

УДК 621.039.512

Влияние формы нейтронного поля энергетического реактора на его устойчивость

ЕМЕЛЬЯНОВ И. Я., ПОДЛАЗОВ Л. Н., АЛЕКСАКОВ А. Н., ПАНИН В. М.

В процессе эксплуатации энергетических реакторов вследствие изменения изотопного состава топлива и перемещения регулирующих стержней изменяется конфигурация энергораспределения, что может оказать существенное влияние на его стабильность.

Важно установить, какие изменения конфигурации поля ведут к снижению стабильности, и по возможности избежать развития таких изменений при эксплуатации реактора. В работе [1] установлено, что в цилиндрическом реакторе с выравненным в центре полем увеличение размеров зоны плато вызывает снижение стабильности. Реальные изменения формы не сводятся только к изменению размеров плато, поэтому анализ стабильности нужно проводить и для более сложных конфигураций поля.

В настоящей статье представлены методика расчета устойчивости энергораспределения при произвольном стационарном распределении нейтронного потока $\Phi_0(r)$ и таблицы значений параметров, которые могут быть использованы для нахождения периода развития неустойчивости.

Постановка задачи. Для описания баланса нейтронов использовалось одностороннее уравнение диффузионного приближения в цилиндрической системе координат. Будем считать, что рассматриваются относительно медленные процессы, при которых возможно пренебрежение запаздывающими нейтронами, и коэффициент размножения нейтронов является функцией мощности реактора и температуры замедлителя с учетом мгновенной обратной связи по мощности, обусловленной температурой топлива и паросодержанием. Предполагалось также наличие гидравлического профилирования расхода теплоносителя по активной зоне реактора. Эффект реактивности по замедлителю описывается дифференциальным уравнением первого порядка. Тогда, предполагая, что переменные разделяются, и осредняя все изменения параметров по квадрату потока нейтронов, уравнения динамики реактора в отклонениях запишем в виде

$$\begin{cases} M^2 \left[\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial \varphi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} \right] + \\ + (k_0 - 1) \varphi + (a_\Phi \varphi + a_3 t_3) \Phi_0 = 0; \end{cases} \quad (1)$$

$$\varphi|_{R=R_0} = 0; \quad (2)$$

$$\begin{cases} C_3 \frac{dt_3}{dt} = \alpha \varphi - t_3, \end{cases} \quad (3)$$

где M^2 — площадь миграции нейтронов; Φ_0, k_0 — энергораспределение и коэффициент размножения

нейтронов в стационарных условиях; a_Φ, a_3 — коэффициенты реактивности соответственно по мощности и температуре замедлителя; R_0 — экстраполированный радиус активной зоны; C_3 — постоянная времени замедлителя.

Вводя безразмерные величины $r = R/R_0$; $\kappa_0 = R_0^2 (k_0 - 1)/M^2$; $\gamma_\Phi = R_0^2 a_\Phi \max \Phi_0/M^2$; $\gamma_3 = R_0^2 a_3 \alpha \max \Phi_0/M^2$; $\varphi' = \varphi/\max \Phi_0$; $f_0 = \Phi_0/\max \Phi_0$ и используя преобразование Лапласа, из уравнений (1) — (3) получаем

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \theta^2} + \kappa_0 \bar{\varphi} + \\ + \left(\gamma_\Phi + \frac{\gamma_3}{C_3 s + 1} \right) \bar{\varphi} f_0 = 0; \end{cases} \quad (4)$$

$$\bar{\varphi}|_{r=1} = 0, \quad (5)$$

где $\bar{\varphi}(s, r, \theta) = L[\varphi'(t, r, \theta)]$.

Предполагая, что стационарное распределение нейтронов зависит только от радиуса, выражение для κ_0 можно записать в виде

$$\kappa_0 = -\frac{1}{f_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right).$$

С учетом последнего равенства уравнение (4) принимает вид

$$\begin{aligned} f_0 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \theta^2} \right] + \\ + \left[\nu f_0^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) \right] \bar{\varphi} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\nu = \gamma_\Phi + \frac{\gamma_3}{C_3 s + 1}, \quad (7)$$

т. е. для случая произвольного $\Phi_0(r)$ задача об определении устойчивости реактора сводится к нахождению собственных значений краевой задачи (5, 6).

Для приближенного решения задачи (5, 6) представим искомую собственную функцию $\bar{\varphi}_i$ в виде

$$\bar{\varphi}_i = W_i(r) (a_i \cos i\theta + b_i \sin i\theta). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6), умножая полученное уравнение на $\cos i\theta$ ($\sin i\theta$) при $i = 0, 1, 2, \dots$ и интегрируя по θ от нуля до 2π , получаем

$$\begin{aligned} f_0 \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial W_i}{\partial r} \right) - \frac{i^2}{r^2} W_i \right] + \\ + \left[\nu_i f_0^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f_0}{\partial r} \right) \right] W_i = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

с граничным условием $R_i|_{r=1} = 0, i = 0, 1, 2, \dots$

Функции $R_i(r)$ приближенно можно представить в виде суммы

$$W_i(r) = \sum_{j=1}^n \alpha_{ij} \psi_{ij}(r), \quad (10)$$

где ψ_{ij} , $j = 1, 2, \dots$ — система линейно независимых координатных функций с соответствующими граничными условиями.

