

Некоторые режимы гидравлической неустойчивости в первом контуре быстрого реактора

КУЗНЕЦОВ И. А.

УДК 621.039.526.53

Рассматриваются явления гидравлической неустойчивости в первом контуре многопетлевой ЯЭУ. Неустойчивость инициируется перемещениями обратных клапанов, установленных в каждой циркуляционной петле контура. Все петли подсоединены параллельно к напорному и выходному коллекторам реактора. При отклонениях от некоторого стационарного состояния движение обратного клапана и теплоносителя в петлях описываются уравнениями:

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} = k_{\varphi}\varphi + k_G \bar{G}_i + k_T \frac{d\varphi}{d\tau} + \frac{M_B}{J_K}, \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{G}_i}{d\tau} = R\bar{G}_i - k_{p\varphi}\varphi, \quad (2)$$

где φ — угол открытия клапана; \bar{G}_i — расход теплоносителя в i -й петле, отнесенный к номинальному значению; M_B — возмущающий момент; J_K — момент инерции клапана относительно оси вращения.

Характеристическое уравнение системы имеет следующий вид:

$$(s^2 - k_T \cdot s - k_{\varphi})(s + R) + k_G k_{p\varphi} = 0. \quad (3)$$

В соответствии с критерием Рауса — Гурвица на основе этого уравнения записаны три неравенства, выполнение которых необходимо и достаточно для обеспечения устойчивости движений клапана. Рассматривая эти неравенства, связывающие параметры контура и обратного клапана, можно сделать выводы, что нарушение устойчивости движений обратного клапана и циркуляции теплоносителя в первом контуре ЯЭУ при нормальном направлении циркуляции может быть вызвано нарушением устойчивости работы насосов или искажениями клапанов поля скоростей теплоносителя, приводящими к росту (в некоторых диапазонах

углов его открытия) гидравлического сопротивления клапана, лобового сопротивления тарелки и их соотношения.

Рассмотрены режимы с обратным направлением циркуляции теплоносителя в петлях; в результате получены критерии закрытия обратного клапана. Показано, что закрытие клапана связано с нарушением устойчивости его положения в потоке теплоносителя. Это нарушение возникает при некотором критическом расходе теплоносителя. Угол отклонения нормально открытого клапана от положения равновесия при критическом расходе теплоносителя связан с сопротивлением клапана и контура соотношением

$$\operatorname{ctg}(\varphi_* - \varphi_R) = \frac{\xi_R}{\xi + \xi_h} \cdot \frac{d(\ln \xi)}{d\varphi}, \quad (4)$$

где φ_R — угол открытия клапана в положении равновесия; ξ_h, ξ — коэффициенты гидравлического сопротивления контура и клапана соответственно; τ — время; φ_* — угол открытия клапана при критическом расходе. Из этого выражения следует, что угол отклонения от равновесия и, следовательно, величина критического расхода уменьшаются с увеличением гидравлического сопротивления петли первого контура по сравнению с сопротивлением собственно клапана. На основе этого соотношения с использованием результатов измерений критического расхода теплоносителя в естественных условиях можно определить гидравлическое сопротивление клапана при малых углах его открытия. Полученные результаты можно использовать при проектировании и при интерпретации результатов экспериментов.

(№ 779/7883. Поступила в Редакцию 31/V 1974 г. Полный текст 0,45 а. л., 5 рис., 4 библиогр. ссылки.)

К определению негерметичности тепловыделяющей сборки типа ИТР-М в активной зоне реактора

ГУСАРОВ О. Ф.

УДК 621.039

На исследовательском ядерном реакторе ИРТ-2000 Томского политехнического института проведен эксперимент по обнаружению негерметичной тепловыделяющей сборки типа ИТР-М по концентрации ^{135}Xe в пробах воды, отбираемых из ТВС, непосредственно в активной зоне на остановленном реакторе.

Пробы воды обчитывались на анализаторе АИ-100 с датчиком УСД-1 с кристаллом NaI размером 40×40 мм в области энергий от 80 до 500 кэВ. Применялся конический коллиматор с углом обзора 20° из комплекта УСД-1. В результате проверки всех 26 ТВС активной зоны была обнаружена сборка, в которой

счет импульсов в фотопике ^{135}Xe ($E_\gamma = 250$ кэВ) в 13,3 раза выше фонового значения. Для остальных сборок счет импульсов в фотопике ^{135}Xe изменялся в пределах $\pm 7\%$ от фонового: за фоновый принимался счет импульсов в фотопике ^{135}Xe от пробы воды, взятой на расстоянии 1,5 м над активной зоной.

Негерметичной оказалась ТВС с каналом стержня аварийной защиты. После замены негерметичной ТВС удельная активность газа в надреакторном пространстве уменьшилась в десять раз, γ -фон на верхней площадке в четыре раза, в насосной первого контура в три раза.

Перед отбором проб воды из ТВС реактор работал на мощности 2 МВт в течение 4 сут. Через 30 мин после остановки реактора отключали насосы первого контура. Пробы отбирали через 2 ч после отключения насосов.

Пробоотборник представляет собой трубу из сплава САВ-1 диаметром 23×1 мм, длиной 7,2 м. На верхний конец трубы надет резиновый шланг длиной 30 см, пережатый зажимом. На нижнем конце закреплена центрирующая шайба из тефлона, которая позволяет точно установить трубу на ТВС, закрывает сборку сверху для снижения подсоса воды из бака реактора.

