивным элементам ($\mu_{\theta_T}, \mu_{\theta_N}$).

D-разбиение плоскости ($\mu_{\theta_T}, \mu_{\rho_T}$) состоит из особой прямой, соответствующей частоте $\omega = 0$, и двух ветвей регулярной D-кривой. Область — претендент на устойчивость — расположена левее особой прямой и ограничена снизу первой ветвью регулярной D-кривой. В этой области расположена рабочая точка системы (точка А на рис. 3), соответствующая номинальным

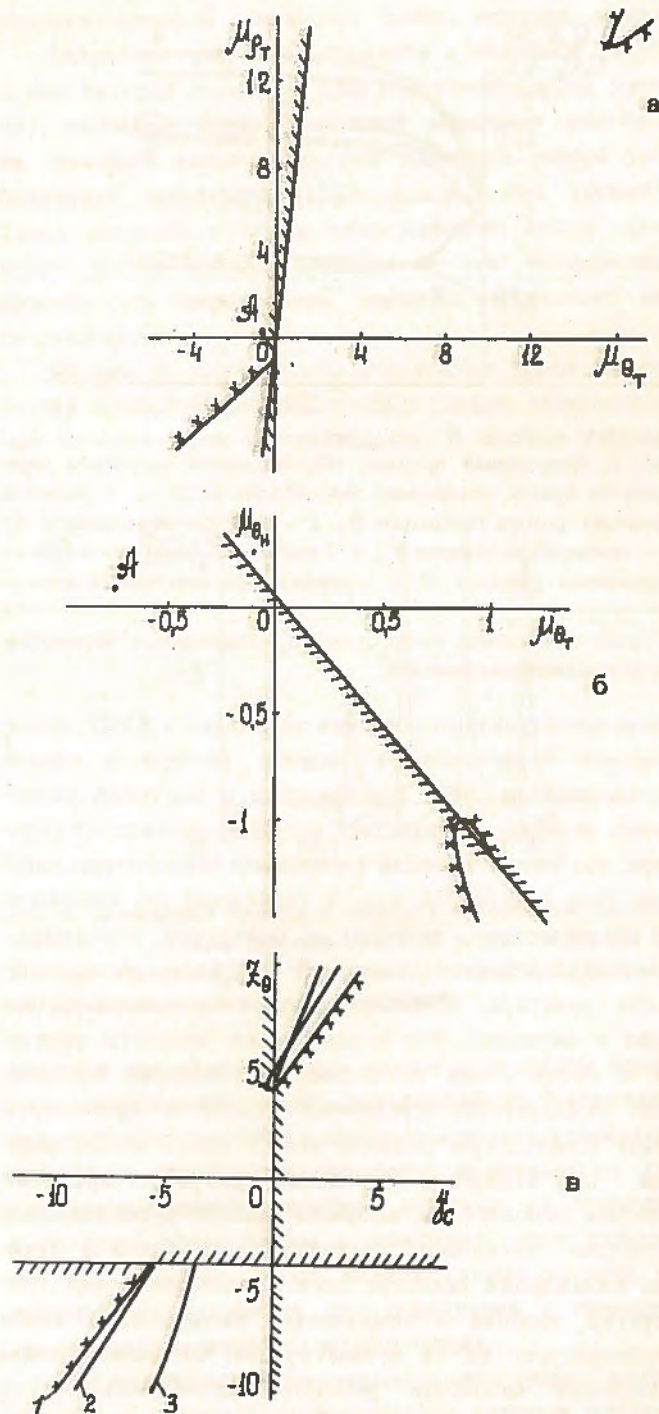


Рис. 3. D-разбиение плоскости следующих параметров: а — $(\mu_{\theta T}, \mu_{\theta H})$; б — $(\mu_{\theta T}, \mu_{\theta H})$; в — $(\gamma_c, \gamma_\theta)$. (1 — D-кривая для ЯЭДУ в случае номинальных значений параметров системы; 2 — D-кривая для энергоблока с упрощенным описанием влияния реактора (по результатам работы [8]); 3 — D-кривая для ЯЭДУ при $L_c = 0,5L_{cном}$)

параметрам ЯЭДУ в энергетическом режиме большой мощности. С помощью расчета переходного процесса при номинальных значениях коэффициентов реактивности показано, что эта область является областью асимптотической устойчивости. Анализ расположения рабочей точки по отношению к границам показывает, что запас устойчивости вполне надежен. Чтобы перевести рабочую точку в область аperiodической не-

устойчивости, необходимо одновременно уменьшить по модулю температурный коэффициент реактивности по топливу примерно на 100% номинального значения и плотностной коэффициент реактивности по рабочему телу в активной зоне на 30%.

D-разбиение плоскости $(\mu_{\theta T}, \mu_{\theta H})$ состоит из особой прямой, соответствующей значению $\omega = 0$ и регулярной D-кривой (см. рис. 3,б). Область устойчивости расположена ниже особой прямой и ограничена справа регулярной D-кривой. В этой области находится рабочая точка системы, соответствующая номинальному режиму работы ЯЭДУ. И в этой плоскости запас устойчивости велик как по отношению к аperiodической неустойчивости, так и по отношению к низкочастотной колебательной неустойчивости. Наличие областей колебательной неустойчивости в плоскостях параметров $(\mu_{\theta T}, \mu_{\theta T})$ и $(\mu_{\theta T}, \mu_{\theta H})$ связано с присутствием в реакторе достаточно сильных отрицательных инерционных обратных связей [3], а областей аperiodической неустойчивости — с присутствием положительных обратных связей (на нулевой частоте).

На рис. 3,в представлено D-разбиение плоскости параметров, характеризующих собственно энергоблок $(\gamma_c, \gamma_\theta)$, т.е. тех же параметров, по которым строилось D-разбиение при исследовании устойчивости энергоблока в работе [8]. Здесь $\gamma_c = M_c C_c / m c$ и $\gamma_\theta =$

$$= \frac{1}{R_c} \frac{d R_c}{d \theta_c} \theta_c$$

характеризуют инерционность прогре-

ва соленоида и зависимость сопротивления соленоида от его температуры соответственно (M_c — масса соленоида; C_c — удельная теплоемкость материала соленоида; m — масса газа в полостях тракта охлаждения соленоида; c — удельная теплоемкость газа; R_c — электрическое сопротивление соленоида; θ_c — температура материала соленоида).

Качественно картина D-разбиения для ЯЭДУ в этом случае совпадает с соответствующей картиной для энергоблока [8]. Однако если для модели энергоблока с упрощенным описанием влияния реактора при всех физически реализуемых значениях параметров γ_c и γ_θ рабочая точка находилась в области устойчивости, то для ЯЭДУ при $\gamma_\theta = 5$ рабочая точка лежит в области устойчивости только при $\gamma_c > 0,8$. Отметим, что критическое значение γ_c , при котором рабочая точка может перейти в область низкочастотной колебательной неустойчивости, зависит от величины индуктивности соленоида. Так, при уменьшении индуктивности соленоида вдвое (см. кривую 3 на рис. 3,в) по сравнению с номинальным значением критическое значение γ_c также уменьшается вдвое.

Вообще говоря, значение $\gamma_\theta = 5$, использованное в работе [8], согласно данным [9] является максимальным и соответствует идеально чистому металлу. На практике величина γ_θ ближе к 3 или 2, т.е. к таким

значениям, при которых вероятность попадания рабочей точки в область колебательной неустойчивости становится нулевой при любых $\gamma_c > 0$. Что касается аperiodической неустойчивости, то ни при каких физически реализуемых значениях параметров γ_c и τ_θ и номинальных значениях остальных параметров системы она не может возникнуть. Заметим, что возникновение колебательной неустойчивости в энергоблоке в данном случае связано с наличием нелинейного элемента (электрическое сопротивление соленоида нелинейно зависит от его температуры) и присутствием достаточно сильной инерционной отрицательной обратной связи по цепочке: ток соленоида — температура соленоида — сопротивление соленоида — ток соленоида.

Для получения более полного представления о поведении ЯЭДУ в энергетическом режиме рассчитаны переходные процессы по нелинейной модели динамики. Эти расчеты проведены как для штатных режимов, например перехода ЯЭДУ на более высокий уровень мощности, так и для ряда аварийных ситуаций, таких, как частичное перекрытие тракта охлаждения энергоблока, частичное перекрытие тракта охлаждения реактора, внезапное уменьшение напряжения питания соленоида униполярного генератора и других. Был также рассмотрен и случай попадания рабочей точки в область низкочастотной колебательной неустойчивости, возможный при неверном выборе конструктивных параметров.

На рис. 4 изображены изменения переменных, обусловленные скачком внешней реактивности, равным $0,1\beta$. Возмущение реактивности приводит в конечном результате к установлению нового стационарного значения мощности реактора и соответствующих ему значений остальных переменных как реактора, так и энергоблока.

На рис. 5 представлены изменения переменных, обусловленные аварийной ситуацией — частичным пе-

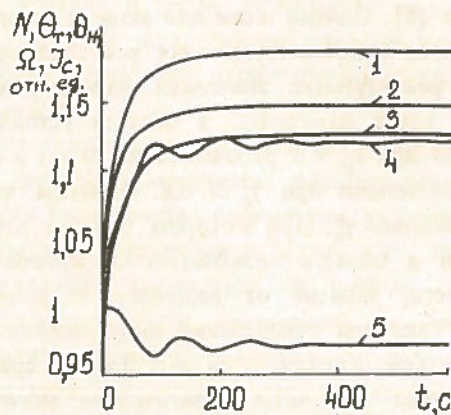


Рис. 4. Переходный процесс в области асимптотической устойчивости: 1 — нейтронная мощность N ; 2 — температура топлива θ_T ; 3 — температура неактивных элементов реактора θ_H ; 4 — скорость вращения ротора генератора Ω ; 5 — ток соленоида I_c . Переменные нормированы на номинальные значения

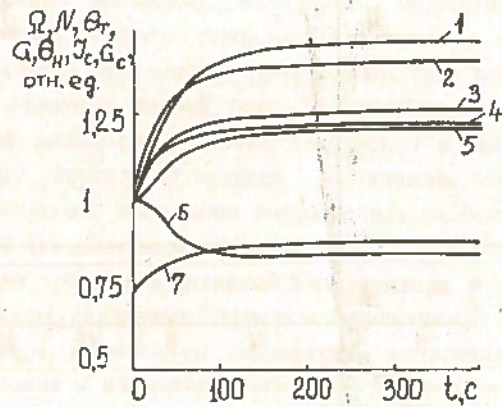


Рис. 5. Переходный процесс, обусловленный частичным перекрытием тракта охлаждения энергоблока ЯЭДУ: 1 — скорость вращения ротора генератора Ω ; 2 — нейтронная мощность N ; 3 — температура топлива θ_T ; 4 — расход рабочего тела в тракты охлаждения реактора G ; 5 — температура неактивных элементов реактора θ_H ; 6 — ток соленоида генератора I_c ; 7 — расход в тракт охлаждения энергоблока G_c . Переменные нормированы на номинальные значения

крытием тракта охлаждения энергоблока ЯЭДУ, вызывающим первоначальное падение расхода в тракте охлаждения на 30%. Это приводит к быстрому увеличению расхода рабочего тела в тракте охлаждения реактора, что влечет за собой уменьшение температуры рабочего тела в активной зоне и увеличение его плотности и, следовательно, приводит к появлению положительного вклада в реактивность. В результате растет мощность реактора. Начинают сильнее прогреваться топливо в активной зоне и неактивные элементы реактора в соответствии со своими постоянными времени. Рост температуры неактивных элементов приводит к росту температуры рабочего тела в тракте их охлаждения, что вызывает увеличение скорости вращения роторов основного и вспомогательного турбонасосных агрегатов. Увеличение расхода рабочего тела в трактах охлаждения реактора сначала замедляет рост температур топлива и неактивных элементов, а затем стабилизирует их на новом уровне, соответствующем возросшей мощности реактора. Последующий рост расхода в тракте энергоблока приостанавливает рост температуры материала соленоида, вызванный первоначальным уменьшением расхода в этот тракт, а затем несколько уменьшает ее величину. По мере увеличения температуры соленоида и соответствующего роста его сопротивления происходит уменьшение тока соленоида. Общая длительность переходного процесса составляет около четырех минут.

Аварийная ситуация, связанная с частичным перекрытием тракта охлаждения, приводящим к падению расхода теплоносителя в этом тракте (на 10% номинального уровня), вызывает падение мощности (на 20%) и соответствующее уменьшение температур топлива и неактивных элементов реактора, т.е. не формирует каких-либо опасных последствий. Длительность пере-

ходного процесса составляет около четырех минут.

Аварийная ситуация, связанная с падением напряжения питания соленоида (до 50% номинального уровня), вызывает слабое изменение мощности реактора, но заметный выброс скорости вращения ротора униполярного генератора (150% номинального уровня). Такая ситуация в случае недостаточного запаса прочности ротора может привести к его разрушению. Длительность переходного процесса составляет несколько минут.

На рис. 6 представлены переходные процессы для случая попадания рабочей точки в область низкочастотной колебательной неустойчивости. В системе установ-

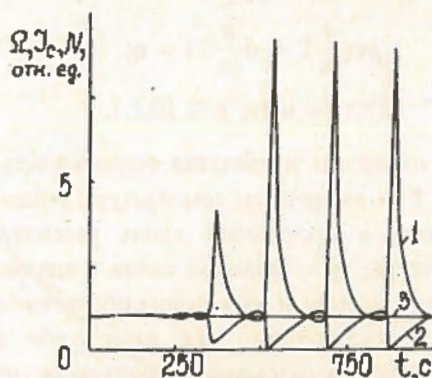


Рис. 6. Переходный процесс в области колебательной неустойчивости: 1 — угловая скорость вращения ротора генератора Ω ; 2 — ток соленоида I_c ; 3 — нейтронная мощность N . Переменные нормированы на номинальные значения

ливается автоколебательный режим с периодом около трех минут и амплитудами, достигающими до 9 номинальных значений в пиковом выбросе. Амплитуды температур топлива и неактивных элементов не превышают 1%, т.е. рассмотренная аварийная ситуация не приводит к опасным последствиям в реакторной части установки. По-видимому, такой низкочастотный процесс не представляет сложности для подавления с помощью системы автоматического регулирования.

По разработанной программе можно считать любые аварийные процессы, моделирование которых возможно в рамках принятой математической модели динамики ЯЭДУ.

В заключение следует отметить, что учет в математической модели динамики ЯЭДУ реактора с системой подачи рабочего тела в тракты охлаждения энергоблока приводит к уменьшению запаса устойчивости. При неправильном выборе конструктивных параметров энергоблока в системе может возникнуть низкочастотная колебательная неустойчивость. Отметим также, что аварийные ситуации в энергоблоке, приводящие к значительному падению расхода в тракт его охлаждения (например, за счет частичного перекрытия тракта охлаждения энергоблока) приводят к существенным

изменениям мощности реактора и температуры реакторных материалов, и, следовательно, могут стать причиной термического разрушения активной зоны. Представляют также опасность аварийные ситуации, связанные со значительным падением напряжения питания соленоида или отключением нагрузки, питаемой генератором, т.к. они могут сопровождаться значительными механическими нагрузками ротора энергоблока.

Список литературы

1. Тез. докл. отрасл. юбил. конф. "Ядерная энергетика в космосе". Обнинск, 1990.
2. Динамика и управление ядерным ракетным двигателем/Под ред. Б.Н. Петрова. М.: Атомиздат, 1974.
3. Иванов Б.Н., Молодов В.А., Трунин Ю.Ф. Динамика и устойчивость газоохлаждаемых высокотемпературных реакторов//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1976. Вып. 2(10). С. 3 — 24.
4. Колчин В.А., Молодов В.А., Трунин Ю.Ф. Динамика аварийных ситуаций в высокотемпературном газоохлаждаемом реакторе//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1979. Вып. 4(8). С. 69 — 86.
5. Молодов В.А., Трунин Ю.Ф., Шилов Б.Н. Динамика и устойчивость турбоагрегатной системы подачи газообразного теплоносителя в ЯЭУ//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1987. Вып. 2. С. 67 — 71.
6. Трунин Ю.Ф. Проблемы динамики и устойчивости космической ЯЭДУ с высокотемпературным газоохлаждаемым реактором.//Тез. докл. отрасл. юбил. конф. "Ядерная энергетика в космосе". Обнинск, 1990.
7. Ивалес Р.В., Бьюден Д. Испытания первого экспериментального ЯРД NRX/EST//Вопросы ракетной техники. 1967. № 4(148). С. 64 — 75.
8. Королев В.И., Локтин А.В., Трунин Ю.Ф. Динамика и устойчивость энергоблока ЯЭУ//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1987. Вып. 2. С. 72 — 76.
9. Специальные электрические машины/Под ред. А.И. Бертинова. М.: Энергоиздат, 1982.
10. Будников В.И., Сабаев Е.Ф. Методика расчета устойчивости пространственного распределения энерговыделения в кипящих каналных реакторах//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1975. Вып. 2(8). С. 59 — 68.

Статья поступила в редакцию
20 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 21 — 25.

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЦИРКУЛЯЦИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

С.И. Вдовин

Анализируется влияние температурной зависимости вязкости теплоносителя на устойчивость циркуляции в замкнутом контуре, включающем активную зону и теплообменник. Показана принципиальная возможность дестабилизации расхода.

ABOUT A MECHANISM OF COOLANT CIRCULATION INSTABILITY. S.I. VDOVIN. Effect of the coolant viscosity thermal dependence with respect to stability of circulation in a closed loop including the core and heat exchanger is analysed. Principle possibility to destabilize discharge is outlined.

В связи с разработкой новых типов реакторов прогнозируется использование теплоносителей, физические свойства которых сильно меняются в рабочем диапазоне температур. Примером может служить жидкосольевой уран-ториевый реактор [1] при температуре топливной соли на входе в активную зону (АЗ), "близкой" к температуре плавления. При номинальном подогреве в АЗ вязкость такого теплоносителя уменьшается примерно в два раза. Это обуславливает существенную зависимость гидравлических потерь от температуры, которая формирует следующую цепь обратной связи: расход — температура теплоносителя (топливной соли) — гидравлические потери на теплообменнике и АЗ — расход. Инерционность тепловых процессов, а также наличие дополнительной обратной связи по температуре (замкнутость контура циркуляции) может привести к неустойчивости расхода теплоносителя.

В настоящей работе рассматривается модель — механизм [2] неустойчивости циркуляции теплоносителя в замкнутом контуре, обусловленной зависимостью гидравлических потерь от температуры движущейся среды и инерционностью тепловых процессов.

Описание математической модели. Рассмотрим контур циркуляции теплоносителя, схема которого показана на рис. 1. Составными элементами контура являются: активная зона (АЗ); теплообменник (ТО); насос; подводящие и отводящие коммуникации (ПК, ОК), включающие подъемные и опускные участки. Далее рассматриваются отдельно случаи принудительной и естественной циркуляции (ЕЦ) теплоносителя.

Уравнения сохранения энергии и неразрывности на

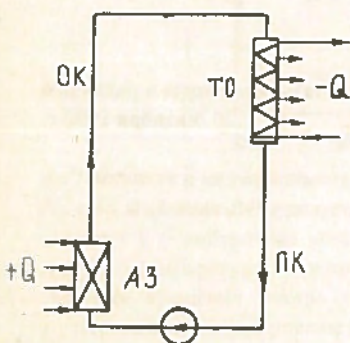


Рис. 1. Схема контура циркуляции теплоносителя.

однородном участке контура запишем в виде

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial z} \right) = q; \quad (1)$$

$$u(z, t) = u(t), \quad z \in [0, L], \quad (2)$$

где ρ , c — плотность и удельная теплоемкость теплоносителя; u , T — скорость и температура теплоносителя; L , z — длина и координата вдоль рассматриваемого участка контура; q — тепловой поток в единицу объема теплоносителя, который на каждом обогреваемом участке считается постоянным; $q(z, t) = \text{const}$ (принятая запись уравнения неразрывности допустима при малом изменении плотности теплоносителя, например при неизменности его агрегатного состояния).

На границе однородных участков соотношения (1), (2) принимают вид

$$T_i(L_i, t) = T_{i+1}(0, t); \quad S_i u_i = S_{i+1} u_{i+1}. \quad (3)$$

Здесь индексы i , $i+1$ указывают принадлежность переменной соответствующему участку контура; L_i , S_i — длина и проходное сечение i -го участка.

Уравнение количества движения запишем в интегральной форме:

$$\mu_0 \frac{du_i}{dt} = DP_n - \oint \frac{\partial}{\partial z} F_{\text{тр}} dz + H_{\text{ЕЦ}}, \quad (4)$$

где $\mu_0 = \rho S_i \sum_{n=1}^m (L_n/S_n)$; j — количество однородных участков контура; u_i — скорость циркуляции теплоносителя, соответствующая проходному сечению S_i ; DP_n — перепад давления на насосе; $\partial F_{\text{тр}}/\partial z$ — потери на трение:

$$\frac{\partial F_{\text{тр}}}{\partial z} = \lambda_{\text{тр}} \frac{\rho u^2}{2d}; \quad \lambda_{\text{тр}} = \frac{a}{\text{Re}^k}, \quad \text{Re} = \frac{ud}{\nu}, \quad (5)$$

$a, k - \text{const}$;

$$H_{\text{ЕЦ}} = \int_I g \rho dz - \int_{II} g \rho dz \quad (6)$$

($H_{\text{ЕЦ}}$ — напор ЕЦ, определяемый разностью плотности теплоносителя в опускном (I) и подъемном (II) участках; значения параметров a и k определяются структурой потока; для ламинарного течения $k = 1$, а в случае развитого турбулентного потока принимает значение 0,25).

