

УДК 621.039.514

## Частотный критерий устойчивости реактора с циркулирующим горючим

ГОРЯЧЕНКО В. Д., МИКИШЕВ В. В.

Существующие частотные критерии устойчивости реакторов получены только для реакторов с неподвижным горючим. В настоящей работе предложено частотное условие асимптотической устойчивости реактора с циркулирующим горючим (РЦГ). В качестве исходных уравнений взяты уравнения кинетики РЦГ из работы [1] и уравнения линейных обратных связей в интегральной форме. После надлежащих преобразований исходная система сведена к одному нелинейному интегродифференциальному уравнению

$$\nu \frac{dx}{dt} = -(1+x) \int_{-\infty}^{\tau} f(\tau-u) x(u) du - \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} \left[ \xi_i x - \int_{-\infty}^{\tau} k_i(\tau-u) x(u) du \right], \quad (1)$$

в котором  $x$  — относительное отклонение мощности реактора;  $\tau$  — время, измеряемое в долях  $\tau^*$  — времени прохода горючим по активной зоне;  $\beta_i$  и  $\xi_i$  — доля и коэффициент ценности [2]  $i$ -й группы излучателей запаздывающих нейтронов;  $\beta = \sum_i \beta_i$ ;  $\nu = \frac{l}{\beta \tau^*}$ ;  $l$  — время жизни нейтронов;  $f(\tau)$  — ядро линейной обратной связи (которая может быть как сосредоточенной, так и распределенной);  $k_i(\tau)$  — ядра, порождаемые уравнениями для источников запаздывающих нейтронов.

Стационарный режим РЦГ описывается решением  $x = 0$  уравнения (1). Обозначим через  $K_i(p)$  и  $F(p)$

преобразования по Лапласу ядер  $k_i(\tau)$  и  $f(\tau)$ . На основании результатов работ [2, 3] доказано следующее. Пусть функция  $F(p)$  не имеет полюсов при  $\text{Re } p \geq 0$  и  $F(0) > 0$  и для всех действительных значений  $\omega$  выполняется неравенство

$$\text{Re} \frac{F(i\omega)}{\nu p + \sum_i \frac{\beta_i}{\beta} [\xi_i - K_i(p)]} > 0. \quad (2)$$

Тогда нулевое решение уравнения (1) асимптотически устойчиво при любых начальных условиях.

Это утверждение аналогично критерию из работы [4], полученному для реакторов с неподвижным горючим и сосредоточенными линейными обратными связями.

(№ 796/7803. Поступила в Редакцию 3/IV 1974 г. Полный текст 0,2 а. л., 9 библиогр. ссылок.)

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горяченко В. Д., Сабаев Е. Ф. «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 4, с. 296.
2. Горяченко В. Д. Методы теории устойчивости в динамике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1971.
3. Горяченко В. Д. В сб.: Вопросы атомной науки и техники, сер. «Динамика ядерных энергетических установок». Вып. 2(6), М., ЦНИИатоминформ, 1974, с. 75.
4. Baran W., Meyer K. «Nucl. Sci. and Engng», 1966, v. 24, N 4, p. 356.

УДК 550.835

## Оценка влияния физико-геометрических факторов на распределение запаздывающих нейтронов деления в скважине

ДАВЫДОВ Ю. Б.

Для определения содержания урана по запаздывающим нейтронам используют реакцию деления ядер природного урана под воздействием первичного нейтронного излучения [1, 2]. Цель этой работы — оценка влияния физико-геометрических факторов на распределение запаздывающих нейтронов деления в скважине. Расчетным методом получена количественная оценка влияния диаметра скважины и водонасыщенности разномножающей среды на распределение быстрых и тепловых запаздывающих нейтронов.

Решена задача о распределении запаздывающих нейтронов деления, индуцированных точечным источником быстрых нейтронов в двухслойной бесконечной среде с цилиндрической границей раздела.

Расчеты выполнены для случая, когда разномножающая среда сложена пористой горной породой карбонатного состава, поры полностью заполнены пресной водой и содержание природного урана в горной породе постоянно. Энергия первичных нейтронов источника принята равной 14,1 МэВ.

Результаты расчета позволяют сделать следующие выводы: поток быстрых запаздывающих нейтронов с увеличением диаметра скважины монотонно убывает для зондов любой длины; характер влияния диаметра скважины на величину потока тепловых запаздывающих нейтронов зависит от длины зонда. В области малых зондов  $l \leq 20$  см увеличение диаметра скважины вызывает уменьшение потока тепловых нейтронов.