Отбор проб воды из ТВС проводят следующим образом: пустую трубу с пережатым шлангом опускают в бассейн реактора и устанавливают центрирующей шайбой на ТВС. После снятия зажима вода из ТВС и из зазора между данной ТВС и соседними сборками наполняет трубу до уровня воды в бассейне, шланг пережимается зажимом, после чего пробоотборник извлекается из бассейна. Для снижения вытекания воды из трубы при подъеме внутренний диаметр ее снизу уменьшен за счет отрезка вакуумного шланга с внутренним диаметром 5 мм и длиной 15 см, впрысванного в нижний конец трубы. Пробу воды в количестве 2,5 л сливают после снятия зажима в подготовленную емкость. На обсчет брали 30 мл H_2O . Для отбора проб воды из ТВС, в которых установлены каналы стержней регулирования, центрирующая шайба не используется. Она сдвигается по трубе в верхнюю часть и закрепляется. Труба устанавливается непосредственно на головку ТВС вплотную к каналу СУЗ. На проверку 26 ТВС затрачивается 4 ч.

(№ 780/7916. Поступила в Редакцию 1/VII 1974 г. Полный текст 0,25 а. л., 6 рис., 3 библиогр. ссылки.)

Восстановление «синтетических» сечений рассеяния медленных нейтронов из приближенных уравнений термализации

ЛАЛЕТИН Н. И.

УДК 621.039.51.12

Энергетическое распределение медленных нейтронов ($E \ll 1$ эВ) часто описывается приближенными, дифференциальными по энергии, уравнениями [1–5]. В работе [6] показано, как приближенные уравнения термализации нейтронов могут быть получены из точного уравнения переноса. В настоящей работе решается задача в некотором смысле обратная рассмотренной в [6]. По заданным функциям $\xi \Sigma_s(\epsilon)$ и $\gamma(\epsilon)$, входящим в приближенные уравнения, восстанавливается приближенная формула для дифференциального сечения рассеяния $\Sigma_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon)$ [«синтетическое» сечение].

Наиболее общий вид сечения, при котором интегральное уравнение сводится к дифференциальному, имеет вид

$$\begin{aligned} \Sigma_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) &= \tilde{\Sigma}_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) + \alpha(\epsilon) \delta(\epsilon - \epsilon'); \\ \tilde{\Sigma}_s(\epsilon' \rightarrow \epsilon) &= \epsilon e^{-\epsilon} \begin{cases} v(\epsilon') p(\epsilon), & \epsilon' \geq \epsilon; \\ p(\epsilon') v(\epsilon), & \epsilon' \leq \epsilon. \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\epsilon = E/kT$ — энергия нейтрона в единицах kT (T — температура среды, k — постоянная Больцмана). Учтено, что сечение должно удовлетворять условию детального баланса.

Для функций $\alpha(\epsilon)$, $p(\epsilon)$ и $v(\epsilon)$ в работе получены следующие соотношения:

$$\alpha(\epsilon) = \Sigma_s(\epsilon) - \frac{\xi \Sigma_s(\epsilon)}{\gamma(\epsilon)}; \quad (2)$$

$$v(\epsilon) = \tilde{\Sigma}_s(\epsilon) \int_0^\epsilon \left\{ e^{\epsilon'} \frac{d}{d\epsilon'} \left[\frac{1}{\xi \Sigma_s(\epsilon') \epsilon'} \right] \times \right.$$

$$\left. \times \int_{\epsilon'}^\infty v(\epsilon'') \epsilon'' e^{-\epsilon''} d\epsilon'' \right\} d\epsilon'; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} p(\epsilon) &= v(\epsilon) \int_0^\epsilon \frac{1}{v^2(\epsilon') \int_{\epsilon'}^\infty \epsilon'' e^{-\epsilon''} v(\epsilon'') d\epsilon''} \times \\ &\times \left[v(\epsilon') \frac{d\tilde{\Sigma}_s(\epsilon')}{d\epsilon'} - \tilde{\Sigma}_s(\epsilon') \frac{dv(\epsilon')}{d\epsilon'} \right] d\epsilon'. \end{aligned}$$

Здесь

$$\tilde{\Sigma}_s(\epsilon) = \int_0^\infty \tilde{\Sigma}_s(\epsilon \rightarrow \epsilon') d\epsilon' = \frac{\xi \Sigma_s(\epsilon)}{\gamma(\epsilon)}$$

$$\text{и } \Sigma_s(\epsilon) = \int_0^\infty \Sigma_s(\epsilon \rightarrow \epsilon') d\epsilon'.$$

Уравнения (3) просто решаются для модели газа с $m = 1$, что можно использовать для контроля правильности проделанных преобразований. Для этого случая $v(\epsilon) = 1/\epsilon$ и $p(\epsilon) = \text{erf} \sqrt{\epsilon/\epsilon e^{-\epsilon}}$.

Оказывается, что уравнения (3) дают простые аналитические решения в одном важном частном случае, а именно для 2К-модели. В работе [5] показано, что спектры медленных нейтронов в воде с различными поглотителями при комнатной температуре хорошо описываются дифференциальным уравнением, если принять

$$\xi \Sigma_s(\epsilon) = \text{const} = \xi_0 \Sigma_0, \quad \gamma(\epsilon) = \text{const} = 1.$$