В силу замкнутости контура циркуляции имеем дополнительную обратную связь по температуре:

$$T_1(0, t) = T_j(L_j, t). \quad (7)$$

Для определения кинематической вязкости теплоносителя будем использовать соотношение

$$\nu = \text{Be}^{-\alpha T}; \quad \text{Be}, \alpha - \text{const}. \quad (8)$$

На рис. 2 показаны зависимость вязкости воды от температуры при давлении $P = 2$ МПа [3] и аппроксимации этой величины с помощью функций $\text{Be}^{-\alpha T}$, $\text{Be}^{\alpha/T}$, $\text{Be}^{-\alpha T} + \gamma$. Параметры Be , α , γ определялись из условия совпадения истинной и аппроксимирующей зависимости в некоторых точках А, С, D.

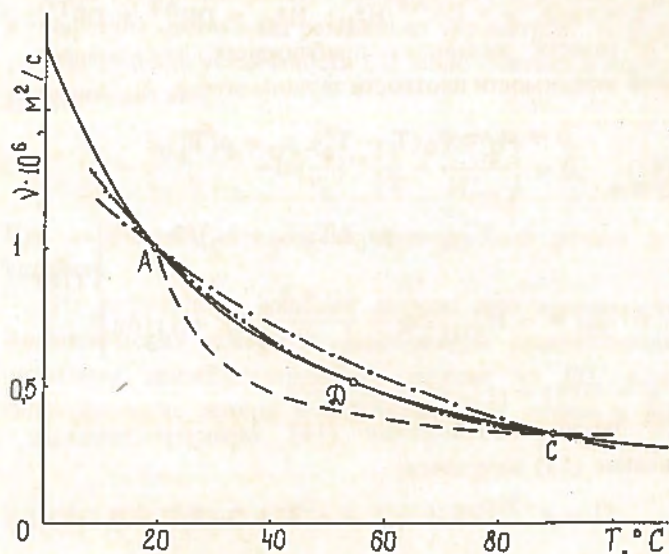


Рис. 2. Экспериментальная зависимость $\nu(T)$ (—) и ее аппроксимации функциями $\text{Be}^{-\alpha/T}$ (.....), $\text{Be}^{\alpha/T}$ (-.-.-), $\text{Be}^{-\alpha T} + \gamma$ (-.-.-.-)

Всюду в дальнейшем будем предполагать, что гидравлические потери сосредоточены на обогреваемых участках (потери на подводных и отводящих коммуникациях незначительны); времена прохода теплоносителем подводных и отводящих коммуникаций равны и много больше времени прохода участков с теплоподводом. Последнее допущение означает, что при анализе общекиртурной теплогидравлической неустойчивости процессы на обогреваемых участках контура можно рассматривать в квазистатическом приближении. Все это позволяет получить явно условия общекиртурной неустойчивости, допускающие простую физическую интерпретацию.

Принудительная циркуляция теплоносителя. При анализе стабильности принудительной циркуляции будем считать

$$DP_{H, \varphi} - \text{const}; \quad L_1 = L_{1,1} + L_{1,2}; \quad L_2 = L_{2,1} + L_{2,2}.$$

Здесь L_1 — суммарная длина опускного ($L_{1,1}$) и горизонтального ($L_{1,2}$) подводных участков; L_2 — суммарная длина подъемного ($L_{2,1}$) и горизонтального ($L_{2,2}$) отводящих участков.

Соотношение (4), линеаризованное относительно отклонений от стационарного режима и преобразованное по Лапласу, запишется:

$$\mu_0 u_1^* p \delta u + (2 - \kappa) DP_{H, \varphi} \delta u = - \phi \frac{q \rho u^{*2 - \kappa}}{2d^{1 + \kappa}} \Delta (\nu^{\kappa}) dz, \quad (9)$$

где p — параметр преобразования Лапласа; Δ — означает малое отклонение соответствующей величины от стационарного значения; $\delta u = \delta u_1 = \Delta u_1 / u_1^* = \Delta u_i / u_i^*$; $i = 1, 2, a, m$; * — обозначает переменную в стационарном режиме; индексы 1 и 2, a и m соответствуют подводной и отводящей коммуникациям, АЗ и ТО (здесь и ниже, чтобы избежать лишних обозначений, величины и их изображения по Лапласу обозначены одинаковыми символами).

Из уравнений (1) — (3), проводя аналогичные преобразования, с учетом предположения о приемлемости квазистатического приближения для обогреваемых участков получим

$$\left. \begin{aligned} \delta T_{i,z} &= e^{-pz/u_i^*} \delta T_{i,0}, \quad i = 1, 2; \\ \delta T_{i,z} &= \delta T_{i,0} - \frac{q_i z}{\rho c u_i^* \Delta T_0} \delta u, \quad i = a, m. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь $\delta T_{i,z} = \Delta T_i(z) / \Delta T_0$; $\Delta T_0 = T_a^*(L_a) - T_a^*(0)$ — стационарный подогрев теплоносителя в АЗ; $\delta T_i(0) = \Delta T_i(0) / \Delta T_0$ — относительное отклонение температуры на входе i -го участка; $\delta u = \delta u_z = \delta u_0$.

Используя соотношения (8), (10), запишем

$$\left. \begin{aligned} \int_{AZ} \Delta (\nu^{\kappa}) dz &= - \kappa \xi (\nu_a^* L_a) (e^{-\tau_1} \delta T_{1,0} - \Psi \delta u); \\ \int_{TO} \Delta (\nu^{\kappa}) dz &= - \kappa \xi (\nu_m^* L_m) [\delta T_{m,0} + (1 - \Psi) \delta u], \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где $\xi = \ln(\nu_0 / \nu_L)^*$; ν_0^* , ν_L^* — вязкость теплоносителя на входе и выходе из АЗ в стационарном режиме; $\nu_i^{*\kappa} = \int_0^{L_i} \nu_i^{*\kappa} dz / L_i$; $\tau_i = L_i / u_i^*$ — время прохода теплоносителем i -го участка контура; $\Psi = 1 / (\kappa \xi) - 1 / [(\nu_0 / \nu_L)^{\kappa} - 1]$.

Из условия замкнутости контура циркуляции (7) с учетом (10) имеем

$$\delta T_{1,0} = \frac{1 - e^{-\tau_2 p}}{1 - e^{-\tau p}} \delta u = \chi(p) \delta u, \quad \tau = \tau_1 + \tau_2. \quad (12)$$

Используя соотношения (11), (12) и предположение о равенстве времени прохода теплоносителем ПК и ОК ($\tau_1 = \tau_2 = \tau/2$), из уравнения (9) получим следующее характеристическое уравнение:

$$(1 - e^{-S}) \left[\mu S + A - \frac{1 - e(1 - e^{-S})}{1 + e^{-S}} \right] = 0,$$

где $\mu = 2\mu_0 u_1^* / (\kappa \xi DP_{H, \varphi} \tau)$; $A = (2 - \kappa) / (\kappa \xi) + \Psi$; $e = DF_{TP}^{AZ} / DP_{H, \varphi}$; $DP_{H, \varphi} = DF_{TP}^{AZ} + DF_{TP}^{TO}$; DF_{TP}^{AZ} , DF_{TP}^{TO} — гидравлические потери в АЗ и ТО в стационарном режиме; $S = \tau p / 2$.

Наличие общего множителя $(1 - e^{-S})$ в характеристическом уравнении отражает консерватизм рас-

смаатриваемой системы. По предположению сумма подводимого в АЗ и отводимого в ТО тепла постоянна и равна нулю, т.е. $\oint Tdz = \text{const}$. В рамках этой идеализации система не может быть асимптотически устойчивой. Это объясняет присутствие в характеристическом уравнении сомножителя $(1 - e^{-S})$, корни которого расположены на мнимой оси независимо от конструктивных и режимных параметров рассматриваемого контура. Так как присутствие этого сомножителя обусловлено принятой идеализацией, то влияние выделенной обратной связи на устойчивость циркуляции теплоносителя будем оценивать по расположению корней уравнения

$$\mu S + A = \frac{1 - \varepsilon(1 - e^{-S})}{1 + e^{-S}} \quad (13)$$

Анализ устойчивости проведем с помощью метода Д-разбиения плоскости двух действительных параметров (μ, A). Полагая в (13) $S = 0$, находим особую прямую: $A = 1/2$. Уравнения Д-кривой запишутся ($S = i\omega$):

$$A = \frac{1}{2}, \mu = \frac{1 - 2\varepsilon}{2\omega} \frac{\sin\omega}{1 + \cos\omega}$$

Таким образом, в рассматриваемом случае особая прямая совпадает с кривой Д-разбиения, каждой точке которой соответствует бесконечное число корней на мнимой оси. Для выделения области устойчивости положим в соотношении (13) $\mu = 0$ и представим его в виде $e^{-S} = -1 + (1 - 2\varepsilon)/(A - \varepsilon)$. Отсюда следует, что параметр A принадлежит области устойчивости, если выполнена одна из цепочек неравенств (верхняя либо нижняя):

$$A \geq 1/2, \varepsilon \geq 1/2 \quad (14)$$

При нарушении хотя бы одного неравенства в каждой цепочке стационарный режим неустойчив.

В широком диапазоне режимных параметров ($0 < \kappa < 1, 1 < (\nu_0/\nu_L)^{\kappa} < 40$) значение A больше $1/2$. В этих рамках условие устойчивости принудительной циркуляции теплоносителя в контуре согласно (14) имеет вид*)

$$\varepsilon = \frac{DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}}}{DP_{\text{н}}} = \frac{DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}}}{DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}} + DF_{\text{тр}}^{\text{ТО}}} > \frac{1}{2}$$

Если это соотношение нарушено, т.е. гидравлические потери в ТО превышают гидравлические потери в АЗ, то стационарный режим неустойчив.

Отметим, что условия устойчивости, соответствующие нижней цепочке неравенств (14), могут реализоваться, например, при $(\nu_0/\nu_L)^{\kappa} < 1$, т.е. когда вязкость теплоносителя увеличивается с ростом температуры. Этот случай, по-видимому, встречается редко и в дальнейшем рассматриваться не будет.

*) Условие устойчивости формулируется с учетом замечания о консерватизме принятой модели.

Естественная циркуляция теплоносителя. При исследовании влияния выделенной обратной связи на устойчивость ЕЦ будем считать $DP_{\text{н}} = 0; L_{1,2} = L_{2,2} = 0; L_1 = L_{1,1}, L_2 = L_{2,1}$.

Так как в условиях ЕЦ скорость движения теплоносителя существенно ниже (по сравнению с принудительной циркуляцией), то в дальнейшем инерционным слагаемым в соотношении (4) будем пренебрегать. С учетом этого уравнение (4), линеаризованное относительно отклонений от стационарного режима и преобразованное по Лапласу, запишется:

$$2 - \kappa = \kappa \xi \{-\Psi + \chi[1 - \varepsilon(1 - e^{-S})]\} + \frac{\Delta H_{\text{ЕЦ}}}{H_{\text{ЕЦ}}^* \delta u} \quad (15)$$

где $S = \tau p/2; \varepsilon = DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}}/H_{\text{ЕЦ}}^*; H_{\text{ЕЦ}}^* = DF_{\text{тр}}^{\text{АЗ}} + DF_{\text{тр}}^{\text{ТО}}$.
В рамках линейного приближения для температурной зависимости плотности теплоносителя

$$\rho = \rho_0 - \alpha_0(T - T_1^*), \rho_0 = \rho(T_1^*),$$

получим

$$\left. \begin{aligned} H_{\text{ЕЦ}}^* &= g\alpha_0\Delta T_0(L_1 + L_2)/2; \\ \Delta H_{\text{ЕЦ}} &= -H_{\text{ЕЦ}}^* \left[2\chi + \frac{L_a + L_m}{L_1 + L_2} (2\chi - 1) \right] \delta u, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где $\chi = \chi(S) = (1 - e^{-S})/S$.

С учетом соотношения (16) характеристическое уравнение (15) запишется:

$$(1 - e^{-S})[2B + A(1 + e^{-S}) + 2\chi(S)] = 0 \quad (17)$$

где $2B = 2b - \kappa\xi(1 - 2\varepsilon); A = 2 - \kappa + \kappa\xi(\Psi - \varepsilon) - b; b = (L_a + L_m)/(L_1 + L_2)$.

Наличие общего множителя $(1 - e^{-S})$ обусловлено, как отмечалось выше, принятой идеализацией. Далее с помощью метода Д-разбиения будем анализировать расположение корней второго сомножителя уравнения (17). Полагая $S = i\omega$ и выделяя действительную и мнимую части, получим $A = -\text{tg}(\omega/2)/(\omega/2); B = 0$. Значениям $\omega = 0$ и $\omega = \pm 2\pi n$ ($n = 1, 2, \dots$) соответствуют особые прямые: $B + A + 1 = 0$ и $B + A = 0$.

На рис. 3 приведена граница Д-разбиения, соответствующая второму сомножителю характеристического уравнения (17). Так как в рассматриваемом случае

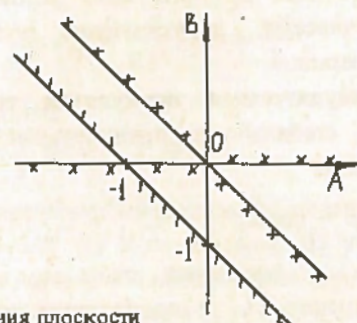


Рис. 3. Граница Д-разбиения плоскости

каждой точке кривой D-разбиения и особой прямой $B + A = 0$ соответствует бесконечное число корней на мнимой оси, то штриховка границы осуществлена только для указания области претендента и не соответствует изменению количества корней в правой полуплоскости при переходе через D-кривую. Из вида рассматриваемого сомножителя следует, что при $A = 0$ и $B > 0$ либо $B < -1$ все корни имеют отрицательные действительные части. Таким образом, параметры A, B принадлежат области устойчивости, если выполнена одна из цепочек неравенств: $B > 0, B + A > 0$ либо $B < 0, B + A + 1 < 0$. При нарушении хотя бы одного неравенства в каждой группе стационарный режим неустойчив.

Как отмечалось ранее, выражение $B + A$ больше нуля в широком диапазоне режимных параметров. В этих рамках условие устойчивости ЕЦ теплоносителя в контуре принимает вид:

$$B = \frac{L_a + L_m}{L_1 + L_2} - \ln\left(\frac{\nu_0}{\nu_L}\right) * \left(\frac{1}{2} - \frac{DF_{TP}^{A3}}{H_{ЕЦ}^*}\right) > 0. \quad (18)$$

При нарушении неравенства стационарный режим неустойчив.

Из полученного условия следует, что зависимость гидравлических потерь от температуры теплоносителя оказывает дестабилизирующее влияние на ЕЦ, если гидравлические потери в ТО превышают потери в АЗ

($DF_{TP}^{A3}/H_{ЕЦ}^* < 0,5$). Стабильность расхода может нарушаться в случае относительно малой длины обогреваемых участков. Если гидравлические потери в АЗ преобладают, то указанная зависимость оказывает стабилизирующее влияние.

Замечание. Пусть гидравлические потери (вязкость движущей среды) не зависят от температуры теплоносителя. Тогда, как следует из характеристического уравнения (9) и соотношения (18), циркуляция теплоносителя в рассматриваемой постановке устойчива независимо от способа циркуляции.

Список литературы

1. Блинкин В.Л., Новиков В.М. Жидкосолевые ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1978.
2. Митенков Ф.М., Моторов Б.И. Механизмы неустойчивых процессов в тепловой и ядерной энергетике. М.: Энергониздат, 1981.
3. Ривкин С.А., Александров А.А. Теплофизические свойства воды и водяного пара. М.: Энергия, 1980.

Статья поступила в редакцию
10 октября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 26 – 29.

УДК 621.039.514:517.929

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ДИНАМИКИ РЕАКТОРА С НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

М.В. Баженов

Качественными методами теории колебаний изучается точечная модель динамики реактора без запаздывающих нейтронов с учетом нелинейной запаздывающей обратной связи по температуре и координате регулятора.

INVESTIGATION OF DYNAMICS MODEL OF A REACTOR WITH NONLINEAR DELAYED FEEDBACK. M.V. BAZHENOV. Using the qualitative methods of the oscillation theory a point model of reactor dynamics without delayed neutrons accounting for nonlinear delayed feedback in temperature and controller coordinate is examined.

Постановка задачи. Исходные уравнения. Рассмотрим нелинейную математическую модель динамики ядерного реактора при следующих основных предположениях:

1. Модель кинетики – точечная.
2. Запаздывающие нейтроны отсутствуют.
3. Реактивность зависит только от двух факторов: 1) изменения температуры какой-либо одной среды реактора; 2) координаты регулятора.
4. Характеристика регулятора – кубическая симметричная.
5. Транспортные запаздывания, конечные времена прогресса и т.п. инерционные процессы характеризуются упрощенно-постоянным запаздыванием (τ_1) в выражении для реактивности.

6. Конечное время срабатывания системы регулирования определяется также постоянным запаздыванием (τ_2).

7. Тепловые процессы в реакторе отображаются упрощенно – одним линейным дифференциальным уравнением теплового баланса.

После перехода к безразмерным переменным и параметрам уравнения динамики реактора можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}(t) &= [1 + x(t)] [ay(t - \tau_1) + bz(t - \tau_2) + cz^3(t - \tau_2)]; \\ \dot{y}(t) &= x(t) - y(t); \\ \dot{z}(t) &= x(t). \end{aligned} \right\} (1)$$

Здесь $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ — безразмерные переменные, характеризующие относительное отклонение мощности от стационарного значения, изменение температуры реактора и координату регулятора соответственно; по физическому смыслу $1+x \geq 0$; точкой отмечено дифференцирование по безразмерной независимой переменной t , пропорциональной времени T (подчеркнем, что реактивность в момент t зависит от изменений температуры и координаты регулятора, взятых соответственно в некоторые предшествующие моменты $t - \tau_1$ и $t - \tau_2$, где τ_1 и τ_2 — постоянные запаздывания); безразмерные параметры a , b , c имеют простой физический смысл: a пропорционален температурному коэффициенту реактивности, b — коэффициенту реактивности, обусловленному действием регулятора, c характеризует нелинейность регулятора (рассматривается случай $c < 0$ как более естественный с физической точки зрения).

Полное качественное исследование системы (1) в частном случае $\tau_1 = \tau_2 = 0$ проведено в работе [1]. Случай безынерционного регулятора ($x(t) \equiv z(t)$) рассмотрен в работе [2]. Настоящая статья содержит развитие и обобщение результатов, изложенных в [1, 2].

Анализ состояний равновесия. В общем случае система (1) имеет три состояния равновесия: $P_1(0, 0, 0)$; $P_2(0, 0, \xi)$; $P_3(0, 0, -\xi)$, где $\xi = \sqrt{-b/c}$. Линеаризуем уравнения (1) в окрестности каждого из них и составим характеристические уравнения линеаризованных систем. Получим

$$D_1(\lambda) = \lambda^3 + \lambda^2 - b(1 + \lambda)e^{-\lambda\tau_2} - a\lambda e^{-\lambda\tau_1} = 0 \text{ для } P_1; \quad (1)$$

$$D_2(\lambda) = \lambda^3 + \lambda^2 + 2b(1 + \lambda)e^{-\lambda\tau_2} - a\lambda e^{-\lambda\tau_1} = 0 \quad (2)$$

$$\text{для } P_2 \text{ и } P_3. \quad (3)$$

Рассмотрим уравнение (2). Методом D-разбиения выделим область устойчивости состояния равновесия P_1 в плоскости параметров a , b . Граница D-разбиения будет состоять из кривых

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{\omega^2 \sin \omega\tau_2 (1 + \omega^2)}{\omega [\omega \sin \omega(\tau_1 - \tau_2) - \cos \omega(\tau_1 - \tau_2)]}; \\ b &= \frac{\omega^3 (\cos \omega\tau_1 - \omega \sin \omega\tau_1)}{\omega [\omega \sin \omega(\tau_1 - \tau_2) - \cos \omega(\tau_1 - \tau_2)]} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

и особой прямой $b = 0$, отвечающей значению $\omega = 0$.

В частном случае $\tau_1 \neq 0$, $\tau_2 = 0$ D-разбиение содержит помимо регулярной кривой $a = 0$, $b = -\omega^2$ и особой прямой $b = 0$ семейство особых прямых

$$b = -\omega_n^2 - a\omega_n \sin \omega_n \tau_1, \quad (5)$$

где ω_n , $n = 1, 2, \dots$ — корень уравнения $\omega \operatorname{tg} \omega\tau_1 = 1$.