Подставляя (10) в (9), умножая на ψ_{ij} и интегрируя по r , получаем линейную однородную алгебраическую систему уравнений относительно коэффициентов α_{ij} , $j = 1, 2, \dots, n$:

$$\sum_{j=1}^n A_{kj}^i \alpha_{ij} = 0, \quad k = 1, 2, \dots, n,$$

где

$$A_{kj}^i = \int_0^1 \left\{ \psi_{ij} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi_{ik}}{\partial r} \right) - \frac{i^2}{r} \psi_{ij} \psi_{ik} + \right. \\ \left. + \nu_i \psi_{ij} \psi_{ik} r f_0 - \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial (\psi_{ij} \psi_{ik})}{\partial r} \right) \right\} f_0 dr.$$

Приравнявая нулю детерминант этой системы, получаем приближенное уравнение относительно собственных значений ν_i ($i = 0, 1, 2, \dots$):

$$|A_{kj}^i| = 0. \quad (11)$$

Устойчивость первой азимутальной гармоники.

В реакторе, радиально-азимутальное энергораспределение которого неустойчиво на нескольких гармониках, наиболее нестабильной является первая азимутальная гармоника (основная гармоника обычно стабилизируется автоматическим регулятором мощности), поэтому с практической точки зрения период развития неустойчивости будет характеризоваться периодом, соответствующим этой гармонике. Согласно равенству (7), выражение для этого периода можно представить в виде

$$T_{01} = C_3 / \left(\frac{\nu_3}{\nu_{01} - \nu_\Phi} - 1 \right). \quad (12)$$

В настоящее время T_{01} является одной из важнейших динамических характеристик энергетического реактора больших физических размеров.

Для нахождения собственного значения ν_{01} можно выбрать координатные функции в виде $\psi_{1i} = r^i (1 - r)$, $i = 1, 2, \dots, n$. Численный анализ показал, что приемлемая точность в определении ν_{01} достигается при учете восьми первых членов в разложении (10). В цилиндрическом реакторе вследствие выгорания и перемещения регулирующих стержней может возникнуть провал нейтронного поля в центральной части реактора. Для оценки влияния этого эффекта на стабильность реактора в качестве варьируемого параметра выберем глубину провала стационарного поля нейтронов в центре активной зоны $U = 1 - 1/f_0(r)|_{r=0}$,

где

$$f_0(r) = \begin{cases} U(r^2/r_1^2 - 1) + 1 & \text{при } r < r_1; \\ A[J_0(\mu_0 r) Y_0(\mu_0) - Y_0(\mu_0 r) J_0(\mu_0)] & \text{при } r_1 \leq r \leq 1; \end{cases}$$

$r_1 = R_1/R_0$ — относительный радиус области с провалом потока нейтронов; μ_0^2 — материальный параметр для случая, соответствующего выравненному энергораспределению с радиусом выравнивания r_1 .

Численный расчет ν_{01} в зависимости от r_1 и U представлен в табл. 1, из которой видно, что при

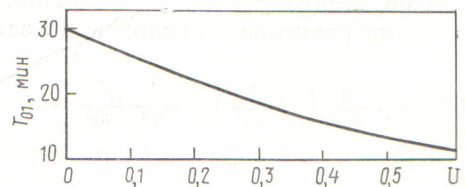
Таблица 1

Собственные значения ν_{01} , отвечающие первой азимутальной гармонике

U	r ₁						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
0	13,63	11,76	9,85	8,29	7,02	5,80	5,01
0,05	13,57	11,65	9,68	8,10	6,89	5,69	4,89
0,1	13,51	11,54	9,51	7,91	6,75	5,58	4,77
0,15	13,45	11,43	9,34	7,71	6,61	5,46	4,64
0,2	13,39	11,32	9,17	7,52	6,47	5,34	4,50
0,25	13,32	11,21	9,00	7,32	6,33	5,22	4,36
0,3	13,25	11,09	8,83	7,12	6,18	5,10	4,21
0,35	13,18	10,97	8,66	6,92	6,03	4,98	4,05
0,4	13,11	10,85	8,49	6,72	5,88	4,86	3,89
0,45	13,04	10,72	8,32	6,51	5,73	4,73	3,75
0,5	12,96	10,59	8,16	6,31	5,58	4,61	3,56
0,55	12,88	10,46	7,99	6,11	5,43	4,49	3,39
0,6	12,80	10,33	7,83	5,92	5,27	4,37	3,22

увеличении провала нейтронного потока в центре активной зоны устойчивость реактора заметно ухудшается. Экстраполяция к $r_1 = 0$ вдоль всех строк табл. 1 дает с погрешностью до 1% $\nu_{01} = 15,38$. На рисунке показано изменение периода развития неустойчивости при постоянной общей мощности реактора. Видно, что период первой азимутальной гармоники монотонно уменьшается с увеличением U .

