

УДК 621.039.562

Устойчивость радиально-азимутального энергораспределения в кипящих канальных реакторах

БУДНИКОВ В. И., КОСОЛАПОВ С. В., КРАМЕРОВ А. Я., САБАЕВ Е. Ф.

Известно, что при достаточно больших положительных паровых коэффициентах реактивности в кипящих канальных реакторах может возникать неустойчивость пространственного распределения мощности [1]. Теоретический анализ такой неустойчивости — новая и более сложная проблема по сравнению с известной о ксеноновых колебаниях. Это связано с тем, что обратные связи по паросодержанию не только малоинерционные, но и описываются более сложными зависимостями, чем отравление ксеноном. Поэтому при исследовании пространственной неустойчивости в кипящих реакторах основная трудность переносится на нахождение обратной связи мощность — паросодержание и последующее адекватное представление ее в удобном для расчета виде. Следует заметить, что для изолированного технологического канала (ТК), который характеризуется постоянным во времени тепловым потоком, фиксированным перепадом давления и постоянной энтальпией воды на входе, эта задача довольно проста. Для данного случая построены математические модели ТК различной сложности и разработаны численные схемы их решения на ЭВМ [2—6].

Переходная функция $E(t)$, определяющая изменение среднего паросодержания по высоте ($\Delta\phi$) изолированного ТК при ступенчатом изменении теплового потока в теплоноситель, изображена на рис. 1. При достаточно большой длине и значительном гидравлическом сопротивлении отводящей пароводяной коммуникации (ПВК) функция $E(t)$, как видно из рис. 1, имеет максимум. Он обусловлен тем, что рост объема генерируемого пара и соответствующий рост объемного расхода через ПВК вначале вызывает большее приращение перепада давления на ПВК, чем то, которое достигается впоследствии при установившейся (более низкой, чем исходная) плотности теплоносителя

в ПВК. По этой причине расход теплоносителя имеет минимум, а среднее паросодержание $\Delta\phi$ — максимум. Для среднего ТК реактора на рис. 1 изображен также характерный вид переходной функции $\varepsilon(t)$, полученной, в отличие от $E(t)$, с учетом связей, обусловленных влиянием контура многократной принудительной циркуляции (МПЦ) теплоносителя*. Обратная связь между реактивностью и мощностью реактора, как и при расчете $E(t)$, размыкалась. В поведении функции $\varepsilon(t)$ можно выделить несколько участков. Начальный участок аналогичен $E(t)$ и связан с установлением паросодержания в среднем ТК; затем следует участок, на котором снижение $\Delta\phi$ определяется, в основном, повышением давления в контуре МПЦ. Далее $\Delta\phi$ возрастает из-за уменьшения давления, вызванного работой регулятора давления. Затем идет участок снижения $\Delta\phi$, который обусловлен влиянием запаздывающей обратной связи по энтальпии теплоносителя на коммуникации подвода воды к реактору. Наконец, последний участок (увеличения $\Delta\phi$) связан с работой регулятора уровня воды в барабане-сепараторе (Б-С), который приводит расход питательной воды в соответствие с расходом пара из Б-С. Необходимо заметить, что на вид функции $\varepsilon(t)$ существенное влияние оказывают значения параметров настройки регуляторов уровня воды и давления в контуре МПЦ.

Очевидно, что для расчета $\varepsilon(t)$ требуется математическая модель всей АЭС с достаточно подробным описанием динамики замкнутого контура МПЦ. Отметим, что возможность расчета функций $E(t)$ и $\varepsilon(t)$ специально преду-

* Иначе говоря, рассматривается средний ТК, включенный в замкнутый контур МПЦ.