Граница D-разбиения выделена на рис. 1 сплошной линией. Претендентом на область устойчивости является

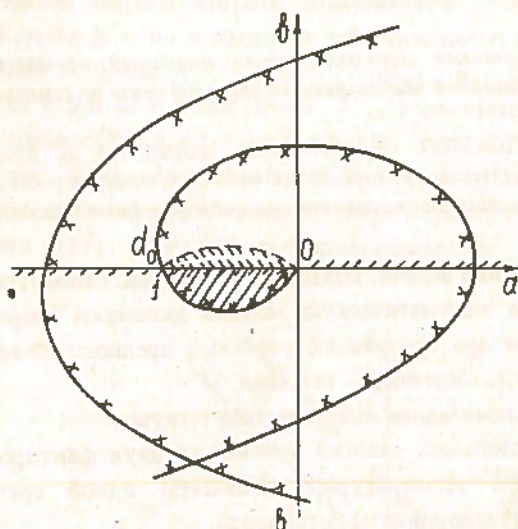
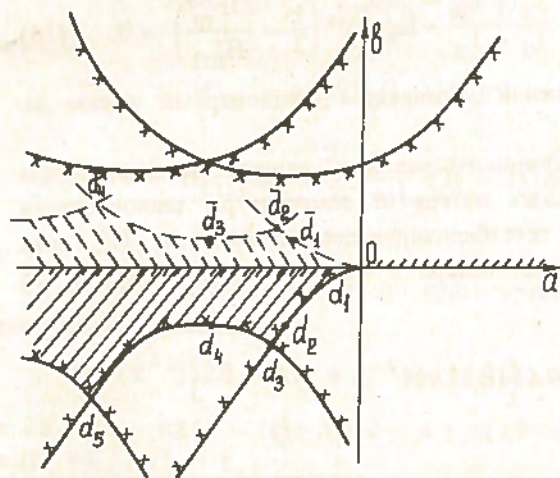
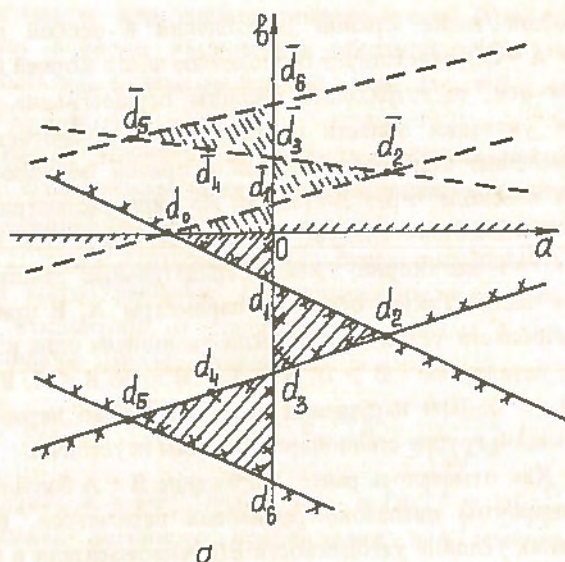


Рис. 1. Границы D-разбиения плоскости параметров a , b для уравнений (2) (сплошная линия) и (3) (пунктирная) при $c = -1$ и различных значениях τ_1 , τ_2 : а — $\tau_1 = 1$, $\tau_2 = 0$; б — $\tau_1 = 0$, $\tau_2 = 1$; в — $\tau_1 = 0,3$, $\tau_2 = 0,5$ (масштабы не соблюдены)

ся заштрихованная сплошной штриховкой часть плоскости a, b . Для доказательства того, что это действительно область устойчивости, воспользуемся критерием Михайлова [3]. Несложно показать, что при параметрах a, b из рассматриваемой области аргумент годографа Михайлова

$$\operatorname{Re} D_1(i\omega) = -\omega^2 - a\omega \sin \omega\tau_1 - b(\cos \omega\tau_2 + \omega \sin \omega\tau_2);$$

$$\operatorname{Im} D_1(i\omega) = -\omega^3 - a\omega \cos \omega\tau_1 - b(\omega \cos \omega\tau_2 - \sin \omega\tau_2)$$

изменяется на $3/2\pi$ при увеличении ω от нуля до бесконечности*). Это и доказывает устойчивость состояния равновесия $P_1(0, 0, 0)$.

Размеры области устойчивости на плоскости a, b существенно зависят от запаздываний τ_1, τ_2 . С ростом величины каждого из запаздываний область устойчивости сжимается и в пределе ($\tau_i \rightarrow \infty$) исчезает.

Анализ характеристического уравнения (3) проводится аналогично. Граница D-разбиения плоскости параметров a, b может быть получена заменой в формулах (4), (5) b на $-2b$. Область устойчивости состояний равновесия $P_2(0, 0, \xi)$ и $P_3(0, 0, -\xi)$ выделена на рис. 1 пунктирной штриховкой**).

Исследование поведения системы (1) на бифуркационной кривой $b = 0$ ***). При переходе параметров системы (1) из области устойчивости состояния равновесия $P_1(0, 0, 0)$ (см. рис. 1) в верхнюю полуплоскость корень λ_0 характеристического уравнения (2) обращается в нуль (при $b = 0$) и меняет знак. Состояние равновесия $P_1(0, 0, 0)$ становится седловым и одновременно происходит рождение двух устойчивых состояний равновесия $P_2(0, 0, \xi)$ и $P_3(0, 0, -\xi)$. Воспользуемся теоремой о центральном многообразии [4], согласно которой изучение бифуркаций бесконечномерной системы (1) в критическом случае одного нулевого корня может быть сведено к изучению бифуркаций одномерной системы на центральном многообразии M_0 . Центральное многообразие M_0 (его существование следует из результатов работы [5]) представляет собой локально инвариантное, локально устойчивое многообразие, содержащее начало координат.

Будем рассматривать малую окрестность точки $b = 0$. Ограничиваясь членами порядка b^2 , найдем критический корень λ_0 уравнения (2):

$$\lambda_0 = \alpha b + \beta b^2, \quad (6)$$

где $\alpha = -1/a$; $\beta = (1/a^3) + (1 + \tau_1 - \tau_2)(1/a^2)$.

Следуя [4], перепишем систему (1) в виде

$$\dot{v}_1 = A(b)v_1 + R(b)v_1, \quad (7)$$

*) Удобно рассмотреть малые отрицательные значения параметров a, b .

***) Для уравнения (3) ветви D-кривой, не являющиеся границей области устойчивости, на рис. 1 не показаны.

****) Анализ этого случая позволяет глубже понять динамику системы при $b > 0$.

где

$$v_1(\theta) = v(t + \theta) = \{v_{11}(\theta), v_{21}(\theta), v_{31}(\theta)\}^T;$$

$$\theta \in [-\tau, 0]; \tau = \max\{\tau_1, \tau_2\};$$

$$A(b)v_1 = \begin{cases} dv_1/d\theta, & -\tau \leq \theta < 0; \\ 0 & \theta = 0; \\ \int_{-\tau}^0 d\eta(s; b)v_1(s), & \theta = 0; \end{cases}$$

$$R(b)v_1 = \begin{cases} 0, & -\tau \leq \theta < 0; \\ f(v_1, b), & \theta = 0; \end{cases}$$

$$d\eta(s; b) = \begin{pmatrix} 0 & a\delta(s + \tau_1) & b\delta(s + \tau_2) \\ \delta(s) & -\delta(s) & 0 \\ \delta(s) & 0 & 0 \end{pmatrix} ds; \quad (8)$$

$$f(v_1, b) = \{av_{11}(0)v_{21}(-\tau_1) + bv_{11}(0)v_{31}(-\tau_2) + cv_{31}^3(-\tau_2) + cv_{11}(0)v_{31}^3(-\tau_2), 0, 0\}^T. \quad (9)$$

При $\theta \in [-\tau, 0)$ уравнение (7) дает очевидное соотношение $dv_1(\theta)/dt = dv_1(\theta)/d\theta$, а при $\theta = 0$ — систему (1).

Найдем собственные векторы $q(\theta)$ и $q^*(\theta)$ операторов $A(b)$ и сопряженного к нему $A^*(b)$ соответственно, отвечающие собственному значению λ_0^* :

$$q(\theta) = \begin{pmatrix} \alpha b + \beta b^2 \\ \alpha b + (\beta - \alpha^2)b^2 \\ 1 \end{pmatrix} e^{\lambda_0 \theta}, \quad -\tau \leq \theta \leq 0; \quad (10)$$

$$q^*(\tau) = Q \begin{pmatrix} \alpha \\ -1 + d_{21}b + d_{22}b^2 \\ 1 + d_{31}b + d_{32}b^2 \end{pmatrix} e^{-\lambda_0^* \tau}, \quad 0 \leq \tau \leq \tau, \quad (11)$$

где $d_{21} = \alpha(1 + \tau_1)$; $d_{31} = \alpha^2 - d_{21}$; $d_{22} = \beta(1 + \tau_1) - \alpha^2(1 + \tau_1 + 0,5\tau_1^2)$; $d_{32} = \alpha\beta - d_{22}$; Q — нормировочный множитель.

Для $\psi \in C[0, \tau]$, $\varphi \in C[-\tau, 0]$ определим "скалярное произведение" [4]

$$\langle \psi, \varphi \rangle = \psi^T(0)\varphi(0) - \int_{\theta=-\tau}^0 \int_{\xi=0}^{\theta} \psi^T(\xi - \theta) d\eta(\theta, b) \varphi(\xi) d\xi \quad (12)$$

и нормируем векторы q и q^* условием $\langle q^*, q \rangle = 1$.

Введем новые переменные $u(t)$ и $w(t, \theta)$ по формулам

$$u(t) = \langle q^*, v_1 \rangle; w(t, \theta) = v_1(\theta) - q(\theta)u(t). \quad (13)$$

Тогда на многообразии M_0 будем иметь $w(t, \theta) = w(u(t), \theta)$, где

*) Здесь и ниже ограничимся членами порядка b^2 .

$$w(u, \theta) = w_2(\theta) \frac{u^2}{2} + w_3(\theta) \frac{u^3}{6} + \dots \quad (14)$$

В переменных u и w уравнение (7) примет вид [4]

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \lambda_0 u + [q^*(0)]^T f(w(u, \theta) + q(\theta)u) = \\ &= \lambda_0 u + [q^*(0)]^T f_0(u); \end{aligned} \quad (15)$$

$$\dot{w} = \begin{cases} A(b)w - ([q^*(0)]^T f_0)q(\theta), & -\tau \leq \theta < 0; \\ A(b)w - ([q^*(0)]^T f_0)q(0) = f_0, \theta = 0. \end{cases} \quad (16)$$

С другой стороны, на многообразии M_0 вблизи нуля имеем

$$\dot{w} = w_u \dot{u}. \quad (17)$$

Используя выражения (10), (11), (14), (15), представим правые части (16) и (17) рядами по степеням u , приравняем коэффициенты перед u^2 и, ограничиваясь членами порядка b^2 , найдем

$$w_2(\theta) = \begin{pmatrix} \alpha b + \beta b^2 \\ \alpha b + (\beta - \alpha^2)b^2 \\ 1 \end{pmatrix} e^{(\alpha b + \beta b^2)\theta}. \quad (18)$$

Разложим правую часть (15) по степеням u до u^3 . Окончательно получим

$$\dot{u} = (\alpha b + \beta b^2)u + g(b)u^3, \quad (19)$$

где $g(0) = -c/a < 0$.

Состояние равновесия $u = 0$ системы (19) при $b = 0$ представляет собой сложный трехкратный узел, распадающийся в области $b > 0$ на три грубых состояния равновесия — два узла и седло. При $b < 0$ имеется только одно устойчивое грубое состояние равновесия: $u = 0$. Возвращаясь к исходной бесконечномерной системе (1), мы можем теперь утверждать, что при $b > 0$ одномерное неустойчивое многообразие W^u седлового состояния равновесия $P_1(0, 0, 0)$ входит в устойчивые состояния равновесия $P_2(0, 0, \xi)$ и $P_3(0, 0, -\xi)$. Следовательно, при переходе параметров из нижней полуплоскости ($b < 0$) в верхнюю ($b > 0$)*) глобальное поведение системы (1) не меняется. Решения, идущие при $b < 0$ в состояние равновесия P_1 , при $b > 0$ будут стремиться к одному из устойчивых состояний равновесия P_2 или P_3 , оставаясь в окрестности начала координат.

Исследование характера регулярной границы области устойчивости. Для определения "опасных" и "безопасных" участков регулярной границы области устойчивости и одновременно для приближенного расчета автоколебаний воспользуемся методикой работы [6]. Сделаем предварительно в системе (1) замену

$$x(t) = \exp[v(t)] - 1, \quad (20)$$

*) Предполагается, что $\alpha \in (d_0, 0)$ (см. рис. 1).

целесообразность которой обусловлена следующим. В рассматриваемой теории решение ищется в виде ряда по степеням вспомогательного малого параметра, причем главный член ряда имеет вид $\cos(\omega t + \varphi)$. Однако колебания мощности в реакторе ограничены снизу (условие $1 + x \geq 0$) и при достаточно больших амплитудах существенно отличаются от синусоидальных. Такие колебания достаточно хорошо описываются функцией вида $\exp[\cos(\omega t + \varphi)]$, а не функцией $\cos(\omega t + \varphi)$.

Рассмотрим область устойчивости состояния равновесия P_1 , и пусть точка a_* , b_* принадлежит границе этой области с двойной штриховкой. В данной точке характеристическое уравнение (2) имеет пару чисто мнимых корней $\lambda = \pm i\omega_*$, а остальные корни — с отрицательными действительными частями. Положим в уравнении (1) $a = a_*$; $b = b_* - \epsilon$; $t_n = t/(1 + \sigma)$; $|\sigma| < 1$ и с учетом замены (20) получим*)

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dt_n} &= (1 + \sigma) \left[a_* y(t_n - \frac{\tau_1}{1 + \sigma}) + \right. \\ &+ (b_* - \epsilon) z(t_n - \frac{\tau_2}{1 + \sigma}) + c z^3(t_n - \frac{\tau_2}{1 + \sigma}) \left. \right]; \\ \frac{dy}{dt_n} &= (1 + \sigma) \left[-y(t_n) + v(t_n) + \frac{1}{2} v^2(t_n) + \right. \\ &+ \frac{1}{6} v^3(t_n) \left. \right]; \\ \frac{dz}{dt_n} &= (1 + \sigma) \left[v(t_n) + \frac{1}{2} v^2(t_n) + \frac{1}{6} v^3(t_n) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Представим искомые переменные $v(t_n)$, $y(t_n)$, $z(t_n)$ и параметры σ и ϵ рядами по вспомогательному параметру μ :

$$\left. \begin{aligned} v(t_n) &= \mu \cos \omega_* t_n + \mu^2 v_2(t_n) + \mu^3 v_3(t_n) + \dots; \\ y(t_n) &= \mu \delta_1 \cos(\omega_* t_n + \varphi_1) + \mu^2 y_2(t_n) + \\ &+ \mu^3 y_3(t_n) + \dots; \\ z(t_n) &= \mu \delta_2 \cos(\omega_* t_n + \varphi_2) + \mu^2 z_2(t_n) + \\ &+ \mu^3 z_3(t_n) + \dots; \\ \epsilon &= \epsilon_2 \mu^2 + \epsilon_4 \mu^4 + \dots; \quad \sigma = \sigma_2 \mu^2 + \sigma_4 \mu^4 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Здесь δ_1 , δ_2 , φ_1 , φ_2 — амплитуды и фазы собственных колебаний линеаризованной системы в точке a_* , b_* .

Решая эту систему, находим $\delta_1 = 1/(\sqrt{1 + \omega_*^2})$; $\delta_2 = 1/\omega_*$; $\varphi_1 = -\arctg \omega_*$; $\varphi_2 = -\pi/2$.

Для того чтобы определить периодические вектор-функции $u_i(v_i, y_i, z_i)$, $i = 2, 3, \dots$ и постоянные коэффициенты $\epsilon_2, \sigma_2, \epsilon_4, \sigma_4, \dots$, подставим ряды (22), (23) в систему (21), представим левую и правую части (21) рядами по степеням μ и приравняем коэффициенты при одинаковых степенях μ .

*) Экспоненту разложили в ряд Тейлора и ограничились кубичной нелинейностью, поскольку члены разложения четвертой и более высоких степеней в дальнейшем не используются.

Равенство коэффициентов перед μ^2 дает следующее уравнение в векторной форме:

$$L_0 u_2(t_n) = \gamma_1 + \gamma_2 \sin 2\omega_* t_n + \gamma_3 \cos 2\omega_* t_n, \quad (24)$$

где L_0 — линейный оператор:

$$L_0 w = \dot{w} - \int_{-\tau}^0 d\eta(s)w(t+s);$$

$d\eta(s)$ определяется формулой (8), в которой положим $a = a_*$, $b = b_*$.

Периодическое решение уравнения (24) имеет вид

$$u_2(t_n) = \rho_1 + \rho_2 \sin 2\omega_* t_n + \rho_3 \cos 2\omega_* t_n. \quad (25)$$

Выражения для векторных коэффициентов $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ и система уравнений для нахождения компонент векторов ρ_1, ρ_2, ρ_3 приведены в приложении 1.

Приравнявая коэффициенты перед μ^3 , получаем уравнение

$$L_0 u_3(t_n) = F(\epsilon_2, \sigma_2, t_n) = f_1(\epsilon_2, \sigma_2) \sin \omega_* t_n + f_2(\epsilon_2, \sigma_2) \cos \omega_* t_n + G(\epsilon_2, \sigma_2, t_n). \quad (26)$$

Компоненты векторов f_1, f_2 , линейно зависящие от ϵ_2, σ_2 , даны в приложении 1*).

Обратим внимание на то, что ищется периодическое решение $u_3(t_n)$ уравнения (26), правая часть которого содержит члены, пропорциональные $\sin \omega_* t_n, \cos \omega_* t_n$, и, кроме того, уравнение $L_0 u_3 = 0$ при $a = a_*, b = b_*$ имеет пару чисто мнимых корней $\lambda_{1,2} = \pm i\omega_*$ (резонансный случай). Следовательно, решение $u_3(t_n)$ будет периодическим тогда и только тогда, когда правая часть (26) ортогональна периодическим решениям $w_1(t_n), w_2(t_n)$ векторного уравнения

$$\dot{w} + \int_{-\tau}^0 d\eta^T(r)w(t-r) = 0, \quad (27)$$

сопряженного уравнению $L_0 w = 0$; индекс T означает транспонирование.

Условие ортогональности

$$\int_0^{2\pi/\omega_*} F(\epsilon_2, \sigma_2, t_n) w_i(t_n) dt_n = 0, \quad i = 1, 2 \quad (28)$$

приводит к системе двух линейных неоднородных уравнений относительно двух неизвестных: ϵ_2 и σ_2 . Из-за громоздкости формул система (28) в развернутом виде выписана в приложении 1.

Ограничиваясь в решении (22) членами порядка μ^2 , получаем $\mu \approx \sqrt{(b_* - b)/\epsilon_2} = \sqrt{\epsilon_i/\epsilon_2}$, а решение можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} v(t_n) &= \sqrt{\epsilon/\epsilon_2} \cos \omega_* t_n + \frac{\epsilon}{\epsilon_2} (\rho_{11} + \rho_{21} \sin 2\omega_* t_n + \\ &+ \rho_{32} \cos 2\omega_* t_n); \\ y(t_n) &= \sqrt{\epsilon/\epsilon_2} \delta_1 \cos(\omega_* t_n + \varphi_1) + \frac{\epsilon}{\epsilon_2} (\rho_{12} + \\ &+ \rho_{22} \sin 2\omega_* t_n + \rho_{32} \cos 2\omega_* t_n); \end{aligned} \right\} (29)$$

* Конкретный вид вектор-функции $G(\epsilon_2, \sigma_2, t_n) = g_1(\epsilon_2, \sigma_2) \sin 3\omega_* t_n + g_2(\epsilon_2, \sigma_2) \cos 3\omega_* t_n$ не важен, поскольку она не дает вклада в условие ортогональности.

$$\left. \begin{aligned} z(t_n) &= \sqrt{\epsilon/\epsilon_2} \delta_2 \cos(\omega_* t_n + \varphi_2) + \frac{\epsilon}{\epsilon_2} (\rho_{13} + \\ &+ \rho_{23} \sin 2\omega_* t_n + \rho_{33} \cos 2\omega_* t_n); \\ t_n &= t/(1 - \epsilon\sigma_2/\epsilon_2). \end{aligned} \right\} (29)$$

Если ϵ и ϵ_2 одного знака, то граница области устойчивости будет безопасной. При переходе параметров через границу в системе возбуждаются автоколебания, причем режим возбуждения — мягкий. В противном случае ($\epsilon\epsilon_2 < 0$) a_*, b_* — точка, принадлежащая опасному участку границы и аналитическими средствами не удается определить вид установившихся процессов. Приходится обращаться к результатам численных расчетов на ЭВМ для параметров из области неустойчивости.

Исследование характера границы области устойчивости двух других состояний равновесия системы (1) проводится аналогично. Отметим только, что предварительно, заменой $z = \bar{z} \pm \xi$ ("+" для точки $P_2(0, 0, \xi)$ и "-" для точки $P_3(0, 0, -\xi)$), система (1) преобразуется к виду

$$\left. \begin{aligned} \dot{x}(t) &= [1 + x(t)][a y(t - \tau_1) - 2b \bar{z}(t - \tau_2) \pm \\ &\pm 3\sqrt{-cb} \bar{z}^2(t - \tau_2) + c \bar{z}^3(t - \tau_2)]; \\ \dot{y}(t) &= x(t) - y(t); \\ \dot{z}(t) &= x(t). \end{aligned} \right\} (30)$$

Формулы (24) — (29) остаются в силе при условии замены выражений для γ_i, ρ_i ($i = 1, 2, 3$), $f_1, f_2, \epsilon_2, \sigma_2$ на новые $\bar{\gamma}_i, \bar{\rho}_i$ ($i = 1, 2, 3$), $\bar{f}_1, \bar{f}_2, \bar{\epsilon}_2, \bar{\sigma}_2$, представленные в приложении 2.

