

n	0,5	-0,5
$k_1, \text{ Ом}^{-1}$	$0,68 \cdot 10^5$	$1,61 \cdot 10^6$
$k_2, \text{ Вб/м}$	0,489	6,2
$k_3, \text{ Вб/м}$	0,216	3,24
$k_4, \text{ Вб/м}$	0,461	5,46
$k_5, \text{ м/Тл}$	$-0,19 \cdot 10^4$	-52,48
$k_6, \text{ м/А}$	$-0,698 \cdot 10^{-3}$	$-0,762 \cdot 10^{-5}$
k_7	-245	-5,11
k_8	0,218	0,163
$k_9, \text{ м/Тл}$	0,120	0,107
$A_1, \text{ с}$	0,175	16,0
$A_2, \text{ с}^2$	$0,124 \cdot 10^{-10}$	$0,109 \cdot 10^{-10}$
$A_3, \text{ с}^3$	$0,676 \cdot 10^{-12}$	$0,866 \cdot 10^{-10}$
$K_1, \text{ м/В}$	0,872	6,69
$K_2, \text{ В/Тл}$	0,619	$0,446 \cdot 10^{-1}$
$K_3, \text{ В/Тл}$	40,0	4,28
$\sigma_1, \text{ с}^{-1}$	5,71	$0,624 \cdot 10^{-1}$
$\sigma_2, \text{ с}^{-2}$	6,33	$0,320 \cdot 10^{-1}$
$\omega, \text{ с}^{-1}$	$0,509 \cdot 10^6$	$0,430 \cdot 10^6$
R	0,311	0,494
$\tau_1, \text{ с}$	$0,544 \cdot 10^{-1}$	7,91
$\tau_2^2, \text{ с}^2$	$0,676 \cdot 10^{-9}$	$0,2 \cdot 10^{-10}$

По этим данным, а также из выражения для переходного процесса (13) видно, что движение п. в. из одного равновесного положения в другое целесообразно рассматривать состоящим из двух этапов: практически мгновенного перемещения п. в. до промежуточного положения с относительной амплитудой R и относительно медленного перемещения, сопровождаемого колебаниями, к новому положению равновесия с относительной амплитудой, равной единице.

Начальное перемещение R , а также коэффициенты затухания σ_1 и σ_2 , характеризующие степень инерционности п. в., сильно зависят от его исходных параметров.

Заключение. В настоящей работе представлены результаты разработки математической модели радиального движения п. в. в термоядерных установках токамак с учетом его омического сопротивления, а также полного потокосцепления контура, образованного п. в. При этом не учитывалось влияние на радиальное движение п. в. металлических конструкций установок. Существенным ограничением применимости рассмотренной модели является требование малой крутизны п. в. ($a/r \ll 1$). В этих условиях показано, что движение п. в. из одного положения равновесия в другое при изменении вертикального магнитного поля имеет сложный характер. Параметры элементов движения сильно зависят от исходных характеристик п. в.

Анализ модели п. в. на устойчивость привел к легко интерпретируемым условиям, одно из которых было известно ранее. Для современных установок токамак, п. в. которых имеет высокую крутизну ($a/r \geq 1/3$), результаты работы могут носить скорее качественный, чем количественный характер. Однако в случае экспериментального подтверждения свойств настоящей модель желательно использовать при проектировании систем стабилизации параметров п. в. и в современных термоядерных установках токамак.

Список литературы

1. Hugill J. e.a. «Nucl. Fusion», 1974, v. 14, p. 611.
2. Fujiwara M. e.a. «J. Appl. Phys.», 1975, v. 14, N 5, p. 675.
3. Sudzki U. e.a. JAERI-M-6050. Tokai, Ibaraki.
4. Шафранов В. Д. Вопросы теории плазмы. Т. 2, М., Госатомиздат, 1963.

Поступило в Редакцию 20.06.78

УДК 621.039.51

Оптимальное выравнивание двумерного энергораспределения

ПЕСКОВ Р. А.

Рассматривается цилиндрический реактор радиуса $R - \delta$ и высоты $2(H - \delta)$, где δ — эффективная добавка. Исходные уравнения имеют вид:

$$\Delta\varphi + \kappa^2\varphi = 0; \quad \kappa^2 = k^\infty - 1; \tag{1}$$

$$\varphi(-z, r) = \varphi(z, r); \quad \varphi(H, r) = \varphi(z, R) = 0,$$

где z, r — цилиндрические координаты, измеряемые в единицах длины миграции нейтронов ($z = 0, r = 0$ — центр реактора); $\varphi(z, r)$ — одногрупповой поток нейтронов. Предполагается, что материальный параметр κ^2 и коэффициент размножения нейтронов k^∞ зависят от координат, а транспортное сечение и длина миграции нейтронов не зависят. Плотность энергораспределения $q = k^\infty\varphi$ определяется профилированием k^∞ . Задача состоит в нахождении функции $k^\infty(z, r)$ при ограничении $k^\infty \leq k_m^\infty$, минимизирующей коэффициент объемной неравномерности энергораспределения:

$$K_V = (R - \delta)^2 (H - \delta) \max_{z, r} q(z, r) / \int_0^{R-\delta} \int_0^{H-\delta} 2rq(z, r) dz dr. \tag{2}$$