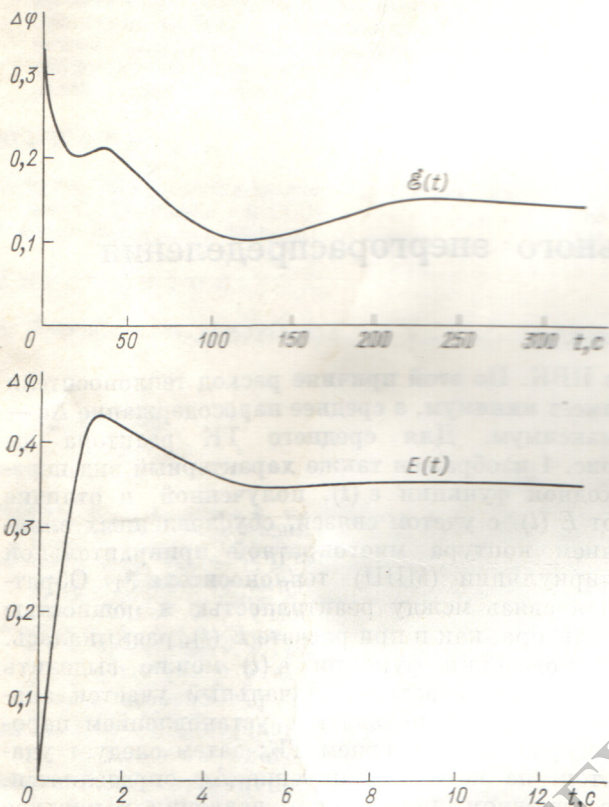


Рис. 1. Характерный вид переходных функций $E(t)$ и $\varepsilon(t)$

смотрена в программе «ОКА» [4, 7]. Расчет указанных функций может быть также проведен по программам типа SPLOSH [8, 9].

Методика расчета устойчивости «в малом» радиально-азимутального энергораспределения в кипящих канальных реакторах изложена в работе [7]. В основе методики лежит расчет на ЭВМ переходных функций $E(t)$ и $\varepsilon(t)$, по которым находятся соответствующие передаточные функции. С помощью метода гармоник и D -разбиения выделяются области устойчивости в плоскости «быстрых» коэффициентов реактивности. Особенность методики — использование для расчета переходных функций нелинейной математической модели АЭС и достаточного малых возмущений, при которых влияние нелинейностей модели становится пренебрежимо малым. Такой подход исключает линеаризацию исходных уравнений и позволяет по программе, которая имеется в распоряжении проектировщиков АЭС и используется ими для расчета аварийных процессов, рассчитывать необходимые для анализа устойчивости переходные

функции. Последние, как известно [10], позволяют провести расчет устойчивости «в малом».

В настоящей работе дается развитие методики [7], качественно исследуется структура областей пространственной неустойчивости и оценивается зависимость ее периода от «быстрого» мощностного коэффициента реактивности.

Вывод характеристического уравнения

Рассмотрим одноконтурную АЭС с кипящим канальным реактором, отвод тепла от которого осуществляется двумя идентичными в конструктивном отношении петлями циркуляции [1, 11]. Обратная связь тепловой поток в теплоноситель — среднее паросодержание в такой АЭС определяется переходными функциями, аналогичными изображенным на рис. 1. Способ получения функции $\varepsilon(t)$ для одной петли циркуляции более подробно изложен в работе [7]. Представляя переходную функцию в виде суммы кусочно-линейных функций, передаточную функцию тепловой поток в теплоноситель — среднее паросодержание по высоте активной зоны можно записать в виде

$$K(p) = b_0 + \sum_{v=1}^N (b_v - b_{v-1}) \frac{1 - e^{-\tau p}}{\tau p} e^{-\tau(v-1)p}, \quad (1)$$

где τ — интервал разбиения временной оси; N — число интервалов разбиения; b_v — значения функции $E(t)$ или $\varepsilon(t)$ в v -м узле аппроксимации; b_N — установившееся значение приращения среднего паросодержания, пересчитанное на 100%-ное увеличение теплового потока в теплоноситель; p — параметр преобразования Лапласа.