Численные расчеты. По приведенным в приложениях 1, 2 аналитическим формулам были рассчитаны значения ϵ_2 и $\bar{\epsilon}_2$ при различных соотношениях между запаздываниями τ_1 и τ_2 . Этот анализ дополнен решением системы (1) на ЭВМ методом Дормана и Принса с переменным шагом [7]. Рассмотрены, в частности, следующие случаи:

1. $\tau_1 = 1, \tau_2 = 0, c = -1$. Граница области устойчивости состояния равновесия $P_1(0, 0, 0)$ выделена на рис. 1,а сплошной линией, а состояний равновесия $P_2(0, 0, \xi)$ и $P_3(0, 0, -\xi)$ — пунктирной. Участки $(d_1, d_2), (d_2, d_3), (d_4, d_5), (d_5, d_6), \dots$, а также $(\bar{d}_0, \bar{d}_1), (\bar{d}_2, \bar{d}_3), (\bar{d}_4, \bar{d}_5), (\bar{d}_5, \bar{d}_6), \dots$ (см. рис. 1,а) являются безопасными ($\epsilon\epsilon_2 > 0; \epsilon\bar{\epsilon}_2 > 0$), а участки $(d_0, d_1), (d_3, d_4), \dots$ и $(\bar{d}_1, \bar{d}_2), (\bar{d}_3, \bar{d}_4), \dots$ — опасными ($\epsilon\epsilon_2 < 0; \epsilon\bar{\epsilon}_2 < 0$). Расчеты на ЭВМ показали, что интервалам $(d_1, d_2), (d_2, d_3), (d_0, \bar{d}_1)$ отвечает бифуркационная диаграмма 4, интервалу (d_4, d_5) — диаграмма 2, а интервалам $(d_0, d_1), (d_3, d_4)$ — диаграмма 1 из представленных на рис. 2. Для других участков границы области устойчивости состояний равновесия P_2 и P_3 указать соответствующую диаграмму оказалось затруднительно в связи со сложностью разделения на ЭВМ циклов, родившихся в результате бифуркации Андронова—Хопфа на данной границе, и циклов, появившихся ранее при бифуркациях на других границах.

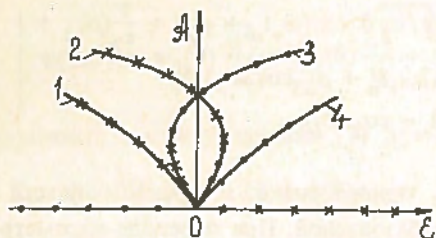
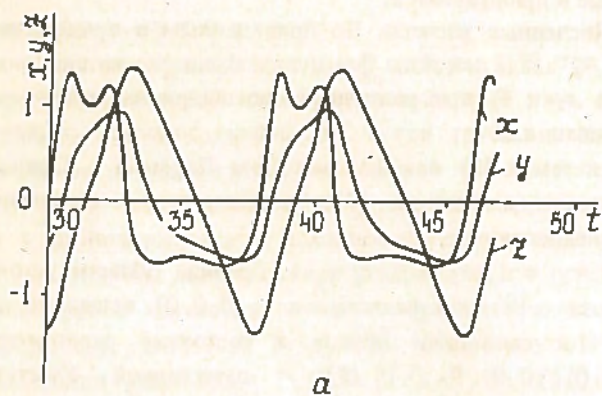


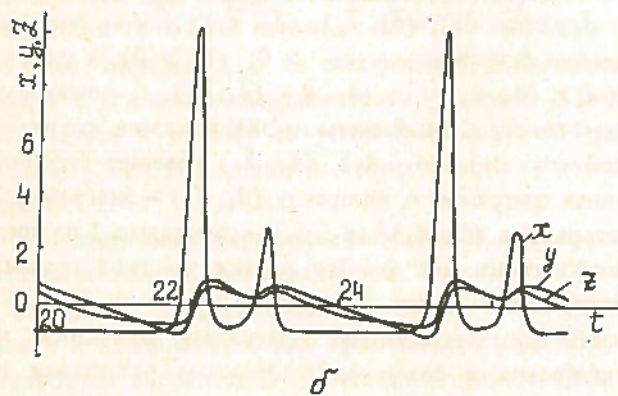
Рис. 2. Бифуркационные диаграммы в малой окрестности точки $\epsilon = 0$: 2, 4 — $\epsilon \epsilon_2 > 0$; 1, 3 — $\epsilon \epsilon_2 < 0$

2. $\tau_1 = 0, \tau_2 = 1, c = -1$. Участки $(d_1, d_2), (d_3, d_4), \dots$ границы области устойчивости состояния равновесия $P_1(0, 0, 0)$ и участки $(0, \bar{d}_1), (\bar{d}_2, \bar{d}_3), \dots$ границы области устойчивости состояний равновесия $P_2(0, 0, \xi)$ и $P_3(0, 0, -\xi)$ будут безопасными в отличие от опасных участков $(0, d_1), (d_2, d_3), (d_4, d_5), \dots$ и $(\bar{d}_1, \bar{d}_2), (\bar{d}_3, \bar{d}_4), \dots$ (см. рис. 1,б). Бифуркационные диаграммы изображены на рис. 2: кривая 4 соответствует интервалам $(0, \bar{d}_1), (d_3, d_4)$; кривая 1 — интервалу $(0, d_1)$; кривая 3 — интервалам $(d_2, d_3), (d_4, d_5), (\bar{d}_1, \bar{d}_2)$. На участке границы (d_1, d_2) существует точка, выше которой имеет место бифуркационная диаграмма 2, а ниже — диаграмма 4.

3. $\tau_1 = 0,3, \tau_2 = 0,5, c = -1$. Регулярная граница области устойчивости состояния равновесия $P_1(0, 0, 0)$ (см. рис. 1,в) имеет опасный характер и ей отвечает бифуркационная диаграмма 1 (см. рис. 2). Граница



а



б

Рис. 3. Вид автоколебаний: а — $a = 0,6; b = 0,4; c = -1; \tau_1 = 1; \tau_2 = 0$; б — $a = -21,5; b = -14,1; c = -1; \tau_1 = 0; \tau_2 = 1$

области устойчивости состояний равновесия $P_2(0, 0, \xi)$ и $P_3(0, 0, -\xi)$, напротив, будет безопасной. Соответствующая бифуркационная диаграмма — кривая 4 на рис. 2.

При изменении запаздываний характер границы области устойчивости может существенным образом меняться. Общая тенденция состоит в сокращении размеров "безопасных" участков границы и увеличении размеров "опасных" участков с ростом запаздываний.

В заключение отметим, что период и амплитуда автоколебаний (если таковые возникли при переходе в пространстве параметров границы области устойчивости) растут с увеличением глубины проникновения параметров в область неустойчивости, а форма колебаний становится "пиковой" (рис. 3).

Выводы. Проведенное исследование позволяет сделать ряд утверждений относительно влияния параметров системы (1) на ее динамику.

1. Запаздывания τ_1 и τ_2 оказывают дестабилизирующее влияние на систему, приводя к существенному сокращению областей устойчивости состояний равновесия $P_1(0, 0, 0), P_2(0, 0, \xi), P_3(0, 0, -\xi)$ (в отсутствие запаздываний область устойчивости состояния равновесия P_1 — третий квадрант плоскости a, b , состояний равновесия P_2, P_3 — второй квадрант (см. [1])). В то же время наличие одного запаздывания $\tau_1 \neq 0$ при $\tau_2 = 0$ вызывает появление дополнительных областей устойчивости в полуплоскости $a > 0$.

2. Запаздывания τ_1, τ_2 делают систему (1) автоколебательной (в отсутствие запаздываний система не имеет изолированных замкнутых фазовых траекторий (см. [1])).

3. При фиксированных запаздываниях динамика системы определяется параметрами a и b : для значений a, b , принадлежащих одной из областей устойчивости (см. рис. 1), и достаточно малых начальных возмущений решения стремятся к какому-либо из устойчивых состояний равновесия (к P_1 при $b < 0$ и к P_2 или P_3 при $b > 0$), в противном случае в системе устанавливаются автоколебания или происходит уход решения в бесконечность.

Приложение 1. Формулы, необходимые для вычисления величин ϵ_2 и σ_1 для системы (1). Выражения для векторов $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ с компонентами $(\gamma_{11}, \gamma_{21}, \gamma_{31}), (\gamma_{12}, \gamma_{22}, \gamma_{32}), (\gamma_{13}, \gamma_{23}, \gamma_{33})$ соответственно имеют вид:

$$\begin{aligned} \gamma_{11} = \gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma_{22} = \gamma_{32} = 0; \\ \gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma_{23} = \gamma_{33} = 0,25. \end{aligned}$$

Для нахождения компонент векторов $\rho_1(\rho_{11}, \rho_{21}, \rho_{31}), \rho_2(\rho_{12}, \rho_{22}, \rho_{32}), \rho_3(\rho_{13}, \rho_{23}, \rho_{33})$ необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений

$$-\rho_{13}\{2\omega_* + \frac{b_*}{2\omega_*} \cos 2\omega_* \tau_2\} - \rho_{23}a_*\{\sin 2\omega_* \tau_1 + \dots\} (1)$$

$$\begin{aligned}
 & + 2\omega_* \cos 2\omega_* \tau_1 \} - \rho_{33} \{ b_* \sin 2\omega_* \tau_2 - \\
 & - 2a_* \omega_* \cos 2\omega_* \tau_1 \} = \frac{b_*}{8\omega_*} \cos 2\omega_* \tau_2 + \gamma_{12}; \\
 & \rho_{13} \left\{ \frac{b_*}{2\omega_*} \sin 2\omega_* \tau_2 \right\} + \rho_{23} a_* \{ -\cos 2\omega_* \tau_1 + \\
 & + 2\omega_* \sin 2\omega_* \tau_1 \} - \rho_{33} \{ 4\omega_*^2 + 2a_* \omega_* \sin 2\omega_* \tau_1 + \\
 & + b_* \cos 2\omega_* \tau_1 \} = -\frac{b_*}{8\omega_*} \sin 2\omega_* \tau_2 + \gamma_{13}; \\
 & -\rho_{13} + \rho_{23} \{ 1 + 4\omega_*^2 \} - \rho_{33} 4\omega_*^2 = 0,25
 \end{aligned} \quad (1)$$

и воспользоваться формулами

$$\begin{aligned}
 \rho_{12} &= -2\omega_* \rho_{33}; \rho_{22} = 2\omega_* (\rho_{23} - \rho_{33}); \\
 \rho_{32} &= \frac{1}{2\omega_*} (0,25 + \rho_{13}); \\
 \rho_{11} &= -0,25; \rho_{21} = 0; \rho_{31} = \gamma_{11}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

Компоненты векторов $f_1(\epsilon_2, \sigma_2) = (f_{11}(\epsilon_2, \sigma_2), f_{21}(\epsilon_2, \sigma_2), f_{31}(\epsilon_2, \sigma_2))$ и $f_2(\epsilon_2, \sigma_2) = (f_{12}(\epsilon_2, \sigma_2), f_{22}(\epsilon_2, \sigma_2), f_{32}(\epsilon_2, \sigma_2))$ даются выражениями

$$\begin{aligned}
 f_{11}(\epsilon_2, \sigma_2) &= -a_* \tau_1 \sigma_2 \delta_1 \omega_* \cos(\varphi_1 - \omega_* \tau_1) + \\
 & b_* \tau_2 \sigma_2 \delta_2 \omega_* \sin \omega_* \tau_2 + (-\epsilon_2 \delta_2 + \frac{3}{4} c \delta_2^3 + \\
 & + \sigma_2 b_* \delta_2) \cos \omega_* \tau_2 - \sigma_2 a_* \delta_1 \sin(\varphi_1 - \omega_* \tau_1); \\
 f_{21}(\epsilon_2, \sigma_2) &= \frac{1}{2} \rho_{12} + \sigma_2 \delta_1 \sin \varphi_1; f_{31}(\epsilon_2, \sigma_2) = \frac{1}{2} \rho_{12}; \\
 f_{12}(\epsilon_2, \sigma_2) &= -a_* \tau_1 \sigma_2 \delta_1 \omega_* \sin(\varphi_1 - \omega_* \tau_1) + \\
 & + b_* \tau_2 \sigma_2 \delta_2 \omega_* \cos \omega_* \tau_2 - (-\epsilon_2 \delta_2 + \frac{3}{4} c \delta_2^3 + \\
 & + \sigma_2 b_* \delta_2) \sin \omega_* \tau_2 + \sigma_2 a_* \delta_1 \cos(\varphi_1 - \omega_* \tau_1); \\
 f_{22}(\epsilon_2, \sigma_2) &= \rho_{11} + \frac{1}{2} \rho_{13} + \frac{1}{8} - \sigma_2 \delta_1 \cos \varphi_1 + \sigma_2; \\
 f_{32}(\epsilon_2, \sigma_2) &= \rho_{11} + \frac{1}{2} \rho_{13} + \frac{1}{8} + \sigma_2.
 \end{aligned} \quad (3)$$

Систему (28) линейных уравнений относительно величин ϵ_2, σ_2 можно записать через компоненты векторов f_1, f_2, f_3 :

$$\begin{aligned}
 f_{12} + \alpha_2 f_{22} + \beta_2 f_{21} + \alpha_3 f_{32} + \beta_3 f_{31} &= 0; \\
 -f_{11} + \beta_2 f_{22} - \alpha_2 f_{21} + \beta_3 f_{32} - \alpha_3 f_{31} &= 0,
 \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned}
 \alpha_2 &= \frac{a_*}{1 + \omega_*^2} (\cos \omega_* \tau_1 - \omega_* \sin \omega_* \tau_1); \alpha_3 = -\frac{b_*}{\omega_*} \sin \omega_* \tau_2; \\
 \beta_2 &= -\frac{a_*}{1 + \omega_*^2} (\sin \omega_* \tau_1 + \omega_* \cos \omega_* \tau_1); \beta_3 = -\frac{b_*}{\omega_*} \cos \omega_* \tau_2.
 \end{aligned}$$

Приложение 2. Формулы, необходимые для вычисления величин $\bar{\epsilon}_2, \bar{\sigma}_2$ для системы (30). Векторы $\bar{\gamma}_1 (\bar{\gamma}_{11}, \bar{\gamma}_{21}, \bar{\gamma}_{31}), \bar{\gamma}_2 (\bar{\gamma}_{12}, \bar{\gamma}_{22}, \bar{\gamma}_{32}), \bar{\gamma}_3 (\bar{\gamma}_{13}, \bar{\gamma}_{23}, \bar{\gamma}_{33})$ определяются формулами

$$\bar{\gamma}_{11} = -s \frac{3}{2} \sqrt{-cb_*} \delta_2^2; \bar{\gamma}_{12} = s \frac{3}{2} \sqrt{-cb_*} \delta_2^2 \sin 2\omega_* \tau_2;$$

$$\bar{\gamma}_{13} = s \frac{3}{2} \sqrt{-cb_*} \delta_2^2 \cos 2\omega_* \tau_2; \bar{\gamma}_{22} = \bar{\gamma}_{32} = 0;$$

$$\bar{\gamma}_{21} = \bar{\gamma}_{31} = \bar{\gamma}_{23} = \bar{\gamma}_{33} = 0,25,$$

где $s = 1$ для состояния равновесия $P_2(0, 0, \xi)$, и $s = -1$ для состояния равновесия $P_3(0, 0, -\xi)$. Компоненты векторов $\bar{\rho}_j (\bar{\rho}_{1j}, \bar{\rho}_{2j}, \bar{\rho}_{3j}), j = 1, 2, 3$ и $\bar{f}_k(\epsilon_2, \sigma_2) = (\bar{f}_{1k}(\epsilon_2, \sigma_2), \bar{f}_{2k}(\epsilon_2, \sigma_2), \bar{f}_{3k}(\epsilon_2, \sigma_2)), k = 1, 2$ можно найти, заменив в (1) — (3) b_* на $-2b_*$, γ_{ij} на $\bar{\gamma}_{ij}$, ρ_{ij} на $\bar{\rho}_{ij}$ и воспользовавшись формулами

$$\bar{f}_{11}(\epsilon_2, \delta_2) = f_{11}(2\epsilon_2, \sigma_2) - 3\rho_{32} \sqrt{-cb_*} \delta_2 \sin \omega_* \tau_2 -$$

$$-6\sqrt{-cb_*} \delta_2 (\rho_{31} - \frac{1}{2} \rho_{33}) \cos \omega_* \tau_2;$$

$$\bar{f}_{12}(\epsilon_2, \sigma_2) = f_{12}(2\epsilon_2, \sigma_2) - 3\rho_{32} \sqrt{-cb_*} \delta_2 \cos \omega_* \tau_2 +$$

$$+6\sqrt{-cb_*} \delta_2 (\rho_{31} - \frac{1}{2} \rho_{33}) \sin \omega_* \tau_2;$$

$$\bar{f}_{2k}(\epsilon_2, \sigma_2) = f_{2k}(2\epsilon_2, \sigma_2); f_{3k}(\epsilon_2, \sigma_2) = f_{3k}(2\epsilon_2, \sigma_2).$$

Заменив в (4) f_{ij} на \bar{f}_{ij} , получаем систему уравнений относительно $\bar{\epsilon}_2, \bar{\sigma}_2$.

Автор выражает благодарность Э.М. Солнечному за ценные советы и замечания.

Список литературы

1. Баженов М.В. Качественное исследование упрощенной модели динамики реактора с нелинейным регулятором // Прикладные проблемы теории колебаний: Межвуз. сб./Горьк. ун-т, 1990. С. 79 — 89.
2. Горяченко В.Д., Золотарев С.Л., Колчин В.А. Исследование динамики ядерных реакторов качественными методами. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Гноенский Л.С., Каменский Г.А., Эльсгольц Л.З. Математические основы теории управляемых систем. М.: Наука, 1969.
4. Хэссард Б., Казаринов Н., Вэн И. Теория и приложения бифуркации рождения цикла: Пер. с англ. М.: Мир, 1985.
5. Шиманов С.Н. Об устойчивости в критическом случае одного нулевого корня для систем с последствием // ПММ, 1960. Т. 24, № 3. С. 447 — 457.
6. Колесов Ю.С., Швитра Д.И. Автоколебания в системах с запаздыванием. Вильнюс: Мокслас, 1979.
7. Хайрер Э., Нерсетт С., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи: Пер. с англ. М.: Мир, 1990.

Статья поступила в редакцию
5 октября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 29 — 35.

ОПТИМАЛЬНЫЙ РЕГУЛЯТОР ПЕРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ВЫРАВНИВАНИЯ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЙ В РБМК

Я.В. Шевелев

Показывается, что восстановление оптимального энергораспределения в РБМК, нарушенного малыми возмущениями, может осуществить многоканальный регулятор. При достаточно больших возмущениях должна быть изменена структура регулятора.

OPTIMAL CONTROLLER OF VARIABLE STRUCTURE TO BALANCE HEAT RELEASE IN RBMK TYPE REACTOR. Ya.V. SHEVELEV. It is demonstrated that optimal power distribution in a RBMK type reactor disturbed by small perturbations can be recovered with the help of a multy-channel controller. For the case of relatively large disturbances the controller structure has to be changed.

В настоящее время*) сложилось два направления в управлении полем тепловыделения РБМК. Первое направление ставит основной целью стабилизировать неустойчивое поле автоматическими регуляторами, базирующимися на традиционной аналоговой технике. При этом рассматриваются как схемы локальных автоматических регуляторов [1 — 5], в которых каждый стержень (или группа синхронно движущихся стержней) управляется своими детекторами, так и более общие схемы (например, регуляторы гармоник) [6 — 8]. Предполагается, что в стабилизированном реакторе с временем неустойчивости более часа оператор без труда выровняет поле, руководствуясь интуицией. Второе направление связывает выравнивание поля с советами, которые может вырабатывать станционная цифровая ЭВМ [9 — 13]. Так как она может решать задачи быстрее оператора, то необходимость в предварительной стабилизации поля отпадает. Реализация советов может идти через оператора, если надежность ЭВМ недостаточна, или напрямую, через цифроаналоговые преобразователи, если ЭВМ очень надежна.

Объединение указанных направлений целесообразно, если ЭВМ может решать задачу выравнивания не только быстрее, но и лучше оператора, однако ЭВМ остаются недостаточно надежными. Таким образом, объединение этих направлений требует, прежде всего, совершенствования оптимизационных программ по двум параметрам: качеству и скорости оптимизации. Но объединение требует также совершенствования регуляторов.

В проекте системы регулирования РБМК-1500 сделан важный шаг к объединению регулирования и машинной оптимизации: оптимизирующая программа дает команды на перемещение не подчиненных регулятору стержней и на изменение уставок у регулятора. Однако принцип регулирования при этом оставлен прежним (зонным или иначе локальным), что не в полной мере реализует выгоды от объединения. Раз навсегда "забитые" законы регулирования будут неизбежно

входить в противоречие с требованиями оптимальности в меняющихся условиях работы реактора. Хорошая оптимизация неизбежно будет упираться в ограничения, установленные схемой регулирования, будет требовать перестройки этой схемы. Таким образом, хорошо сочетаться с хорошими оптимизационными программами могут не всякие регуляторы, а лишь такие, структура которых может легко перестраиваться при меняющихся условиях работы. Перестраивать структуру нужно быстро, по командам цифровой ЭВМ.

Ниже будет показано, что точное решение оптимизационной задачи естественным образом приводит к схеме многоканального регулятора. Эта схема рассчитывается ЭВМ и остается неизменной, пока в реактор не придут достаточно сильные возмущения. Тогда ЭВМ быстро рассчитывает новую схему (структуру) регулятора. Таким образом, объединение двух направлений — естественный результат развития методов оптимизации и совершенствования схем регулирования.

Оптимизация поля тепловыделений при работающих локальных автоматических регуляторах (ЛАР). Для того чтобы советы ЭВМ по перемещению стержней не входили в противоречие с системой ЛАР, необходимо пополнить набор ограничений оптимизационной задачи. Наряду с такими естественными ограничениями, как невыход перемещаемых стержней за пределы рабочего диапазона (за "концевики"), сохранение реактивности на неизменном (нулевом) уровне, нужно ввести дополнительные ограничения на перемещения стержней ЛАР. Нежелательно выводить эти стержни за пределы области, где их эффективность приблизительно постоянна [14]. Во всяком случае, их нельзя выводить на концевики. Поэтому концевики стержней ЛАР должны быть как бы передвинуты внутрь активной зоны. Кроме того, к уставке каждого ЛАР должен быть добавлен тот сигнал рассогласования, который мог бы появиться при прежней уставке после осуществления планируемого перемещения всех стержней. Иначе ЛАР начнет работать и в итоге перемещения стержней ЛАР не будут соответствовать запланированным (стержни могут даже выйти из рабочего диапазона). Дополнительные ограни-

*) Работа выполнена в 1980 г.