Рассматривается случай разделения переменных:

$$\kappa^2(z, r) = \lambda_1^2(z) + \lambda_2^2(r); \quad \varphi(z, r) = \psi_1(z) \psi_2(r); \tag{3}$$

$$\frac{d^2\psi_1}{dz^2} + \lambda_1^2\psi_1 = 0; \quad \frac{d\psi_1}{dz} \Big|_{z=0} = \psi_1(H) = 0; \tag{4}$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi_2}{dr} + \lambda_2^2\psi_2 = 0; \quad \psi_2(R) = \frac{d\psi_2}{dr} \Big|_{r=0} = 0, \tag{5}$$

где $\lambda_i^2\psi_i$ — соответственно составляющая материального параметра и распределение потока нейтронов по i -й ординате ($i = 1 \sim z, i = 2 \sim r$). В этом случае энергораспределение можно представить в виде:

$$q(z, r) = f_1(z) f_2(r) W(z, r); \quad W = 1 - \lambda_1^2\lambda_2^2 / (k_1^\infty k_2^\infty); \tag{6}$$

$$k_i^\infty = 1 + \lambda_i^2; \quad f_i = k_i^\infty \psi_i; \quad i = 1, 2, \tag{7}$$

где $f_1(z), f_2(r)$ — кривые энергораспределения соответственно в плоской (4) и радиальной (5) задачах с коэффициентами размножения $k_1^\infty(z), k_2^\infty(r)$.

Если $k^\infty \leq 1,33$, то $1 - W \leq 0,002$ и с приемлемой для практики точностью можно принять $W = 1, K_V = g_1 g_2$, где g_1, g_2 — соответственно коэффициенты неравномерности энергораспределения по высоте и радиусу (точнее, по основанию), получаемые в задачах (4), (5). Выравнивание $q(z, r)$ в случае разделения переменных требует выровнять распределения $f_1(z)$ и $f_2(r)$. Минимизированное значение g_i^0 коэффициента $g_i, i = 1, 2$ определяется при заданном способе профилирования наибольшим $k_{i,m}^\infty$ коэффициента k_i^∞ или, что то же самое, $\lambda_{i,m}^2 = k_{i,m}^\infty - 1$. Ограничение $k_m^\infty = 1 + \lambda_{1,m}^2 + \lambda_{2,m}^2$ (эквивалентное $k_{1,m}^\infty + k_{2,m}^\infty = k_m^\infty + 1$) указывает, что коэффициент неравномерности $K_V = g_1^0 g_2^0$ является функцией, например, только $\lambda_{1,m}^2$ (или $k_{1,m}^\infty$).

Непрерывное и двухступенчатое оптимальное профилирование одномерных реакторов
($R = H = 7$; $\delta = 1,2$)

i	$k_{i,m}^\infty$	Непрерывное		Двухступенчатое		
		b	g_i^0	$b_{i,1}$	$k_{i,1}^\infty$	g_i^0
1	1,16	4,02	1,072	3,52	1,02	1,123
	1,12	3,00	1,110	2,99	1,02	1,148
	1,08	2,41	1,188	2,11	1,02	1,212
2	1,28	4,54	1,091	4,01	1,05	1,190
	1,20	3,77	1,192	3,28	1,05	1,266
	1,16	3,06	1,304	1,64	1,05	1,361

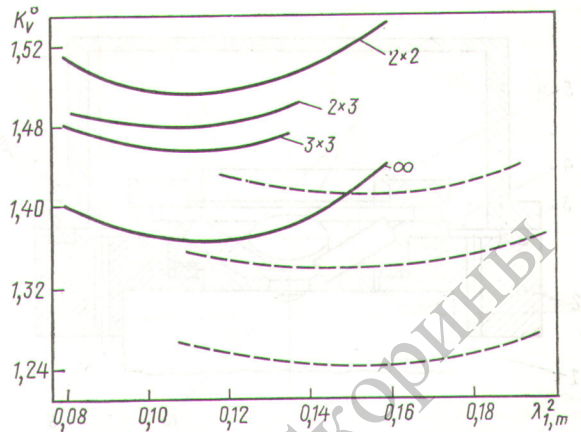
Различают непрерывное и ступенчатое (зонное) оптимальное профилирование коэффициента размножения. В рассматриваемых задачах первому отвечает непрерывное распределение энерговыделения с наибольшим значением, постоянным по центральной области реактора. Во втором случае кривая выравненного энергораспределения $f_1(z)$ или $f_2(r)$ терпит разрыв на границах зон, где, как правило, имеет такую же, как в центре, наибольшую плотность энергораспределения. При непрерывном выравнивании зависимости $k_1^\infty(z)$ и $k_2^\infty(r)$ в пределах центральной области имеют вид:

$$k_i^\infty(x) = [1 - y_i(x)(1 - 1/k_{i,m}^\infty)/y_i(b)]^{-1}, \quad x \leq b;$$