Рассмотрим линеаризованную систему уравнений, которая включает уравнения изменения концентраций X_e и I , уравнение переноса нейтронов в однокрупновом диффузионном приближении, а также «точные» уравнения теплопередачи от горючего и замедлителя к теплоносителю. Применяя к указанной системе уравнений метод гармоник [12], пренебрегая перекрестными членами, а затем преобразуя полученную систему уравнений по Лапласу, характеристическое уравнение для m, n -гармоники можно записать в виде

$$\frac{a_1 K(p) - a_2}{1 + pT_{TB}} + \frac{a_3}{1 + pT_3} + a_4 K_{z, m, n}(p) - \left(\alpha_{m, n} + l^* p + p \sum_{j=1}^6 \frac{\beta_j}{p + \lambda_j} \right) = 0, \quad (2)$$

где $a_r = -a_{rt} (\bar{t}_r - \bar{t}_t)^*$; $a_z = a_{zt} (\bar{t}_z - \bar{t}_t)^*$; a_{rt} , a_{zt} , a_x , a_n — соответственно статические коэффициенты реактивности по температуре горючего и замедлителя, по ксенону и паросодержанию; \bar{t}_r^* , \bar{t}_z^* , \bar{t}_t^* — усредненные по активной зоне стационарные температуры соответственно горючего, замедлителя и теплоносителя; $\alpha_{m, n}$ — произведение площади миграции нейтронов на разность геометрических параметров между m , n -гармоникой и основной; T_{TB} , T_z — постоянные времени прогрева соответственно горючего и замедлителя; $K_{x, m, n}$ — передаточная функция поток нейтронов — концентрация ксенона на m , n -гармонике; остальные переменные записаны в общепринятых обозначениях.

Выбирая в качестве единицы измерения концентрации I и Xe равновесную концентрацию Xe при бесконечно большом потоке нейтронов Φ , передаточную функцию $K_{x, m, n}(p)$ для m -й гармоники можно записать в виде [13]

$$K_{x, m}(p) = \sigma_x \bar{\Phi}_m \left[\frac{\lambda_i (1 - \bar{X}_m) - p (\bar{X}_m - \gamma_x)}{(p + \lambda_i)(p + \lambda_x + \sigma_x \bar{\Phi}_m)} \right], \quad (3)$$

где

$$\bar{\Phi}_m = \frac{\int_{\Omega} \Phi^* \Psi_m^2 d\Omega}{\int_{\Omega} \Psi_m^2 d\Omega}; \quad \bar{X}_m = \frac{\int_{\Omega} X^* \Psi_m^2 d\Omega}{\int_{\Omega} \Psi_m^2 d\Omega}; \quad X^* = \frac{\sigma_x \Phi^*}{\lambda_x + \sigma_x \Phi^*};$$

Ψ_m — собственная функция краевой задачи; Ω — область интегрирования.

Анализ расположения корней уравнения (2) будем проводить с помощью метода D -разбиения [14] по линейно входящим действительным параметрам a_n и a_r . При расчете иллюстрируемых примеров выбирали следующие параметры [15]: $T_{TB} = 12$ с; $T_z = 4200$ с; $\lambda_i = 2,9 \cdot 10^{-5}$ с $^{-1}$; $\lambda_x = 2,1 \cdot 10^{-5}$ с $^{-1}$; $\sigma_x = 3,5 \cdot 10^{-18}$ см 2 ·с/нейтр.; $\Phi^* = 5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см 2 ·с; $\gamma_x = 0,05$; $\beta = \sum_{j=1}^6 \beta_j = 6,4 \cdot 10^{-3}$; $\alpha_{01} = \beta$; $\alpha_{02} = 2,67\beta$.

Передаточную функцию $K(p)$ находили на основе переходных функций, изображенных на рис. 1.

Качественный анализ структуры областей пространственной неустойчивости

При разработке систем регулирования мощности кипящего реактора больших размеров необходимо заранее выяснить структуру областей возможной пространственной неустойчивости нейтронного поля. На рис. 2 изображено D -разбиение плоскости (a_n, a_r) уравнения (2).