чения, поскольку число их не выходит за пределы одного-двух десятков, т.е. мало по сравнению с числом "естественных" ограничений, измеряемых сотнями [11], практически не скажутся на длительности решения оптимизационной задачи. Однако они ухудшают результат оптимизации. Если, например, оптимизируется вероятность повреждения топливных сборок, то ограничения увеличат наименьшее достижимое значение этой вероятности, т.е. ЛАР будет вредить хорошей оптимизации.

Что получится, если в оптимизирующей программе не будет ограничений на перемещение стержней ЛАР? В оптимальном плане большая часть стержней выводится на концевики [11]. Та же участь постигнет большую часть стержней ЛАР: программа так изменит уставки, что в работе останется лишь около трети стержней.

Конечно, если интервалы между оптимизациями меньше периода разгона неустойчивой гармоникой в отсутствие ЛАР, то большой беды не будет: программа оптимизации возьмет функции ЛАР на себя, точнее, она будет заменять выведенные из работы стержни ЛАР другими стержнями, т.е. будет менять структуру регулятора. Но оптимизационная программа реализуется на мало надежной ЭВМ. Поэтому будет лучше, если в промежутках между ее указаниями будет работать надежный регулятор. Но это должен быть перестраиваемый регулятор с заданным заранее набором стержней.

Структура и пересчет оптимального плана. Практически едва ли возможно и необходимо решать оптимизационную задачу об управлении полем нейтронов РБМК в промежутках между перегрузками топлива как нелинейную. Чрезвычайно резкая, близкая к пороговой зависимость вероятности повреждения топливной сборки от ее мощности позволяет свести оптимизационную задачу к линейной. На деталях здесь неуместно останавливаться, достаточно сказать, что потеря точности при этом невелика, а выигрыш в объеме вычислений огромен.

В дальнейшем изложении подразумевается, что объектами контроля являются рабочие каналы, а не их части, т.е. рассматривается двумерная модель реактора; и только контроль аксиальных перекосов в четвертях реактора наводит о реальной трехмерности поля тепловыделений. Переход к оптимизации трехмерного поля, где объектами контроля являются участки каналов, мало что меняет в регуляторе и оптимизационной программе, замедляя ее работу всего в два-три раза. Однако наряду с перегрузками к пересчету малого числа коэффициентов линейной модели побуждают в этом случае и сильные перемещения регулирующего стержня, если рядом с ним находится потенциально опасный участок канала [11].

Решением линейной оптимизационной задачи является один из возможных "опорных" планов [15]. В опорном плане m управляемых переменных не нахо-

дятся на границах разрешенной для них области и m условий типа $\leq, \geq, =$ являются строгими равенствами. Таким образом, для этих управляемых переменных, называемых базисными, имеется система линейных уравнений. Правые части этой системы, а значит и результаты ее решения, определяются условиями задачи. При небольшом изменении условий опорный план сохраняет структуру, но изменения правых частей ведут к изменению оптимальных значений базисных управляемых переменных. При сильном изменении условий оптимальным становится другой ("соседний") опорный план. При этом меняется состав уравнений и, быть может, их число m , т.е. меняется структура оптимального плана.

Структура оптимального плана для РБМК. В данной задаче оптимизации удобно считать управляемыми переменными положения стержней. Те из них, которые в оптимальном плане не вышли на концевики, т.е. остались "подвижными", и являются базисными переменными. Что касается m равенств, то в их число, прежде всего, входят соотношения между мощностями самых опасных каналов. В простейшей версии линейной оптимизационной задачи, когда все каналы тождественны по своим свойствам, условием оптимальности оказывается одинаковость мощностей опасных каналов, что дает $(m' - 1)$ равенств при m' опасных каналах. У прочих каналов мощности меньше, чем у опасных. В более сложной версии в оптимуме уравниваются не мощности, а вероятности повреждения или какие-либо функции от этих вероятностей. В еще более точной постановке задачи вероятности должны находиться в заданном отношении, или некоторые функции от вероятностей, линейно связанные с мощностями каналов, должны различаться на заданные константы при заданном значении мощности реактора.

Для простоты (главным образом для определенности) изложения в дальнейшем будем считать, что вектор P' , составленный из вероятностей повреждения опасных каналов, должен иметь вид $P' = \lambda J'$, где J' — вектор с единичными компонентами (m' компонент), λ — неопределенное число.

Кроме $(m' - 1)$ равенств, выражаемых этой формулой, имеется одно естественное равенство $R = R_{opt}$, где R — реактивность, а R_{opt} — заданное ее (оптимальное) значение (обычно нулевое для стационарного режима работы). Далее могут вестись равенства, связанные с дополнительными ограничениями. Каждое дополнительное ограничение может дать свое равенство. Например, таким равенством может быть требование, чтобы суммарный ток камер локального регулятора имел заданное значение. Если требуется, чтобы различие между мощностями половин (или четвертей — это зависит от технологической схемы контура охлаждения) реактора не превышало допустимого значения ΔQ , то в одном опорном плане это различие будет строго ΔQ , в

другом — строго $-\Delta Q$, в третьем будет частью от $\pm \Delta Q$.

Если ограничение типа \gg, \ll становится в опорном плане строгим равенством, оно называется действующим в данном опорном плане. Ограничение типа равенства — всегда действующее. Действующими или недействующими могут оказаться не только ограничения на соотношении мощностей половин (четвертей) реактора, но и ограничения по высотному перекоосу поля тепловыделений, усредненному по всему сечению реактора (одно ограничение) или по четвертям реактора (3 ограничения)*).

Итак, Δm дополнительных действующих ограничений вместе с ранее написанными дадут ($m = m' + \Delta m$) равенств, из которых находятся положения m подвижных стержней. В линейную оптимизационную задачу непосредственно входят не положения, а реактивности, связанные с подъемом стержней от нижнего до заданного положения; они образуют вектор g размерности m . Положения стержней вычисляются через реактивности в соответствии с имеющейся информацией о профиле нейтронного поля.

Пересчет оптимального плана для РБМК. Приходящие в реактор возмущения требуют изменения решения оптимизационной задачи. Если структура оптимального плана сохраняется (возмущения малы), то достаточно восстановить нарушенные равенства, т.е. заново решить систему из m линейных уравнений. Так как при решении оптимизационной задачи по мере отыскания оптимального опорного плана формируются также прямая и обратная матрицы этой системы уравнений, то для отыскания изменения вектора g_{opt} достаточно умножить известную матрицу — назовем ее G — на известный вектор P , что требует порядка 0,05 с работы такой ЭВМ, как БЭСМ-6 [11] (обычно в РБМК число не вышедших на концевики стержней менее сотни, $m < 50$).

Если возмущения велики, требуется найти среди "соседних" опорных планов новый оптимальный, на что тратится 1 с работы БЭСМ-6 [11]. При очень больших возмущениях оптимальная точка может перескочить не в соседнюю вершину многогранника ограничений, а уйти дальше — за 2 — 3 ребра; на ее поиск уйдет 2 — 3 с. Признаком того, что структуру оптимального плана нужно менять, служит превращение одного из ранее правильных неравенств в неправильное неравенство. Например, в результате решения системы уравнений оказалось, что подвижный стержень перешел за свой концевик, что недопустимо. Значит, список подвижных стержней надо изменить. Или один из

каналов, считавшихся неопасными, теперь имеет более высокую вероятность повреждения, чем опасные каналы. Значит, список опасных каналов надо скорректировать*). Наконец, перекоос (высотный или азимутальный), ранее державшийся строго внутри допустимых границ, мог выйти из разрешенной области. Это также требует корректировки опорного плана.

Если нарушилось одно ограничение, новый оптимальный план будет соседним опорным планом; нарушение сразу нескольких неравенств (что маловероятно) переведет точку оптимума по нескольким ребрам многогранника ограничений в новую отдаленную вершину. Движение по одному ребру к оптимальной точке — это один шаг двойственного симплекс-метода [15].

Вектор P , через который определяются при известной структуре плана оптимальные положения подвижных стержней:

$$g_{opt} - g = GP, \quad (1)$$

является композицией из вектора P' , из требуемого изменения реактивности ($R_{opt} - R$) и из требуемых изменений величин, на которые наложены дополнительные действующие ограничения, оказавшиеся нарушенными. Если какое-то дополнительное ограничение из числа действующих не нарушено пришедшим возмущением, соответствующий компонент P равен нулю; для не действующих дополнительных ограничений компоненты в векторе P не предусмотрены, как не предусмотрены они и для каналов, оставшихся вне списка опасных каналов.

Регулирование: предварительные замечания. В результате умножения матрицы G на вектор P с $(m + 1)$ компонентом получается вектор $g_{opt} - g$ с m компонентами. В оптимальном плане все эти m компонент равны нулю. Приходящие малые возмущения приводят к появлению ненулевых компонент вектора GP . Перемещение m стержней, предписываемое формулой (1), возвращает все компоненты вектора GP к нулю.

Если назвать GP вектором разбаланса (или лучше вектором небаланса), то легко усмотреть аналогию между описываемым процессом приспособления оптимизируемой системы к приходящим возмущениям и работой многоканального (m -канального) регулятора. В m -канальном регуляторе воздействием на m управляемых параметров добиваются обращения в нуль m компонент вектора небаланса. Обычно вектор небаланса получают аппаратным вычитанием двух m -компонентных векторов: заданного (материализованного в "уставках") и измеряемого. В данном случае заданными являются лишь $\Delta m + 1$ величин, тогда как

*) Изменение высотного перекооса можно считать пропорциональным смещению взвешенной суммы координат концов стержней, так что задача остается линейной, но при больших перемещениях стержней их веса подлежат пересчету.

*) В трехмерной модели с разбивкой реактора на слои по высоте список состоит из частей каналов. Опасная точка может перейти в соседний слой.

на остальные m' величин наложено $(m' - 1)$ связей (в рассматриваемой версии оптимизационной задачи эти связи — требования равенства m' величин). Однако если трактовать GP как "измеренный" вектор и считать вектор уставок нулевым вектором, то GP оказывается и измеряемым вектором и вектором небаланса. Мало того, этот же вектор можно рассматривать и как вектор, пропорциональный вектору сигналов на перемещение регулирующих органов, т.е. мы имеем здесь дело с простейшим законом регулирования. В многоканальном регуляторе общего вида вектор небаланса перерабатывается в вектор сигналов на перемещения с помощью матрицы управления, построенной в соответствии с требуемым законом регулирования.

В пропорциональном регуляторе можно положить $dr/dt = KGP$, где K — "коэффициент усиления" с размерностью c^{-1} . В релейном регуляторе имеем

$$\frac{dr_j}{dt} = \begin{cases} v & \text{при } d_j > d^{\text{порог}}, \\ 0 & \text{при } -d^{\text{порог}} < -d_j < d^{\text{порог}}, \\ -v & \text{при } d_j < -d^{\text{порог}}, \end{cases}$$

где d_j — компонента j у вектора небаланса, r_j — компонента j у вектора реактивностей стержней, $d^{\text{порог}}$ — порог регулятора (в единицах реактивности), v — скорость регулятора (в единицах реактивности за единицу времени).

Для того чтобы регулятор работал, необходимо оперативно формировать вектор небаланса GP . Матрицу G дает цифровая ЭВМ, рассчитывающая оптимальный опорный план, а вектор P должна формировать система контроля. Матрица G и набор компонентов вектора P определяют структуру регулятора. Эта структура должна быстро перестраиваться по командам ЭВМ как только возникает необходимость перейти к новому опорному плану. Таким образом, для оптимального управления полем тепловыделений РБМК нужен многоканальный регулятор переменной структуры, управляемой ЭВМ.

Устойчивость: время выработки сигнала к перемещению стержней. Неустойчивый объект с релейным регулятором, строго говоря, остается неустойчивым. В подобных случаях следует ставить вопрос о практической устойчивости. Если колебания достаточно малы и регулятор не настолько часто включается, чтобы выйти из строя от большого числа включений, то объект с регулятором практически устойчив. Для практической устойчивости по меньшей мере необходимо, чтобы регулятор не проскакивал зону нечувствительности, чтобы он своевременно выключался. Для этого выработка сигнала небаланса должна производиться достаточно быстро, чтобы этот сигнал отражал не слишком сильно устаревшую ситуацию. В частности, для выработки сигнала небаланса следует помножить матрицу G на вектор P . Это умножение может выполняться

как цифровой, так и аналоговой техникой. Для устойчивости регулирования требуется достаточно малое время выполнения этой операции — менее $2d^{\text{порог}}/v$, т.е. меньше времени прохождения регулятором зоны нечувствительности. Как уже говорилось, БЭСМ-6 выполняет эту операцию за 0,05 с. Время движения регулятора через зону нечувствительности в локальных автоматических регуляторах РБМК во много раз больше, так что ЭВМ в принципе способна вовремя выключать регулятор, не давая ему проскакать зону нечувствительности.

Устойчивость: расположение опасных каналов и подвижных стержней. Показано [16 — 19], что многоканальный регулятор радиально-азимутального поля нейтронов плохо стабилизирует реактор, если какой-либо из регулирующих стержней находится на малом расстоянии от канала, в котором надлежит поддерживать постоянный уровень мощности. Этому дается следующее объяснение [17]: большие изменения нейтронного поля на таком канале, вызванные большим изменением поля в реакторе, компенсируются очень малым перемещением близлежащего стержня. Возмущение, вносимое стержнем в распределение нейтронов, имеет логарифмическую особенность на малых расстояниях, и достаточно малого перемещения стержня, чтобы сильно изменить поле вблизи него и восстановить показание детектора. В итоге стержень как бы выключается из работы, перестает реагировать на изменения, происходящие вдали от него. Параметром, определяющим силу этого эффекта "выключения" в регуляторе с малым числом стержней, можно считать отношение минимального расстояния стержня от детектора к радиусу активной зоны. Чем меньше этот параметр, тем менее эффективен регулятор.

Однако при большом числе подвижных стержней и контролируемых каналов ситуация меняется. Возмущение в поле нейтронов приводит к появлению небаланса одновременно на многих опасных каналах. Если вблизи опасного канала есть подвижный стержень, он по-прежнему ликвидирует небаланс малым перемещением. Но для ликвидации небалансов на других каналах должны переместиться другие стержни — если только не оказалось так, что все опасные каналы сосредоточены в малой области реактора. При достаточно равномерном распределении опасных каналов возмущение будет вызывать малые перемещения большого числа стержней. Поэтому эффект выключения регулятора многократно ослабляется. Можно думать, что параметром, определяющим этот эффект, будет отношение минимального расстояния подвижных стержней от опасного канала не к радиусу реактора, а к среднему расстоянию между опасными каналами при условии, что эти каналы не собрались в малой части реактора.

Собирание опасных каналов в малой части реактора

в принципе возможно. Многоканальный регулятор при этом не сможет стабилизировать реактор. Однако неустойчивость такого рода так же неопасна, как неустойчивость, органически присущая релейному регулятору на неустойчивом объекте. С практической точки зрения реактор с регулятором будет устойчив, если подвижных стержней достаточно много [11]. Малый перекося поля нейтронов, не погашенный системой регулирования, приведет к появлению новых опасных каналов вдали от их скопления. Регулятор перестроит свою структуру и будет устойчиво регулировать новое распределение, которое останется оптимальным до прихода сильных возмущений.

Устойчивость: закон регулирования ЛАР. Неудачное взаимное расположение контролируемых каналов и подвижных стержней вызывает сравнительно медленную неустойчивость при условии наилучшего выбора закона регулирования. Неудачный выбор закона регулирования может привести к короткопериодной неустойчивости при любом — хорошем и плохом расположении контролируемых каналов и подвижных стержней. Однако при малом числе контролируемых каналов легко построить хороший закон регулирования. В частности, устойчивость обеспечивается простейшим законом, согласно которому каждый стержень приводится в движение небалансом на "своем", ближайшем к нему канале. Это известный принцип локального регулирования.

Пусть $y - y_{opt}$ — вектор небалансов, т.е. отклонений контролируемых величин от заданных значений; A — матрица коэффициентов влияния реактивности стержней на контролируемые величины y , так что $dy = A dr$. Задача регулятора состоит в отыскании и реализации такого изменения вектора реактивности dr , который обратит небаланс в нуль, т.е. даст $dy = -(y - y_{opt})$. Если число контролируемых величин равно числу стержней, то A — квадратная матрица, и решением системы двух написанных уравнений будет $r_{opt} - r \equiv dr = -A^{-1}(y - y_{opt})$.

Локальное регулирование по сути есть попытка обратить матрицу A итерациями. Если компоненты y и r занумерованы в соответствии с распределением контролируемых величин между стержнями (номер стержня равен номеру отнесенной к нему контролируемой величины), то сигналы на перемещение формируются (при пропорциональном регулировании) по закону

$$\dot{r} = -K(y - y_{opt}),$$

где K — число (коэффициент усиления). Движение системы описывается уравнением $\dot{y} = -K(y - y_{opt})$.

Рассмотрим итерационный процесс $q^{(n+1)} = (E_m - \omega A)q^{(n)}$; $\Delta r^{(n+1)} = \Delta r^{(n)} - \omega q^{(n)}$; $q^{(0)} = y - y_{opt}$; $\Delta r^{(0)} = 0$, где E_m — единичная матрица.

Если все собственные значения матрицы A имеют

положительные действительные части, то при достаточно малом положительном итерационном параметре ω итерации сходятся ($q^{(n)} \rightarrow 0$; $\Delta r^{(n)} \rightarrow r_{opt} - r$) и дают решение системы уравнений $A(r_{opt} - r) = -(y - y_{opt})$. Но рассматриваемый итерационный процесс не что иное, как решение системы дифференциальных уравнений для y и r методом Эйлера с шагом по времени $t^{(n+1)} - t^{(n)} = \omega/K$. При этом $q^{(n)} = y^{(n)} - y_{opt}$; $\Delta r^{(n)} = r^{(n)} - r$. Таким образом, ЛАР действительно решает уравнения для r итерационным методом. Метод сходится (регулирование устойчиво на коротком интервале времени), если собственные значения A лежат в правой полуплоскости. Это будет, в частности, когда диагональные элементы A положительны и велики по сравнению с недиагональными, т.е. локальное регулирование устойчиво, когда увеличение реактивности при смещении стержня сильно увеличивает "свой" сигнал и слабо влияет на "чужие" сигналы небаланса.

Заметим, что в рамках принципа ЛАР требования устойчивости закона регулирования — устойчивости по быстрым движениям, темп которых зависит от коэффициента усиления K , — входят в противоречие с требованиями устойчивости по медленным движениям: приближение стержня к контролируемому каналу, повышая устойчивость по быстрым движениям, вредит, как ранее говорилось, устойчивости по медленным движениям.

При большом числе контролируемых каналов и стержней понятие "свой" становится расплывчатым. При этом становится затруднительным построение устойчивого закона регулирования на принципе локального регулирования.

На хорошие свойства матрицы A рассчитывать в этом случае не приходится. В закон регулирования необходимо явно вводить матрицу A^{-1} или хотя бы грубое приближение к этой матрице.

Пусть C — матрица, у которой действительные части собственных значений λ_n положительны, и пусть $B = A^{-1}C$. Закон регулирования $\dot{r} = -KB(y - y_{opt})$ обеспечивает короткопериодную устойчивость, ибо следующее из него уравнение $\dot{y} = -KC(y - y_{opt})$ имеет в качестве решений набор затухающих экспонент вида $\exp(-K\lambda_n t)$. В частности, если C — единичная матрица, то $\lambda_n = 1$.

Устойчивость: закон оптимального регулирования. У оптимального регулятора закон регулирования не может привести к неустойчивости. Пусть H — аналог матрицы A : изменение вектора P связано с изменением r формулой $dP = H dr$. В отличие от A матрица H не квадратная.

Обозначим P_{opt} оптимальное значение P . Если переместить стержни в соответствии с формулой (1), то P изменится так, что станет равно P_{opt} . Это значит, что $H(r_{opt} - r) = P_{opt} - P$, или согласно (1) $HCP = P_{opt} - P$. Поскольку при $P = P_{opt}$ перемещать стержни не нужно, $CP_{opt} = 0$. Поэтому $HC(P - P_{opt}) = -(P - P_{opt})$, из чего следует, что

$$HG = -E_m. \quad (2)$$

При пропорциональном регулировании получим

$$\frac{d}{dt}(P - P_{opt}) = -K(P - P_{opt}).$$

Возмущения затухают как $\exp(-Kt)$. Так же устойчиво будет, с практической точки зрения, и релейное регулирование. Если матрица G определена неточно, равенство (2) не будет справедливо. Вместо него получим $HG = -C$, где C близка к единичной матрице. Пока собственные значения матрицы C остаются в правой полуплоскости, регулирование устойчиво. Только большие ошибки в вычислении G сделают регулирование неустойчивым.

Регулирование: безопасность и точность. Правила ядерной безопасности запрещают одновременное движение большого числа стержней в одном направлении [20]. Если увеличивать зону нечувствительности $d^{порог}$, то будет уменьшаться число одновременно работающих стержней, поскольку мала вероятность множественного появления больших небалансов. Однако при этом будет снижаться точность регулирования. Наиболее вероятны ситуации, когда возник перекос поля тепловыделений, и при этом для восстановления оптимума необходимо переместить много стержней на различные малые расстояния. При большой зоне нечувствительности все стержни останутся на месте. В этих условиях можно было бы заменить малые перемещения большого числа стержней большими перемещениями малого числа стержней. Перекос при этом будет устранен, но появятся микронеровности, что в меньшей степени, но все же понизит качество регулирования, отдалит его от оптимального.