пластина — $i=1$, $y_1(x) = \text{ch } x$, $x=z$;
цилиндр — $i=2$, $y_2(x) = I_0(x)$, $x=r$,

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Координата b определяется условием критичности, получаемым из требований непрерывности потока и тока нейтронов на границе области ($x \geq b$, $k_i^\infty(x) = k_{i,m}^\infty$). Результаты расчетов по выравниванию одномерных энергораспределений даны в таблице, где $b_{i,1}$, $k_{i,1}^\infty$ ($i \leq 2$) — соответственно координата наружной границы и коэффициент размножения зоны 1 реактора типа i .

Случай разделения переменных позволяет просмотреть большой набор двумерных полей $g(z, r)$, синтезированных через выравненные одномерные поля $f_1(z)$, $f_2(r)$ согласно выражениям (4–7). На рисунке для разных способов



Зависимость K_V^0 от $\lambda_{1,m}^2$ для разных случаев синтеза выравненного двумерного энергораспределения ($R = H = 7$, $\delta = 1$): ∞ — непрерывное профилирование; $l_1 \times l_2$ — число зон по высоте (l_1), по радиусу (l_2), $l_1 = 2; 3$, $l_2 = 2; 3$; — $k_m^\infty = 1,33$; - - - $k_m^\infty = 1,42$

профилирования цилиндрического реактора конечной высоты даны примеры зависимости коэффициента объемной неравномерности $K_V^0 = g_1^0 g_2^0$ от высотной составляющей материального параметра наружной «угловой» зоны ($\lambda_{1,m}^2 = \lambda_{1,m}^2 + \lambda_{2,m}^2 = \text{const}$). Увеличение (уменьшение) $\lambda_{1,m}^2$ приводит к уменьшению (увеличению) g_1^0 и сопровождается противоположными изменениями соответственно $\lambda_{2,m}^2$, g_2^0 , что объясняет наличие минимума у зависимости $K_V^0(\lambda_{1,m}^2)$. Снижение k_m^∞ делает оптимум более выраженным. Для точки минимума при $H/R = 0,95 \pm 0,05$ (на примере нескольких реакторов) установлены соотношения:

$$\lambda_{1,m}^2 = \lambda_{2,m}^2/2; \quad k_{1,m}^\infty = k_m^\infty/3 + 2/3, \quad k_{2,m}^\infty = 2k_m^\infty/3 + 1/3.$$

Они позволяют найти закон профилирования $k^\infty(z, r) = k_1^\infty(z) + k_2^\infty(r) - 1$ и синтезировать оптимальное двумерное энергораспределение через табулированные решения одномерных задач о выравнивании.

Поступило в Редакцию 04.07.78

УДК 543.422.8.002.5

Рентгенофлуоресцентный анализ урана в воде с использованием радиоизотопных источников альфа-частиц

БРОДСКИЙ С. М., МАМИКОНЯН С. В., ФИЛАТОВ В. И.

Рентгенофлуоресцентный анализ урана в растворах с возбуждением фотонным излучением обладает чувствительностью 10^{-3} – 10^{-4} % [1]. В настоящей работе рассматривается применение радиоизотопных источников α -частиц для определения содержания урана в воде в диапазоне концентрации 10^{-5} – 10^{-3} %. Энергия α -частиц источников не превышает 5–6 МэВ, а внешний поток 10^8 – 10^9 част./с. При таких параметрах возбуждающего излучения высокая чувствительность может быть достигнута только при анализе по M-серии характеристического излучения урана [2].

Устройство экспериментальной установки показано на рис. 1. Измерения проводили в камере, заполняемой

гелием под давлением, близким к атмосферному. Четыре источника на основе ^{210}Po общей активностью 50 мКи возбуждали характеристическое излучение в мишени, расположенной на расстоянии 1 см от активных поверхностей источников. Средняя энергия α -частиц, прошедших через герметизирующую пленку источника, равна 4,9 МэВ. Все детали установки, на которые могли попадать α -частицы, для уменьшения фона были изготовлены из органического стекла. Рентгеновское излучение мишени регистрировали полупроводниковым Si(Li)-детектором с бериллиевым окном толщиной 8 мкм и площадью чувствительной области $12,5 \text{ мм}^2$. Расстояние между мишенью и чувствительной поверхностью детектора составляло 2 см. Детек-