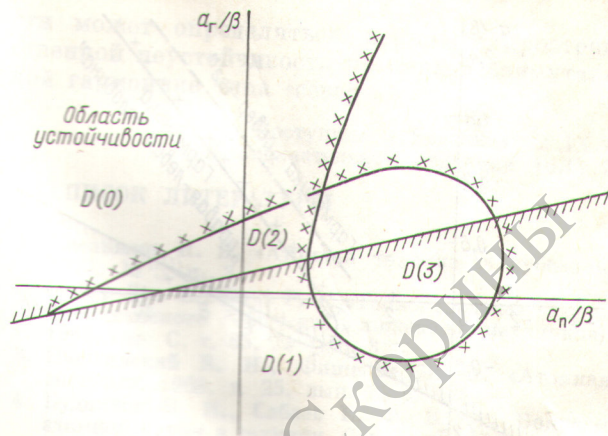
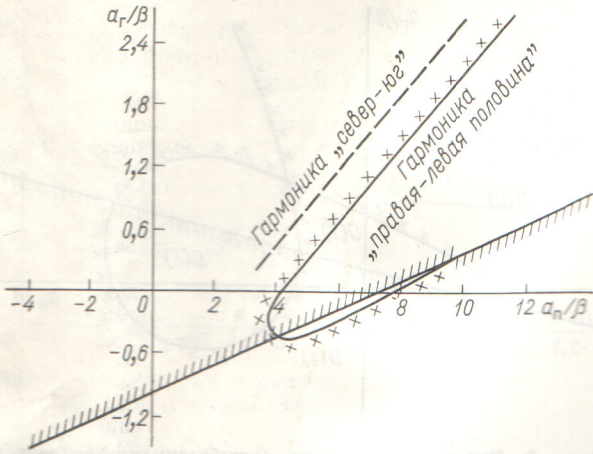


Рис. 2. Качественная карта D -разбиения коэффициентов реактивности по горючему и паросодержанию

Для его объяснения примем $a_r > 0$, а параметр a_n будем монотонно увеличивать, выбрав начальным значением его значение из области устойчивости $D(0)$. При первом пересечении D -кривой возникает «длиннопериодная» ксеноновая неустойчивость колебательного характера с периодом ~ 1 сут. После пересечения особой прямой возникает «среднепериодная» неустойчивость экспоненциального характера с «периодом» ~ 10 мин. Эта неустойчивость обусловлена положительным коэффициентом реактивности по замедлителю. Если продолжать увеличивать a_n , то D -кривая повторно пересечется. Участок этой кривой определяет границу быстрой неустойчивости, обусловленной влиянием только доплеровского и положительного парового коэффициентов реактивности. На границе быстрой неустойчивости возникают колебания с периодом несколько минут и менее. Период экспоненциальной неустойчивости в $D(3)$ по значению примерно такой же.

Численное значение границы быстрой неустойчивости на первой азимутальной гармонике ($\alpha_{01} = \beta$) характеризует D -разбиение, приведенное на рис. 3. Для упрощения D -разбиения расчет проводили при $a_z = a_x = 0$. Сплошной линией на рис. 3 проведены особая прямая и D -кривая замкнутого контура МПЦ, штриховой — особая прямая для изолированного ТК*. В случае изолированного ТК, т. е. когда обратная связь, осуществляемая через замкнутый контур МПЦ, «выключена», запас устойчивости становится меньше. Такой слу-

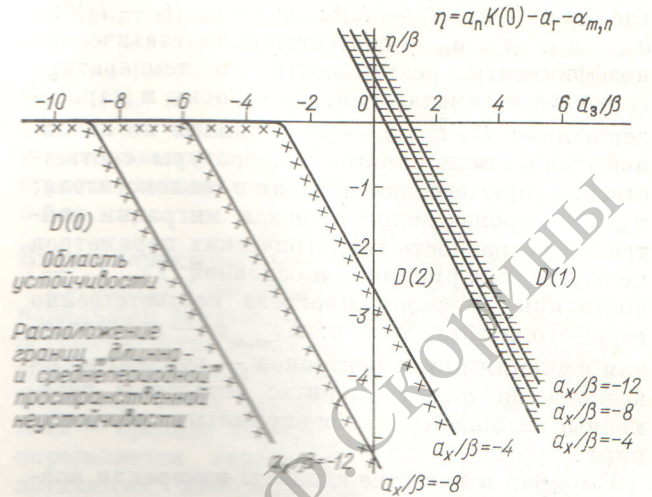
* В случае изолированного ТК D -кривая лежит за пределами рис. 3.