Для того чтобы сочетать высокую точность с безопасностью регулирования, можно, сохраняя зону нечувствительности достаточно узкой, ввести блокировки. Прототипом таких блокировок может служить механизм концентрирования внимания у человека. Когда в мозгу возбуждается несколько центров, от них распространяется торможение, препятствующее возникновению новых активных центров. Тем самым объем внимания всегда остается ограниченным.

Схема блокировок может, например, выглядеть следующим образом. Как только для предельно допустимого числа стержней будет превышен порог сигнала небаланса над зоной нечувствительности с одной из ее сторон и эти стержни начнут движение в одну сторону, так тотчас сигналы на движение прочих стержней в ту же сторону должны быть заблокированы. Остановка одного из стержней снимает блокировку. Остановка стержня происходит при исчезновении сигнала небаланса для этого стержня. Блокировка осуществляется резким смещением границы зоны нечувствительности. Снятие блокировки происходит за счет возврата сме-

щенной границы зоны нечувствительности к исходному положению. Как только в процессе возврата включится столько новых стержней, что число односторонне движущихся стержней окажется предельно допустимым, так граница зоны нечувствительности снова резко смещается, блокируя включение прочих стержней.

Для повышения точности регулирования целесообразно ввести два порога: подготовительный и исполнительный. Подготовительный порог, очень низкий, стабилен, а исполнительный перемещается от подготовительного до бесконечно высокого (блокирующего). При остановке стержня исполнительный порог движется от блокирующего значения к подготовительному, останавливаясь на некотором расстоянии от него. Расстояние зависит от числа сигналов, вышедших за подготовительный порог. Чем больше таких сигналов, тем ближе подходит исполнительный порог к подготовительному. Разумеется, в процессе этого подхода могут включиться в работу новые стержни, и исполнительный порог снова поднимется до блокирующего значения. Такая система двух порогов позволяет отрабатывать отклонение мощности от заданного значения или глобальный перекос очень малыми перемещениями большого числа стержней и оставлять не отработанными небольшие локальные возмущения, требующие малого перемещения одного стержня.

Подготовительный порог можно установить на уровне реактивности порядка 10^{-5} или смещения стержня на 2 – 4 см. Если выше этого порога поднялся сигнал на движение одного стержня, исполнительный порог можно поднять до уровня 10 – 20 см. При 10 – 20 сигналах, поднявшихся над подготовительным порогом, исполнительный порог может вплотную подходить к подготовительному. При этих условиях можно надеяться на то, что к погрешности системы контроля оптимальный регулятор добавит всего лишь около 1%.

Включение каждый раз ограниченного числа стержней с максимальными сигналами небаланса напоминает шаговое регулирование, отличаясь от него тем, что в данном случае точно известно конечное оптимальное состояние. Ограничение числа движущихся стержней не только отвечает требованиям ядерной безопасности, но и облегчает переход к чисто цифровой управляющей машине. Пересчет сигналов небаланса необходимо производить за малую часть времени движения через зону нечувствительности не для всех подвижных стержней, а только для движущихся. На БЭСМ-6 такой пересчет можно делать за время менее 10^{-2} с.

Список литературы

1. Хитчок Д. Устойчивость ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1963.
2. Постников И.С., Сабаев Е.Ф. Косионовская неустойчивость реакторов на тепловых нейтронах и мето-

- ды стабилизации распределения нейтронного потока//Изв. АН БССР. Сер. Физ.-техн. наук. 1967. № 3. С. 46 – 52.
3. Постников И.С., Сабаев Е.Ф. Влияние асимметрии оператора баланса на устойчивость стационарного режима энергетического реактора//Атомная энергия. 1969. Т. 26, вып. 1. С. 56 – 57.
 4. Поталенко П.Т. Синтез системы связанных регуляторов для управления распределением мощности в ядерном реакторе//Атомная энергия. 1969. Т. 7, вып. 3. С. 189 – 193.
 5. Разработка и испытание системы локального автоматического регулирования реактора РБМК-1000//И.Я. Емельянов, А.Н. Алексеев, А.И. Ефанов и др.//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1979. Вып. 1 (5). С. 3 – 16.
 6. Поталенко П.Т. Гармоническое регулирование мощности энергетического реактора//Атомная энергия. 1981. Т. 50, вып. 1. С. 8 – 13.
 7. Алгоритмы регулирования нейтронного поля с применением инверсных моделей//И.Я. Емельянов, Е.Ф. Филиппук, П.Т. Поталенко, В.Г. Дунаев//Атомная энергия. 1979. Т. 48, вып. 1. С. 12 – 16.
 8. Белов Е.М., Шишлов В.И. Сходимость многошаговых процессов регулирования распределения мощности в реакторе//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1972. Вып. 1 (12). С. 25 – 33.
 9. Емельянов И.Я., Назарян В.Г., Постников В.В. Оптимизация энергораспределения в активной зоне реактора//Атомная энергия. 1978. Т. 44, вып. 4. С. 310 – 315.
 10. Емельянов И.Я., Постников В.В., Юркин Г.В. Алгоритм экстремального регулирования энергораспределения в энергетическом реакторе//Атомная энергия. 1979. Т. 47, вып. 1. С. 8 – 12.
 11. Аникин А.А., Шевелев Я.В. Постановка и методы решения на ЭВМ задачи управления полем тепловыделения в реакторах типа РБМК//ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1980. Вып. 3 (12). С. 35 – 47.
 12. Аникин А.А., Горбунов В.П., Шевелев Я.В. Некоторые вопросы оперативного управления полем энерговыделения больших энергетических реакторов//Атомные электрические станции. М.: Энергия, 1988. Вып. 3. С. 130 – 133.
 13. Поталенко П.Т., Дунаев В.Г., Кузнецов Н.А. Оптимизация энергораспределения в энергетических реакторах//Атомная техника за рубежом. 1980. № 2. С. 3 – 9.
 14. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М.: Атомиздат, 1957. С. 229.
 15. Юдин Д.Б., Гольштейн Е.Г. Линейное программирование. М.: Физматгиз, 1963.
 16. Будников В.И., Косолапов С.В., Сабаев Е.Ф. Расчет на ЭЦВМ нейтронного поля в реакторе типа РБМК с зонным регулированием мощности//ВАНТ. Сер. Динамика ядерных энергетических установок. 1977. Вып. 1 (11). С. 36 – 50.
 17. Торлин В.Э. Влияние размещения датчиков на азимутально-радиальную устойчивость реактора//Атомная энергия. 1980. Т. 48, вып. 5. С. 297.
 18. Торлин В.Э. Радиальная устойчивость реактора и автоматический регулятор//Атомная энергия. 1978. Т. 45, вып. 6. С. 457.
 19. Торлин В.Э. О быстродействии регулятора в цилиндрическом реакторе//Атомная энергия. 1980. Т. 49, вып. 5. С. 324.
 20. Правила ядерной безопасности АЭС (ПБЯ-04-74). М.: Атомиздат, 1977.

Статья поступила в редакцию
21 марта 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 36 – 42.

УДК 532.522:536.423

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОЙ ВОДЫ
ЧЕРЕЗ СОПЛА МАЛОГО РАЗМЕРА

В.Е. Виноградов, Г.В. Кусков, Е.Н. Синицын

Приводятся результаты измерения тяговых и расходных характеристик сопел с диаметром в горле 0,8 мм при истечении вскипающей воды в интервале температур от 100 до 335°С. Изучено влияние газонасыщения на распад струй перегретой воды.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF OVERHEATED WATER DISCHARGE THROUGH SMALL-SIZE NOZZLES. V.E. VINOGRADOV, G.V. KUSKOV, E.N. SINITSIN. Measurement results are offered concerning the thrust and discharge properties of nozzles with neck diameter 0,8 mm under discharge of bubbling water within the temperature range 100 – 335°С. Gas-saturation effect on the overheated water jet disintegration is studied.

Построение физических моделей течения теплоносителя в энергонапряженных процессах, связанных с фазовыми переходами, требует информации о механизме начальной стадии фазового перехода. Основу этой информации должны составлять закономерности возникновения центров кипения и роста пузырьков пара в условиях переменной температуры и давления. Существующие представления достаточно надежно описывают кипение в условиях фазового равновесия.

В энергонапряженных процессах и особенно в аварийных ситуациях фазовый переход реализуется из перегретого состояния жидкости. Здесь наиболее изученным и поддающимся теоретическим оценкам оказался предельный случай, когда вероятность появления пузырьков пара определяется термодинамическими флуктуациями и описывается теорией гомогенного зародышеобразования. Гомогенное термофлуктуационное кипение в чистом виде никогда не реализуется. Даже для органических жидкостей в стеклянных капиллярах, где предельные перегревы практически совпадают с теоретическими расчетами, оно происходит на фоне кипения на ослабленных местах [1].

При использовании воды гомогенное термофлуктуационное кипение удается наблюдать только с использованием импульсных методик при быстром переводе жидкости в метастабильное состояние. В этом случае вода перегревается до 305 – 310°С при атмосферном давлении. В области температур ниже 300°С кипение перегретой воды происходит на гетерогенных центрах кипения. Природа этих центров до конца не изучена. В монографии П.А. Павлова [2] приведена одна из возможных и наиболее полных классификаций центров кипения. Плотность готовых центров кипения в перегретой воде оценивается разными авторами в широких пределах от 10^2 до 10^7 см⁻³. Существующие объ-

ективные трудности не позволяют создать строгую модель течения вскипающей жидкости. Поэтому актуальны экспериментальные исследования процессов истечения вскипающей жидкости, которые не только позволяют построить эмпирические закономерности, но и могут послужить основой для разработки теоретических моделей течения теплоносителя в аварийных ситуациях.

Нами изучено истечение перегретой воды из камеры высокого давления в атмосферу через сопла малого размера (диаметр в горле $d_T \sim 0,8$ мм; длина горла $l = 0,8 \div 1,5$ мм; конический вход длиной ~ 5 мм с углом сужения $\sim 90^\circ$; конический выход длиной до 20 мм с углами расширения $\alpha = 5 \div 180^\circ$) при начальных температурах жидкости от 100 до 340°С. Измерялись тяговые и расходные характеристики сопел. Методика опытов описана подробно в работе [3]. Для сопла без расширения ($\alpha = 180^\circ$) проведено фотографирование свободных струй воды за соплом.

Результаты опытов с чистой водой. Характерные зависимости тяги и расхода от температуры жидкости в камере при истечении насыщенной воды (давление на жидкость равно давлению насыщенных паров жидкости P_S) через конические сопла с различными углами расширения и с длиной расширяющейся части $L = 20$ мм приведены на рис. 1 (пунктирные линии показывают: а – расчет по формуле (1); б – по формуле (2)). При истечении через короткие сопла расходные характеристики имеют максимум, коррелирующий с границей спонтанного вскипания, описываемой теорией гомогенного зародышеобразования [4]. Слева от максимума расход вскипающей воды мало отличается от расчета по уравнению Бернулли, предполагающему жидкость несжимаемой:

$$\gamma = \mu \sqrt{2(P_0 - P_1)\rho}. \quad (1)$$

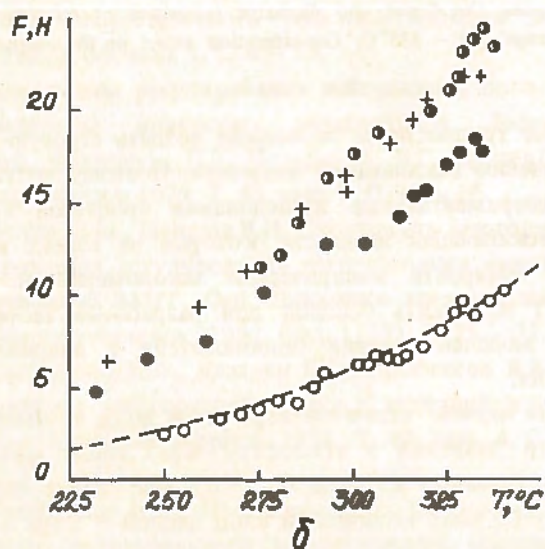
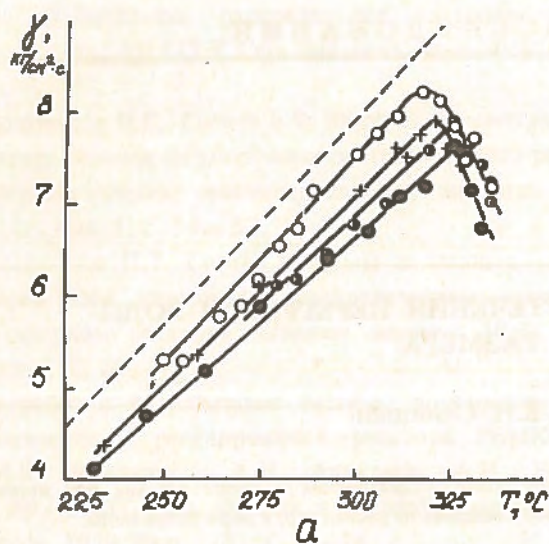


Рис. 1. Температурные зависимости расхода (а) и тяги (б) при $\alpha = 5^\circ$ (•); 15° (○); 20° (+); 180° (○) (сопло без расширяющейся части)

Здесь γ — удельный массовый расход воды; μ — коэффициент расхода, определяемый опытным путем по расходу холодной жидкости; P_0 — давление перед соплом; P_1 — давление в окружающей среде, за соплом; ρ — плотность жидкости при температуре опыта.

Слабое отличие расчета от опыта указывает на малую величину паросодержания в горле сопла в данной области температур. Согласно теории гомогенного зародышеобразования [4] в этой области температур практически отсутствуют центры кипения термофлуктуационной природы. Имеющихся в жидкости готовых центров кипения оказывается недостаточно для генерации значительного количества пара в горле сопла. Численные расчеты показывают, что для заметного снижения расхода жидкости в коротком канале типа горла исследованных сопел необходима плотность центров кипения по крайней мере более 10^4 см^{-3} . Жидкость вскипает в расширяющейся части сопла. Это

подтверждают тяговые характеристики, которые демонстрируют значительное превышение реактивной тяги вскипающего потока над тягой холодной воды при том же перепаде давления на сопле $P_0 - P_1$. При низких температурах (ниже 150°C) струя не успевает распаться в пределах расширяющейся части короткого сопла, и реактивная тяга вскипающего потока опреде-

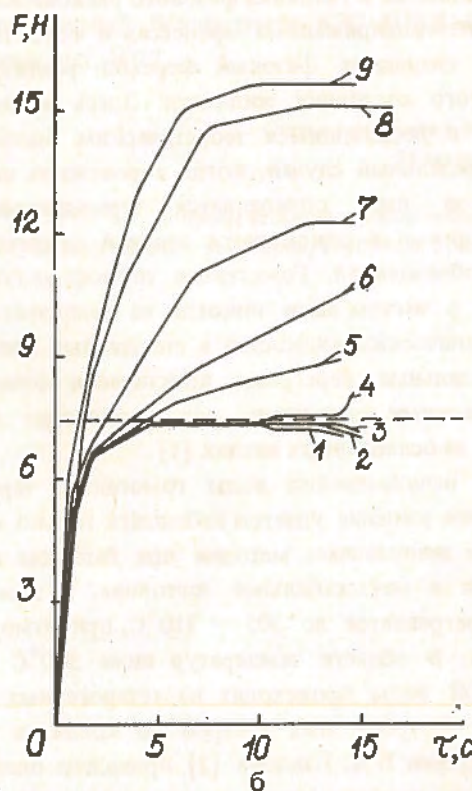
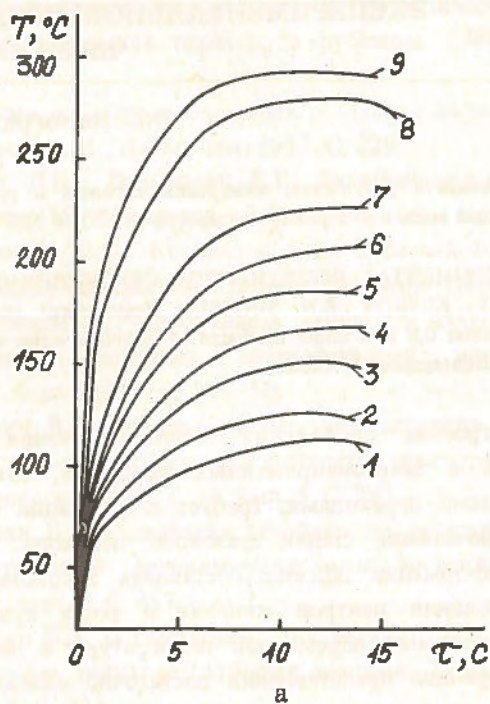


Рис. 2. Изменения температуры жидкости перед соплом (а) и тяги (б) в процессе опыта с $\alpha = 24^\circ$; $L = 10 \text{ мм}$ при $T_0 = 115^\circ\text{C}$ (1); 129°C (2); 151°C (3); 169°C (4); 187°C (5); 207°C (6); 226°C (7); 279°C (8); 294°C (9)

лится уравнением, справедливым для холодной жидкости, вытекающей через отверстие:

$$F = 2S\mu\nu(P_0 - P_1). \quad (2)$$

Здесь S — площадь сечения горла сопла; ν — коэффициент скорости, учитывающий потери скорости в сопле (в первом приближении для наших сопел $\nu = 0,05$ [5]).

На рис. 2 представлены диаграммы изменения температур жидкости перед соплом и тяги при нестационарном по температуре истечении вскипающей воды через сопло. Температурная нестационарность достигалась путем неравномерного нагрева воды в камере. Первые порции жидкости были на $50 - 150^\circ\text{C}$ холоднее последних. За температуру T_0 принималась максимальная температура жидкости в камере для данного опыта. В течение опыта в камере поддерживалось постоянное давление $P = P_S(T_0)$. При низких температурах (до 170°C) тяга в течение опыта практически не изменялась и была одинаковой для разных T_0 . Величина тяги при этом в пределах погрешности (2–3%) равна расчету по уравнению (2), показанному пунктирной линией на рис. 2. В области более высоких температур реактивная тяга существенно зависит от температуры жидкости перед соплом. Результаты опытов по измерению тяги и расхода согласуются с результатами фотографического исследования распада струй перегретой воды при истечении через сопло без расширения (рис. 3). В области температур до 150°C наблюдаются нераспавшиеся струи жидкости на расстоянии 50–70 мм от сопла. С повышением температуры струя распадается сразу за выходным сечением сопла. При температурах свыше 200°C струя вскипевшей воды представляет собой сплошной факел, угол расширения которого увеличивается с температурой и достигает максимального значения при $300 - 310^\circ\text{C}$.

Степень распада струй перегретой жидкости обусловлена величиной эффективной теплоты парообразования [6]: $r_{\text{эф}} = r - \bar{c}(T - T_S)$, где r — удельная теплота парообразования жидкости; T — температура перегретой жидкости; T_S — температура на линии насыщения, соответствующая давлению окружающей среды (при истечении в атмосферу $T_S = 100^\circ\text{C}$); \bar{c} — средняя теплоемкость жидкости на интервале температур $T - T_S$: $\bar{c} = 1/(T - T_S) \int_{T_S}^T c(T) dT$; величина $\bar{c}(T - T_S)$ — запасенное в перегретой жидкости тепло.

Чем меньше $r_{\text{эф}}$, тем интенсивнее распад струй перегретой жидкости. Для многих органических жидкостей в области высоких перегревов $r_{\text{эф}} \ll 0$. При этом наблюдается полный распад струй перегретой жидкости (угол расширения струй $\sim 180^\circ$). Например, наблюдали полный распад струй н-пентана в области температур $140 - 150^\circ\text{C}$ [7]. Эта температура соответствует границе спонтанного вскипания н-пентана при атмосферном давлении [4].

Для воды $r_{\text{эф}}$ в исследованном нами интервале температур существенно больше нуля, соответственно максимальный угол расширения струй воды не превышает 120° при $300 - 310^\circ\text{C}$. Дальнейшее повышение температуры вызывает уменьшение угла расширения струи вследствие перемещения фронта закипания внутрь сопла. На расходных характеристиках (см. рис. 1) максимуму угла расширения соответствует максимум удельного массового расхода. Область понижения расхода совпадает с областью уменьшения угла расширения струи вскипающей жидкости. При уменьшении угла расширения сопла максимум расходных характеристик уменьшается по величине и смещается в область более высоких температур. В области температур до максимума расходы снижаются с уменьшением угла расширения, справа от максимума расходы от угла расширения практически не зависят. Кипение перемещается внутрь горла сопла и не зависит от формы расширяющейся части.

Тяговые характеристики не имеют максимума в исследованном интервале температур. Это обусловлено зависимостью реактивной тяги не только от расхода, но и от скорости потока на выходе из сопла. Для идеального сопла, у которого давление в выходном сечении равно давлению окружающей среды, имеем $F = \dot{m}V$, где \dot{m} — массовый секундный расход через сопло; V — скорость потока на выходе из сопла. Величина $\dot{m} = S\gamma$ имеет максимум при температуре 310°C . Однако V продолжает расти с температурой в результате интенсификации кипения в расширяющейся части сопла по мере уменьшения величины $r_{\text{эф}}$. Разумно предположить, что в конце концов при полном завершении парообразования в горле сопла произойдет стабилизация V и снижение тяги с температурой.

Результаты опытов с газонасыщенной жидкостью. Стимулировать распад струй перегретой жидкости можно растворением в ней газа. Природа воздействия растворенного в жидкости газа на кипение до конца не изучена, однако известно, что газы, растворенные в жидкости, облегчают кипение. Нами изучено влияние газонасыщения на распад струй перегретой воды, тяговые и расходные характеристики сопел.