Проводя расчеты при постоянной мощности реактора, требуется связать ее значение со зна-



Зависимость периода развития неустойчивости первой азимутальной гармоники от провала нейтронного поля в центре активной зоны при $r_1 = 0,7$; $C_3 = 40$ мин; $R_0^2/M^2 = 792$; $a_3 = 3,9 \cdot 10^{-5}$ 1/°C; $a_\Phi = 0$ и средней температуре замедлителя 300° C

чением $\max \Phi_0 : \max \Phi_0 = \Phi_0/2\bar{f}_0$, где

$$\bar{\Phi}_0 = \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \Phi_0 R dR d\theta / (\pi R_0^2);$$

$$\bar{f}_0 = \int_0^1 f_0 r dr.$$

Значение \bar{f}_0 зависит от U и r_1 . Зависимость от U можно записать в виде

$$\bar{f}_0(U, r_1) = \bar{f}_0(0, r_1) - r_1^2 U/4.$$

Численные значения функции $\bar{f}_0(0, r_1)$ представлены в табл. 2.

Табл. 1 может быть использована и для оценки одного из коэффициентов реактивности реактора. Например, если получено энергораспределение в реакторе $\Phi_0(r)$ по анализу показаний внутризонных детекторов [2] и экспериментально определены все параметры системы, включая и период T_{01} [3], кроме a_3 , то из формулы (12), используя табл. 1, легко получить γ_3 , а затем a_3 . Таким образом, описанная методика может быть использована для идентификации параметров исследуемой системы.

Как указывалось, в работе [1] приведена методика расчета устойчивости реактора с выравненным потоком нейтронов. Чтобы воспользоваться результатами работы [1], необходимо определить собственные значения краевой задачи

$$\begin{cases} \Delta \varphi + (\kappa_0 + \lambda^2) \varphi = 0; \\ \varphi|_{R=R_0} = 0. \end{cases}$$

Интересно сопоставить собственные значения, вычисленные так, как описано выше при $U = 0$ с $(\lambda_{01} R_0)^2$ из работы [1]. Как видно из табл. 3, отличия не превосходят 2%, что вполне приемлемо для практических расчетов.

Таблица 3
Результаты расчета значений $(\lambda_{01} R_0)^2$ в зависимости от R_1/R_0 и U

U	R ₁ /R ₀						
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
0	8,70	8,17	7,42	6,69	5,98	5,16	4,63
0,05	8,67	8,11	7,30	6,52	5,84	5,02	4,47
0,1	8,64	8,05	7,18	6,35	5,69	4,88	4,30
0,15	8,61	7,98	7,05	6,18	5,54	4,74	4,14
0,2	8,57	7,92	6,93	6,01	5,40	4,60	3,97
0,25	8,54	7,85	6,80	5,83	5,25	4,46	3,81
0,3	8,50	7,79	6,67	5,66	5,11	4,33	3,64
0,35	8,47	7,72	6,55	5,49	4,96	4,19	3,47
0,4	8,43	7,64	6,42	5,32	4,82	4,06	3,31
0,45	8,39	7,57	6,30	5,15	4,68	3,94	3,14
0,5	8,35	7,49	6,18	4,99	4,54	3,81	2,97
0,55	8,31	7,42	6,06	4,82	4,40	3,69	2,81
0,6	8,26	7,34	5,95	4,66	4,26	3,58	2,65

Таблица 2
Значения функции $\bar{f}_0(0, r_1)$

r ₁	\bar{f}_0
0	0,216
0,1	0,228
0,2	0,249
0,3	0,275
0,4	0,303
0,5	0,332
0,6	0,364
0,7	0,396

Выводы. Разработана методика расчета устойчивости энергетического реактора при произвольном стационарном энергораспределении $\Phi_0(r)$. Получены таблицы значений параметров, с помощью которых может быть определен период развития неустойчивости радиально-азимутально-го энергораспределения реактора. Показано, что провал стационарного распределения нейтронного потока в центральной части активной зоны заметно влияет на период развития неустойчивости, например, при провале нейтронного поля в центре активной зоны на 30% период уменьшается примерно в 1,5 раза. Описанная методика в сочетании с методом измерения периода неустойчивости [3] позволяет провести идентификацию отдельных динамических параметров энергетического реактора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитчок А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
2. Левин М., Даймонд Д. «Атомная техника за рубежом», 1973, № 5, с. 10.
3. Алексаков А. Н. и др. «Атомная энергия», 1979, т. 46, вып. 4, с. 227.

Поступила в Редакцию 23.07.79

УДК 621.039.5:536.27

Теплогидравлический расчет многостержневых тепловыделяющих сборок, охлаждаемых однофазным теплоносителем

МИНГАЛЕВА Г. С., МИРОНОВ Ю. В.

Возможность повышения мощности и надежности стержневых тепловыделяющих сборок (ТВС) газоохлаждаемых быстрых реакторов определяется в первую очередь максимальной температурой

топлива в центре твэла и его оболочки и максимальным перепадом температуры по периметру твэла. При изучении этих параметров необходимо учитывать перекося тепловыделения в сечении кас-