Р и с. 3. D -разбиение плоскости параметров (α_n, α_r) для случая $\alpha_{01} = \beta, \alpha_{31} = \alpha_x = 0$

чай наблюдается, если отклонения переменных от их стационарных значений в одной половине ТК, работающих на одну из петель циркуляции, противоположны по знаку и равны по абсолютному значению отклонениям переменных в другой половине ТК, работающих на ту же самую петлю циркуляции. В дальнейшем для краткости сказано, что в случае изолированного ТК отклонения нейтронного потока в активной зоне следуют азимутальной гармонике типа «север — юг», а при учете обратной связи через замкнутый контур МПЦ — типа «правая — левая половина». Разность ординат соответствующих точек, лежащих на пунктирной прямой и D -кривой (см. рис. 3), определяет стабилизирующий эффект обратной связи через контур МПЦ. Как видно из рис. 3, при $\alpha_n = 5\beta$ этот эффект для функций $E(t)$ и $\epsilon(t)$, приведенных на рис. 1, составляет $\sim 0,5\beta$.

Таким образом, в кипящих каналных реакторах при условии идентичности стационарных режимов правой и левой петель циркуляции и неизменности высотного энергораспределения азимутальная гармоника типа «север — юг» теоретически менее устойчива, чем гармоника типа «правая — левая половина». Однако проявление неустойчивости на гармонике того или иного типа зависит от характера тех возмущений, которые вносит оператор стержнями регулирования. Возбуждению азимутальной гармонике типа «правая — левая половина» может способствовать и отличие стационарных режимов правой и левой петель.



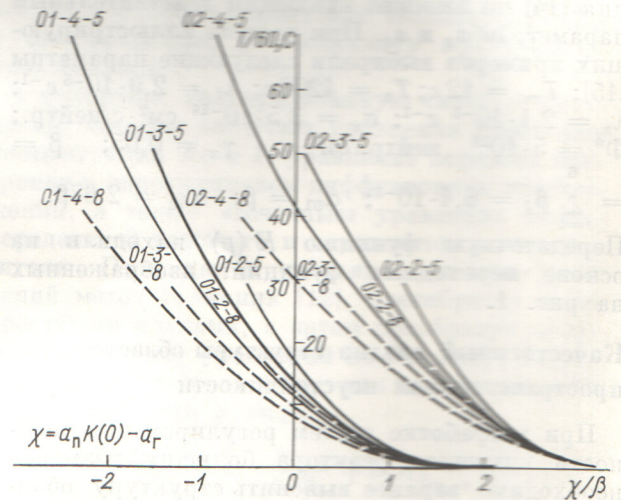
Р и с. 4. D -разбиение плоскости параметров (α_3, η) , равное соответственно $-4\beta, -8\beta$ и -12β

Для исследования «длинно- и среднепериодной» неустойчивости уравнение (2) можно записать в упрощенном виде

$$\eta + \frac{a_2}{1+p^2} + a_2 K_{m,n}(p) = 0, \quad (4)$$

где $\eta = a_2 b_N - a_r - \alpha_{m,n}$; $(a_2 b_N)$ имеет смысл вклада парового эффекта в мощностной коэффициент реактивности.

На рис. 4 приведено D -разбиение плоскости параметров (α_n, η) уравнения (4) при трех значениях коэффициента a_2 ($-4\beta; -8\beta; -12\beta$).



Р и с. 5. Зависимость «периода» экспоненциальной неустойчивости от «быстрого» мощностного эффекта реактивности на первой и второй азимутальной гармониках

Влияние на запас устойчивости коэффициентов реактивности, номера и типа гармоники можно видеть из неравенства

$$a_{\text{п}} b_N < a_{\Gamma} + \alpha_{m, n} - a_3 - a_x (1 - \bar{X}_{m, n}) \frac{\sigma_x \bar{\Phi}_{m, n}}{\lambda_x + \sigma_x + \bar{\Phi}_{m, n}} \quad (5)$$

при нарушении которого возникает экспоненциальная неустойчивость энергораспределения. Заметим, что расположение корней уравнения (4) рассматривалось также в работе [15].