Результаты фотографического исследования распада струй насыщенной CO_2 жидкости представлены на рис. 4. В области температур до 150°C , где существуют нераспавшиеся струи чистой перегретой воды (см. рис. 3), наблюдается развал струй при насыщении жидкости углекислым газом. При этих температурах в чистой воде отсутствуют центры кипения термофлуктуационной природы. Насыщение жидкости газом снижает температуру достижимого перегрева чистой воды ($T_{\text{II}} \sim 310^\circ\text{C}$) на величину, определяемую изменением теплофизических свойств жидкости [8]. В нашем случае эта величина не превышает нескольких градусов. Следовательно, в газонасыщенной воде при температурах ниже 300°C отсутствуют термофлуктуационные центры

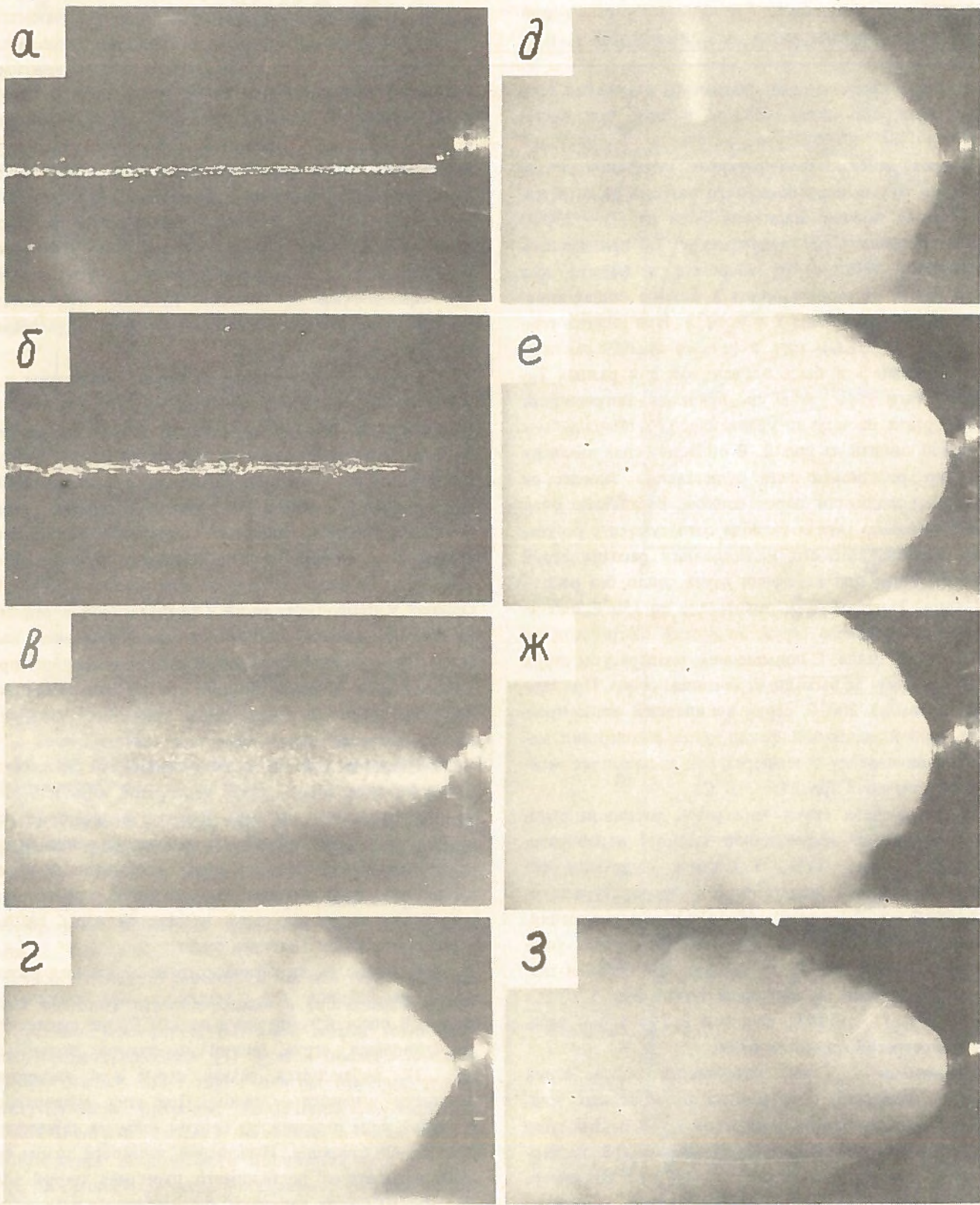


Рис. 3. Распад струй перегретой воды, истекающей под давлением насыщенных паров ($P_0 = P_g$) при $T_0 = 109^\circ\text{C}$ (а); 143°C ($P_0 = 0,5$ МПа) (б); 146°C (в); 199°C (г); 249°C (д); 299°C (е); 311°C (ж); 335°C (з)

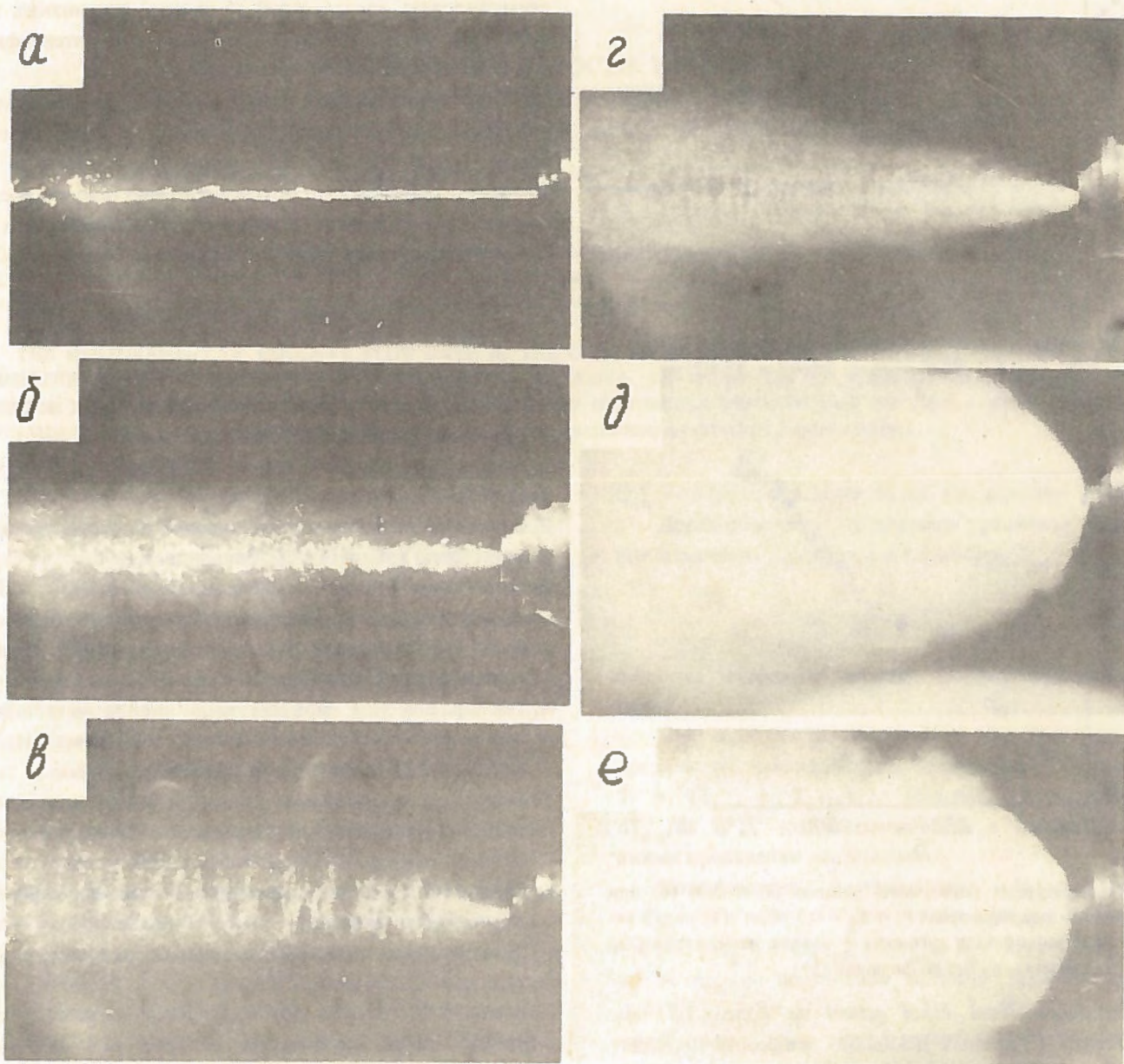


Рис. 4. Распад струй воды, насыщенной CO_2 при различных T_0 и P_0 : а - $T_0 = 92^\circ\text{C}$; $P_0 = 0,5$ МПа; б - $T_0 = 125^\circ\text{C}$; $P_0 = 0,8$ МПа; в - $T_0 = 125^\circ\text{C}$; $P_0 = 1,6$ МПа; г - $T_0 = 125^\circ\text{C}$; $P_0 = 5,1$ МПа; д - $T_0 = 214^\circ\text{C}$; $P_0 = 5,1$ МПа; е - $T_0 = 259^\circ\text{C}$; $P_0 = 5,6$ МПа

кипения, и распад струй происходит в результате причин, не связанных с понижением термодинамической устойчивости перегретой жидкости. Прежде всего усиливается барокапиллярная неустойчивость струй в результате интенсивного выделения растворенного газа с поверхности струи. Во-вторых, при растворении газа в жидкости увеличивается скорость роста пузырьков пара в перегретой жидкости. Нельзя полностью исключить возможность появления дополнительных центров кипения вследствие активации слабых мест на стенках канала и на частицах примесей в жидкости.

Характерный распад газонасыщенной струи вследствие барокапиллярной неустойчивости наблюдался при температуре ниже 100°C (рис. 4,а). Струя окружена ореолом газа (или пара) и имеет нерегулярные "изло-

мы". В области температур свыше 100°C кроме интенсивного испарения с поверхности имеет место рост пузырей внутри струи. Повышение давления перед соплом усиливает распад струй вследствие аэродинамической неустойчивости. При температурах жидкости свыше 200°C форма распыла газонасыщенной и чистой воды одинакова.

Практически не обнаружено влияние газонасыщения на расходные и тяговые характеристики конического сопла в исследованной области температур (рис. 5). Небольшое снижение расхода наблюдалось при насыщении воды аргоном под давлением 13,1 МПа. Поясним полученные результаты. Расход жидкости через короткое сопло определяется главным образом режимом течения жидкости через горло сопла. Длина

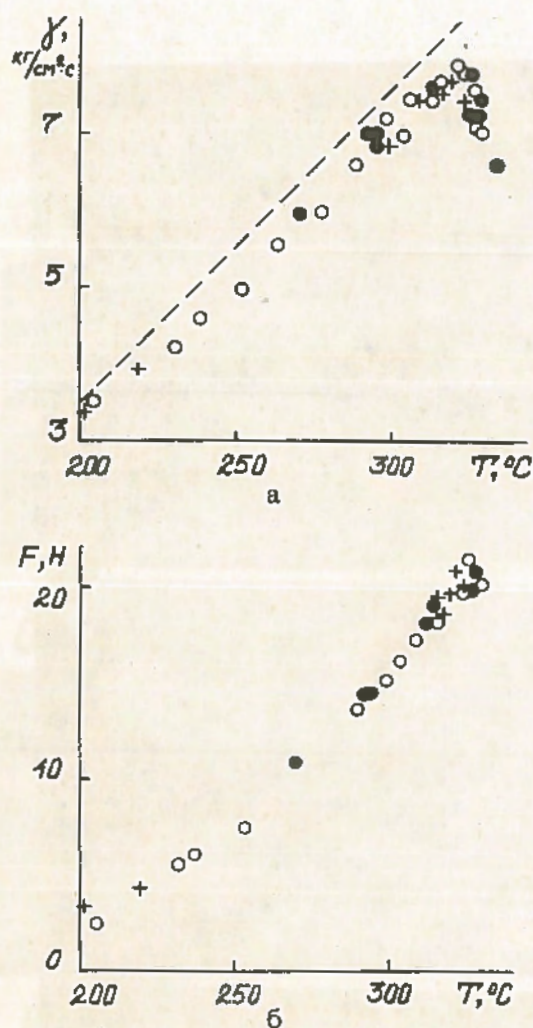


Рис. 5. Температурные зависимости расхода (а) и тяги (б) при истечении воды под давлением $P_0 = P_c + 0,2$ МПа: \circ — чистая вода; \bullet — вода, насыщенная аргоном; $+$ — вода, насыщенная CO_2 (пунктирная линия — расчет по формуле (1))

горла исследованных нами сопел не более 1,5 мм. При высоких начальных давлениях жидкость проходит это расстояние за время 10^{-5} с. Именно за это время и происходит резкий спад давления в потоке и перевод жидкости в метастабильное состояние. Выше отмечалось, что для заметного снижения расхода в таком коротком канале необходимо 10^4 см $^{-3}$ и более готовых центров кипения. По-видимому, растворение в воде газов не в состоянии стимулировать появление такого количества центров кипения. С другой стороны, растворенные газы увеличивают скорость роста пузырьков пара. Кроме того, скорость роста пузырьков максимальна после выхода жидкости из горла сопла, где давление резко падает. В итоге растворенных в жид-

кости газов оказывается достаточно для того, чтобы стимулировать распад струй за соплом при низких температурах, но недостаточно для заметной интенсификации парообразования в горле сопла.

При температурах свыше $200^\circ C$ стимулирующее действие растворенных в воде газов на фоне кипения чистой жидкости оказывается несущественным и может не учитываться. Это обусловлено еще тем, что растворимость газов в воде с температурой снижается и начинает повышаться при температурах свыше $300^\circ C$.

Список литературы

1. Синицын Е.Н. Об интерпретации опытов по вскипанию перегретой жидкости в стеклянных капиллярах//Теплофизические свойства метастабильных систем. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР. 1984. С. 61 — 67.
2. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей/УрО АН СССР. Свердловск, 1988.
3. Виноградов В.Е., Синицын Е.Н., Скрипов В.П. Расходные и тяговые характеристики потока вскипающей воды при истечении через сопла Лаваля//Теплоэнергетика, 1987. № 6. С. 56 — 57.
4. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник/В.П. Скрипов, Е.Н. Синицын, П.А. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980.
5. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/Е.В. Аметистов, В.А. Григорьев, Б.Т. Емцев и др. М.: Энергоиздат, 1982.
6. Павлов П.А. Расчет эффективной теплоты парообразования при взрывном вскипании//Теплофизические свойства метастабильных систем. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР. 1984. С. 78 — 83.
7. Исаев О.А., Шуравенко Н.А. Исследование формы распыла струи с ростом нагрева жидкости на выходе из насадков//Теплофизические свойства жидкостей и взрывное вскипание. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР. 1976. С. 84 — 97.
8. Скрипов П.В., Павлов П.А. Влияние газонасыщения на достижимый перегрев воды//Теплофиз. высок. темп. Т. 23. № 4. С. 826 — 827.

Статья поступила в редакцию
20 февраля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 43 — 48.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КАНАЛА

И.М. Курбатов, Н.И. Гончар, С.Н. Волкова

Скорость теплоносителя в каналах ядерного реактора определяется путем решения уравнений амплитудной и фазовой частотных характеристик канала, левые части которых (отношение амплитуд температуры теплоносителя на выходе из канала и мощности канала и сдвиг по фазе между этими параметрами) находятся из эксперимента.

THE MEASUREMENT OF COOLANT FLOW RATE IN THE CORE OF NUCLEAR REACTOR BY USING CHANNEL FREQUENCY CHARACTERISTICS. I.M. KURBATOV, N.I. GONCHAR, S.N. VOLKOVA. The coolant flow rate in nuclear reactor channels is determined by solving the equations of channel's amplitude and phase frequency characteristics, which left parts (the relation of the amplitude coolant outlet temperature to the power amplitude and the phase shear of these parameters) are estimated experimentally.

Скорость теплоносителя в отдельных каналах активной зоны считается важным диагностическим параметром, так как, сопоставляя изменения энерговыделений, скоростей и температур, можно установить причины изменения последних. Кроме того, определение скоростей теплоносителя в реальных условиях работы реактора представляет самостоятельный интерес для изучения гидродинамики системы (в том числе и в процессе кампании), потому что моделирование не всегда дает нужные результаты.

Известно, что прямые измерения скорости жидкометаллического теплоносителя в активной зоне весьма затруднительны, в связи с чем приходится пользоваться различными косвенными методами. Метод, предлагаемый в данной работе, требует измерения температур теплоносителя на выходе из каналов ($T_{\text{вых}}$), что технически вполне осуществимо. Метод основывается на использовании фазовой и амплитудной частотных характеристик канала, полученных для параметров $T_{\text{вых}}$ и тепловыделения твэла ($Q_{\text{ТВ}}$). Скорость теплоносителя находится из транспортного времени запаздывания — одной из компонент, определяющих тепловую инерционность системы.

Специфика теплогидравлических условий работы активной зоны рассматриваемого реактора — высокая теплопроводность стержневого твэла малого сечения, охлаждаемого жидким металлом, — позволяет описать динамику конвективного теплообмена стандартного канала следующей системой дифференциальных уравнений [1]:

$$a_1 \frac{d\bar{T}_{\text{ТВ}}}{dt} + \bar{T}_{\text{ТВ}} = a_2 \bar{Q}_{\text{ТВ}} + \frac{1}{2}(T_{\text{вых}} + T_{\text{вх}}); \quad (1)$$

$$a_3 \frac{dT_{\text{вых}}}{dt} + T_{\text{вых}} = a_4 \bar{T}_{\text{ТВ}} - a_6 \bar{T}_{\text{вх}}, \quad (2)$$

где $\bar{T}_{\text{ТВ}}$ — средняя по высоте канала температура твэла;
 $T_{\text{вх}}$ — температура теплоносителя на входе в канал;

$\bar{Q}_{\text{ТВ}}$ — энерговыделение твэла (на единицу длины).

Добавив к этим уравнениям уравнение, определяющее изменение температуры термпары $T_{\text{ТП}}$:

$$a_5 \frac{dT_{\text{ТП}}}{dt} + T_{\text{ТП}} = T_{\text{вых}}, \quad (3)$$

получим исходную систему дифференциальных уравнений.

При выводе уравнений (1) и (2) принималось, что средняя по высоте канала температура теплоносителя $\bar{T} = (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})/2$. Предполагалось также, что $dT_{\text{вх}}/dt = 0$, что обеспечивается в дальнейшем условиями проведения эксперимента.

Коэффициенты в уравнениях (1) — (3): $a_1 = C_{\text{ТВ}}/(\alpha f) = \tau_{\text{ТВ}}$ — постоянная времени твэла; $a_2 = l/(\alpha f)$; $a_3 = 1/(1/\tau_{\text{ТП}} + 2/\tau_{\text{ТР}})$; $a_4 = 2/(1 + 2(\tau_{\text{ТП}}/\tau_{\text{ТР}}))$; $a_5 = \tau_{\text{ТП}}$ — постоянная времени термпары; $a_6 = (1/\tau_{\text{ТП}} - 2/\tau_{\text{ТР}})/(1/\tau_{\text{ТП}} + 2/\tau_{\text{ТР}})$, где $C_{\text{ТВ}}$ — теплоемкость твэла; α — коэффициент теплоотдачи от твэла к теплоносителю; f — поверхность теплообмена; l — длина твэла; $\tau_{\text{ТР}} = l/w$ — транспортное запаздывание; w — скорость теплоносителя в канале; $\tau_{\text{ТП}} = C_{\text{ТП}}/\alpha f$ — постоянная времени теплоносителя в канале; $C_{\text{ТП}}$ — теплоемкость теплоносителя в канале.

Применив преобразование Лапласа, получим (полагая $T_{\text{вх}} = 0$)

$$\left. \begin{aligned} (a_1 p + 1)T_{\text{ТВ}}(p) &= a_2 \bar{Q}_{\text{ТВ}}(p) + \frac{1}{2}T_{\text{вых}}(p); \\ (a_3 p + 1)T_{\text{вых}}(p) &= a_4 T_{\text{ТВ}}(p); \\ (a_5 p + 1)T_{\text{ТП}}(p) &= T_{\text{вых}}(p). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Отсюда найдем передаточную функцию:

$$\frac{T_{\text{ТП}}(p)}{\bar{Q}_{\text{ТВ}}} = a_2 \frac{(a_1 p + 1)(a_3 p + 1)(a_5 p + 1)}{a_4} - \frac{a_5 p + 1}{2}. \quad (5)$$

Из (5) нетрудно получить амплитудную $A(\omega)$ и фазовую $\varphi(\omega)$ (ω — частота гармонических колебаний мощности) частотные характеристики системы

(из-за громоздкости выражений они приводятся в общем виде):

$$A^2(\omega) = F_1(\tau_{тв}, \tau_{тн}, \tau_{тп}, \tau_{тг}, l, \alpha, f, \omega); \quad (6)$$

$$\varphi(\omega) = F_2(\tau_{тв}, \tau_{тн}, \tau_{тп}, \tau_{тг}, l, \alpha, f, \omega). \quad (7)$$

Практически задача определения скорости теплоносителя в каналах активной зоны решается следующим образом. При работе реактора на стационарном уровне мощности с раздельным управлением мощностью и оборотами циркуляционных насосов осуществляется изменение мощности реактора Q_p с заданной частотой ω и амплитудой AQ_p , с записью показаний термомпар $T_{тп}$ и датчиков контроля мощности. При выборе частоты и амплитуды изменения Q_p целесообразно руководствоваться следующими соображениями. Период изменения мощности TQ_p должен существенно превышать сумму времен теплового запаздывания для всех элементов системы:

$$TQ_p \gg \tau_{тв} + \tau_{тн} + \tau_{тг} + \tau_{тп}. \quad (8)$$

В этом случае на результатах будут меньше сказываться упрощения, внесенные в модель системы (сосредоточенность параметров) [2]. Амплитуда изменения мощности (AQ_p) должна устанавливаться такой, чтобы свести к минимуму влияние помех (шумов) и соотносываться с требованиями безопасности процесса. Необходимо также, чтобы обеспечивалось условие $T_{вх} = \text{const}$.

Для каждого канала измерения температур определяется левая часть уравнения (6), представляющая собой квадрат отношения амплитуды температуры теплоносителя на выходе из i -го канала $AT_{тп_i}$ к амплитуде мощности этого канала (твэла) $AQ_{тв_i}$. При этом $AQ_{тв_i} = (AQ_p / \ln) k_{т_i}$, где \ln — число твэлов (каналов) в активной зоне; $k_{т_i}$ — относительное энерговыделение i -го твэла (расчетная величина).

Определяется левая часть уравнения (7) — сдвиг по фазе между изменением температуры теплоносителя и изменением энерговыделения, который может быть выражен через полное запаздывание между изменением температуры и изменением энерговыделения τ_i^* :

$$\varphi_i(\omega) = \tau_i^* \omega.$$

В случае строго гармонического процесса изменения параметров τ_i^* находятся по временному сдвигу между графиками $T_{тп_i}$ и Q_p . Если система управления реактором не предоставляет такой возможности, осуществляется квазигармоническое изменение мощности, и τ_i^* находится затем по сдвигу между взаимнокорреляционной функцией (ВКФ) температуры и мощности и автокорреляционной функцией (АКФ) мощности (температуры). При известных параметрах системы транспортное запаздывание ($\tau_{тг_i}$) и соответствующая ему средняя по высоте скорость теплоносителя в ка-

нале (w_i) определяются из уравнения (6) или (7). Заметим, что в неявном виде (через коэффициент теплоотдачи α) параметр w_i входит в $\tau_{тв}$, $\tau_{тн}$, $\tau_{тп}$, что может служить одним из источников ошибок оценки скорости. При линейной зависимости α от w в уравнениях (6) и (7) может быть внесена соответствующая корректировка, хотя порядок уравнений при этом повысится.

Выбирая для определения скорости теплоносителя одно из двух уравнений ((6) или (7)), необходимо иметь в виду следующее. При надежных значениях относительных энерговыделений $k_{т_i}$ использование уравнения (6) повышает оперативность оценок w_i . Если параметры $k_{т_i}$ получены с существенной погрешностью, предпочтительнее решать уравнение (7) (с известной потерей оперативности из-за большей трудоемкости процедуры нахождения τ_i^* , особенно с помощью ВКФ и АКФ).

Если какой-либо из параметров правой части выражений (6) и (7) неизвестен (например, $\tau_{тв}$), то для определения w_i (и $\tau_{тв}$) решается система уравнений (6) и (7). Особый интерес представляет использование этих уравнений для оценки постоянных времени термомпар ($\tau_{тп_i}$) в реальных условиях работы реактора. Обычно показатель тепловой инерции термомприемника определяется в лабораторных условиях, которые могут существенно отличаться от натуральных.

В частности, постоянные времени термомпар зависят от скорости теплоносителя (связь через коэффициент теплоотдачи). Следует также учитывать то обстоятельство, что вклад $\tau_{тп}$ в суммарное запаздывание (см. выражение (8)) может быть определяющим. Так, для быстрого реактора БН-600 $\tau_{тв} = 2$ с, а $\tau_{тп} = 20 \div 25$ с (штатные датчики температуры на выходе из ТВС) [3]. Поэтому неопределенность в задании величины $\tau_{тп}$ может внести существенный вклад в погрешность конечного результата. Возможность попутной оценки $\tau_{тп}$ (или $\tau_{тв}$ и т.д.) при определении w без нахождения τ^* предоставляет способ, заключающийся в использовании двух уравнений (6), полученных при различных частотах процесса изменения мощности (с соблюдением условия (8)).

Таким образом, данная методика предоставляет несколько различных вариантов определения скорости теплоносителя и параметров элементов активной зоны в зависимости от возможностей контрольно-измерительной системы и системы управления реактором, а также в зависимости от интересов экспериментатора.

Эксперименты, проведенные по описанной в работе методике, дали удовлетворительное согласие с расчетом.

Список литературы

1. Шевяков А.А., Яковлева Р.В. Инженерные методы расчета динамики теплообменных аппаратов. М.: Машиностроение, 1968.

2. Крамеров А.Я., Шевелев Я.В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Кузнецов И.А. Аварийные и переходные процессы в быстрых реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1987.

Статья поступила в редакцию
9 ноября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 49 – 51.

УДК 620.179.16

ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ УРОВНЯ АГРЕССИВНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ СТЕРЖНЕВЫХ ВОЛНОВОДОВ

А.И. Трофимов, А.К. Бровцын, М.С. Гаджиев, А.Г. Акимов,
А.П. Коновалов, И.А. Филатов

Описываются результаты исследований затухания ультразвуковых сигналов в акустических стержневых волноводах различных геометрических размеров при разных температурах. Показаны особенности затухания и скорости распространения ультразвуковых колебаний в волноводах из разных металлов.

SPECIFIC FEATURES OF ACOUSTIC DEVICES TO CHECK UP AGGRESSIVE FLUID LEVEL BASED ON ROD-TYPE WAVEGUIDES. A.I. TROFIMOV, A.K. BROVTSYN, M.S. GADZHIEV, A.G. AKIMOV, A.P. KONOVALOV, I.A. FILATOV. Ultrasonic signal damping analysis results with respect to acoustic rod-type waveguides of different geometrical size under various temperatures are discussed. Peculiarities of damping and propagation velocity of ultrasonic vibrations in the waveguides of various metals are displayed.

В настоящее время акустический метод контроля уровней жидкостей широко применяется в экспериментальных реакторах и на промышленных АЭС, т.к. обеспечивает проведение измерений в агрессивных, взрывоопасных средах при высоких значениях температуры и давления. Для этих целей разрабатываются уровнемеры и сигнализаторы уровня, работающие на принципах ультразвуковой локализации, прохождения и демпфирования [1 – 4].

Проведенные прогнозо-оценочные исследования по конструкциям акустических устройств для определения уровня жидкостей позволили выявить, что наиболее перспективным направлением на ближайшие 10 – 15 лет является использование комбинированных акустических устройств, содержащих стержневой акустический волновод и отражатель (рис. 1).

Экспериментальные исследования проводились с целью выявления зависимостей затухания ультразвуковых сигналов (УЗС) в акустических стержневых волноводах от их геометрических размеров, используемых металлов, а также температурных воздействий. В качестве материалов для исследуемых образцов применялись наиболее распространенные металлы: нержавеющая сталь, перлитная сталь, алюминий и латунь.

Акустический стержневой волновод рассматривался как бесконечно упругий цилиндр со свободной боковой поверхностью, волновые процессы в котором распространяются в виде трех типов волн – продольных, изгибных и крутильных, при этом продольные волны переносят основную часть акустической энергии.

При исследованиях зависимости уровня УЗС от

геометрических размеров волновода последовательно через торцы акустических волновода вводили ультразвуковые колебания, которые на участке ближней зоны распространяются в виде плоской волны, а затем в виде расходящегося пучка. Далее краевые пучки встречаются с боковой поверхностью, при этом они трансформируются на продольные и сдвиговые волны в соответствии с законом преломления. При вторичном отражении от противоположной стенки волновода происходит обратная трансформация продольных и сдвиговых волн. Отраженные от противоположного торца волновода УЗС фиксировались на экране отсчетно-регистрирующего блока.

Как видно из таблицы, где приведены данные исследований по затуханию УЗС в стержневых волноводах разного диаметра с различной степенью обработки боковой поверхности для разных материалов, наименьшим затуханием обладают стержневые волноводы из алюминия и нержавеющей стали с полированными поверхностями, причем уменьшение диаметров приводит к росту затухания.

Исследовались акустические устройства, в которых стержневые волноводы выполнены из перлитной стали диаметром 18 мм и длиной 450 мм. В качестве отражателя использовались пластины из алюминиевой фольги, формы которых принимались на основе математических расчетов и закона распространения ультразвука в жидкостях.

Приводим значения амплитуд акустического сигнала (в дБ) на выходе устройства при одном и том же значении входного сигнала в акустических устрой-

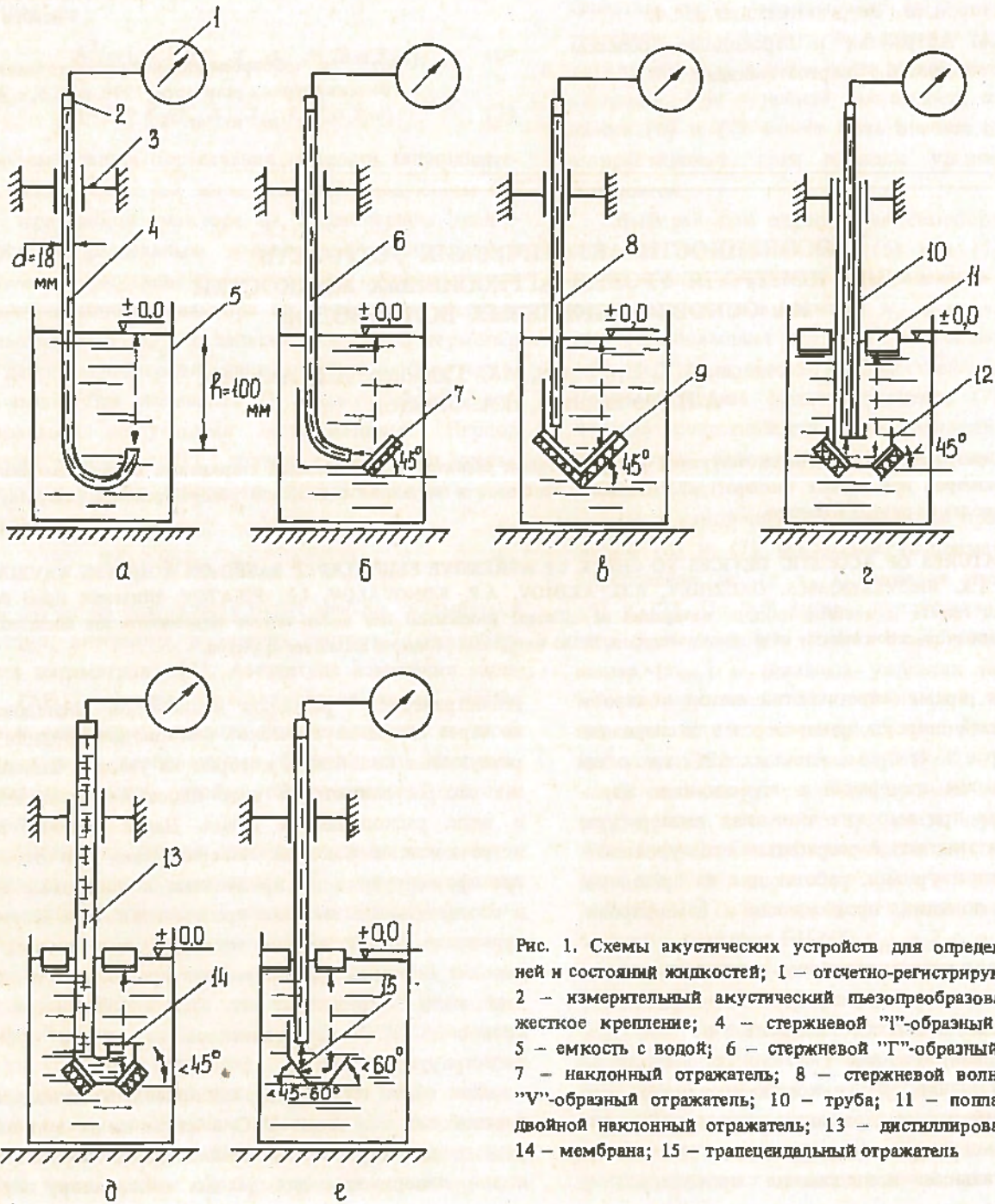


Рис. 1. Схемы акустических устройств для определения уровней и состояний жидкостей; 1 — отсчетно-регистрационный блок; 2 — измерительный акустический пьезопреобразователь; 3 — жесткое крепление; 4 — стержневой "Г"-образный волновод; 5 — емкость с водой; 6 — стержневой "Г"-образный волновод; 7 — наклонный отражатель; 8 — стержневой волновод; 9 — "V"-образный отражатель; 10 — труба; 11 — поплавок; 12 — двойной наклонный отражатель; 13 — дистиллированная вода; 14 — мембрана; 15 — трапецидальный отражатель

ствах со следующими типами волноводов:

"Г"-образный волновод (см. рис. 1,а)	48
"Г"-образный волновод (см. рис. 1,б)	52
Стержневой волновод и "V"-образный отражатель (см. рис. 1,в)	40
Стержневой волновод и "V"-образный отражатель в трубе (см. рис. 1,г):	
а) от поверхности	55,5
б) от поплавка	56
"V"-образная труба, заполненная водой и "V"-образный трубчатый отражатель с мембраной (см. рис. 1,д):	
а) от поверхности	58,5

б) от поплавка	59
Стержневой волновод и трапецидальный отражатель (см. рис. 1,е)	58

Как видим, максимальное значение акустического сигнала на выходе имеет устройство с "V"-образным и трапецидальным отражателями.

Проводились исследования влияния на величину акустического сигнала материала отражателя. Отражатели выполнялись в виде пластины толщиной 1,5 мм с чистой обработкой поверхности, соответствующей девятому классу точности.

Зависимость затухания УЗС от материала, формы сечения, диаметра, степени обработки боковой поверхности волновода

Материал акустического волновода	Плотность $\rho \cdot 10^3, \text{ г/см}^3$	Скорость продольных волн, $C \cdot 10^3, \text{ м/с}$		Характеристический импеданс, $\text{кг/м}^2 \cdot \text{с}$	Форма сечения	Диаметр D, мм	Степень обработки боковой поверхности	Затухание, дБ/м
		Справочные данные	Измеренные данные					
Нержавеющая сталь	8,03	5,66	5,6	45,5	Круг	22	Необраб.	23,00
						10	— " —	34,95
						22	Полиров.	26,70
						10	— " —	27,45
Перлитная сталь	7,8	5,85	5,7	45,6	Круг	12	Необраб.	31,00
						24	— " —	28,00
					Шестиугольник	19	Необраб.	28,75
						16	— " —	30,00
Алюминий	2,7	6,26	6,128	16,9	Круг	25	Необраб.	26,60
						10	— " —	28,75
Латунь	8,5	4,43	4,1	37,7	Круг	10	Необраб.	50,00
						20	— " —	40,00
					Шестиугольник	6,5	Необраб.	54,50

Приводим коэффициенты отражения отражателей из следующих материалов:

Алюминий	0,67
Перлитная сталь	0,80
Нержавеющая сталь	0,82

Как видим, максимальный коэффициент отражения имеют отражатели из нержавеющей стали.

Исследовались зависимости амплитуды акустического сигнала (рис. 2,а) и скорости продольных волн (рис. 2,б) от температуры в волноводах, выполненных из различных металлов. При повышении температуры до 300°C происходит затухание сигнала на 20 — 40 дБ и уменьшение скорости распространения сигнала на 500 — 1000 м/с, что следует учитывать при контроле уровня жидкости в условиях изменения температуры.

Кроме того, проводились исследования зависимости величины затухания акустического сигнала в стержневых волноводах при их термическом и механическом упрочнении. Исследовались образцы из стали марки 3 диаметром 14 мм, длиной 270 мм, при этом определялась анизотропия волновода, т.е. разница между величиной затухания в прямом и обратном направлениях.

Приводим зависимости величин выходного акустического сигнала в дБ (второй столбец) и анизотропии в % (третий столбец) от различных видов упрочнения стержневых волноводов:

Без упрочнения	0,8	0
Механическое	0,8	25,0
Термическое	1,0	8,0
Комплексное: механическое и термическое	1,0	20,0

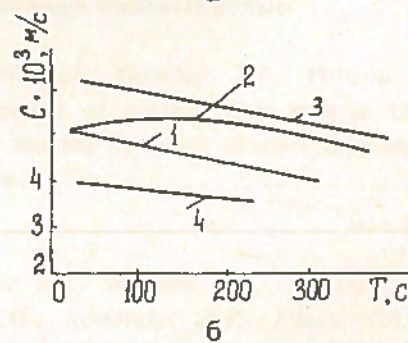
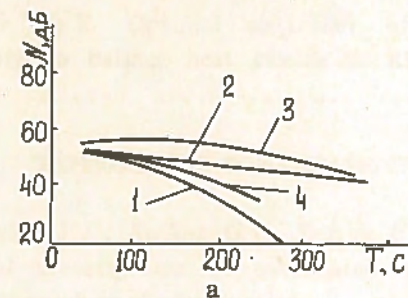


Рис. 2. Зависимость амплитуды (а) и скорости передачи сигнала (б) от температуры в стержневых волноводах, выполненных из металлов: 1 — нержавеющая сталь; 2 — перлитная сталь; 3 — алюминий; 4 — латунь

Исследования показали, что в данных условиях выявлен положительный эффект только при термическом упрочнении.

Полученные результаты исследований целесообразно учитывать при разработке и применении стержневых волноводов в акустических измерительных устройствах.

Список литературы

1. Трофимов А.И. Пьезоэлектрические измерительные преобразователи в атомной технике. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 52 – 61.

2. Ультразвук: Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энцикл., 1979. С. 319 – 321, 353 – 355.
3. Бражников Н.И. Физические и физико-химические методы контроля состава и свойства вещества. М.: Энергия, 1965.
4. Кэрлин Б. Ультразвук. М.: Иностран. лит., 1950.

Статья поступила в редакцию
9 октября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 51 – 54.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ, УСТОЙЧИВОСТЬ
И РЕГУЛИРОВАНИЕ РЕАКТОРОВNON-STATIONARY PROCESSES, STABILITY
AND REACTOR CONTROL

Крюков С.А., Кавун О.Ю. Расчетный анализ запро-
ектных аварий реакторной установки АСТ мощ-
ностью 200 МВт 3

Kryukov S.A., Kavun O.Yu. Analysis of undesigned
accidents of a NPP reactor with power 200 MW 3

Зисман А.С., Пометько Р.С., Селиванов В.М. Иссле-
дование работы микро модуля реакторной уста-
новки РКМ в режимах с кипением 7

Zisman A.S., Pomet'ko R.S., Selivanov V.M. Inves-
tigation of the pressure tube module reactor
plant micromodule operation under the regimes
with boiling 7

*Селиванов В.М., Шарыпин В.И., Пометько Р.С.,
Болтенко Э.А., Зисман А.С., Орехов Ю.И.* Гидро-
динамика и теплообмен в микро модуле реактор-
ной установки РКМ в нестационарных аварийных
режимах 11

*Selivanov V.M., Sharypin V.I., Pomet'ko R.S., Bol-
tenko E.A., Zisman A.S., Orekhov Yu.I.* Hydrody-
namics and heat exchange in a micromodule of
a pressure tube module reactor plant in nonsta-
tionary emergency regimes 11

Кириллов В.В. Расчет переходных процессов в обо-
греваемых каналах ортогональной прогонкой 16

Kirillov V.V. Orthogonal run-based analysis of
transient processes in heated ducts 16

Локтин А.В. Динамика и устойчивость ЯЭДУ в энер-
гетическом режиме 21

Loktin A.V. Dynamics and stability of a nuclear
power propulsion plant in a power regime 21

Вдовин С.И. Об одном механизме неустойчивости
циркуляции теплоносителя 26

Vdovin S.I. About a mechanism of coolant circu-
lation instability 26

Баженов М.В. Исследование модели динамики
реактора с нелинейной запаздывающей обратной
связью 29

Bazhenov M.V. Investigation of dynamics model
of a reactor with nonlinear delayed feedback 29

Шевелев Я.В. Оптимальный регулятор переменной
структуры для выравнивания тепловыделений
в РБМК 36

Shevelev Ya.V. Optimal controller of variable
structure to balance heat release in RBMK type
reactor 36

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS

Виноградов В.Е., Кусков Г.В., Синицын Е.Н. Экспе-
риментальное исследование истечения перегретой
воды через сопла малого размера 43

Vinogradov V.E., Kuskov G.V., Sinitsin E.N. Expe-
rimental investigation of overheated water dis-
charge through small-size nozzles 43

Курбатов И.М., Гончар Н.И., Волкова С.Н. Определе-
ние скорости теплоносителя в активной зоне ядер-
ного реактора с использованием частотных харак-
теристик канала 49

Kurbatov I.M., Gonchar N.I., Volkova S.N. The
measurement of coolant flow rate in the core of
nuclear reactor by using channel frequency charac-
teristics 49

*Трофимов А.И., Бровцын А.К., Гаджиев М.С.,
Акимов А.Г., Коновалов А.П., Филатов И.А.* Осо-
бенности акустических устройств для контроля
уровня агрессивных жидкостей на основе стерж-
невых волноводов 51

*Trofimov A.I., Brovtsin A.K., Gadzhiev M.S., Aki-
mov A.G., Kononov A.P., Filatov I.A.* Specific
features of acoustic devices to check up aggressive
fluid level based on rod-type waveguides 51

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов
Выпуск 5

Ответственный за выпуск **В.Д. Горяченко**
Редактор **Н.А. Трунина**
Технический редактор **Н.А. Малькова**
Корректор **Г.А. Матвеева**

Подписано в печать 21.01.91. Формат 60х90/8
Офсетная печать. Усл. печ. л. 7,0. Уч.-изд. л. 6,2 + 0,5 вкл.
Тираж 360 экз. Индекс 3646. 11 статей. Заказ 12

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

22 руб. 10 коп.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 1-56