Оценка «периода» пространственной неустойчивости

Для определения быстродействия систем локального регулирования мощности [15] необходимо знать изменения периода возможной неустойчивости энергораспределения с учетом ожидаемого в процессе кампании реактора изменения коэффициентов реактивности. На рис. 5 приведена зависимость «периода» экспоненциальной неустойчивости от «быстрого» мощностного эффекта реактивности ($\chi = a_{\text{п}} b_N - a_{\Gamma}$) на первой и второй азимутальной гармониках. Кривые построены при трех значениях a_3 (2 β ; 3 β ; 4 β) соответственно для $a_x = -5\beta$ и $a_x = -8\beta$. Индексы на кривых обозначают номер гармоники, значения a_3 и a_x . С увеличением парового коэффициента реактивности «период» экспоненциальной неустойчивости монотонно уменьшается. При достаточно больших положительных значениях $a_{\text{п}}$ «период» экспоненциального ухода на гармонике типа «север-юг» существенно меньше, чем на гармонике типа «справа — левая половина». Последнее означает, что при некоторых условиях требуется быстродействие локальных регуляторов мощно-

сти может определяться периодом пространственной неустойчивости на первой азимутальной гармонике типа «север — юг».

Поступила в Редакцию 20.IX.76
В окончательной редакции 10.IV.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов И. Я. «Атомная техника за рубежом», 1973, № 5, с. 3.
2. Мейер Дж. Е., Роуз Р. Т. «Теплопередача» (Труды американского общества инженеров-механиков), 1963, сер. С, т. 85, № 1, с. 3.
3. Плютинский В. И., Фишгойт Л. Л. «Атомная энергия», 1968, т. 25, вып. 6, с. 474.
4. Будников В. И., Сабаев Е. Ф. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Динамика ядерных энергетических установок, 1976, вып. 1 (9), с. 65.
5. Мейер Дж. Е., Рейнхард Е. А. «Теплопередача» (Труды американского общества инженеров-механиков), 1965, сер. С, т. 87, № 2, с. 179.
6. Токаренко В. Ф. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Динамика ядерных энергетических установок, 1975, вып. 1 (7), с. 75.
7. Будников В. И., Сабаев Е. Ф. Там же, 1975, вып. 2 (8), с. 59.
8. Холмс Дж. А. Г., Обертелли Дж. Д., Роберте Х. А. В кн.: Тяжеловодные реакторы парогенерирующие и других типов (Сборник докладов конференции, проходившей 14—16 мая 1968 г. в Англии), вып. 2. М., Атомиздат, 1970, с. 13.
9. Мохон Д. АЕВW-R 441, 1966.
10. Теория автоматического регулирования. Под ред. В. В. Солодовникова. Кн. 1. М., «Машиностроение», 1967.
11. Доллежал Н. А., Емельянов И. Я. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 2, с. 117.
12. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
13. Постников И. С., Сабаев Е. Ф. «Изв. АН БССР. Сер. физ.-техн. наук», 1967, № 3, с. 46.
14. Неймарк Ю. И. Устойчивость линеаризованных систем. Л., изд. ЛКВВИА, 1949.
15. Емельянов И. Я., Гаврилов П. А., Селиверстов Б. Н. Управление и безопасность ядерных энергетических реакторов. М., Атомиздат, 1975.

УДК 621.039.58/59

Исследование процесса удаления трития из облученной двуокиси урана при окислительной обработке в воздухе

АГЕЕВ А. Т., ВАЛУЕВ Е. М.

Операция окислительной обработки отработанного ядерного топлива рассматривается как единственно удовлетворительная для удаления радиологически опасного продукта деления — трития [1, 2]. Процесс удаления трития из облученной двуокиси урана исследовался ранее [3]. Полученная информация позволила

приступить к оптимизации режимов окислительной обработки в целях наиболее полного удаления трития; в качестве окислительного реагента предполагалось использовать воздух.

Для того чтобы в водных сбросах содержание трития не превышало предела, предусмотренного для открытых водоемов ($3,2 \cdot 10^{-6}$ Ки/л),