

грешности, которую вносит в расчет РБМК использование гетерогенного приближения. Для этого заменим каждую ячейку полирешетки на гетерогенную, состоящую из однородного замедлителя с сцинтилляющим источником стоком на оси (Городков С. С. «Атомная энергия», 1980, т. 48, вып. 6, с. 370). Симметричная по углу составляющая нейтронного поля в такой ячейке имеет вид

$$\phi(r) = \hat{Z} [\hat{I}_0(r) + \hat{K}_0(r) \hat{\alpha}] \varphi, \quad (2)$$

где

$$\hat{z} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ L^2/(\tau - L^2) & 1 \end{pmatrix}, \quad \varphi = \begin{pmatrix} \varphi_\tau \\ \varphi_L \end{pmatrix};$$

$$\hat{I}_0 = \begin{pmatrix} I_0(r/\sqrt{\tau}) & 0 \\ I_0(r/L) \end{pmatrix}; \quad \hat{K}_0 = \frac{1}{2\pi} \begin{pmatrix} K_0(r/\sqrt{\tau}) & 0 \\ 0 & K_0(r/L) \end{pmatrix};$$

τ — возраст нейтронов; L — длина диффузии тепловых нейтронов в замедлителе; φ_τ и φ_L — свободные коэффициенты; $\hat{\alpha}$ — 2×2 -матрица, элементы которой подбираются так, чтобы гетерогенная ячейка была эквивалентна исходной. Из нескольких форм эквивалентности мы предпочли ту, которая приводит к наиболее простой связи между однородными и гетерогенными константами и требует, чтобы соотношение между утечкой нейтронов через границу и средним по ячейке потоком нейтронов ($\bar{\phi} = \bar{D}\Phi$) было одинаковым в однородной и гетерогенной ячейках. Это условие приводит к уравнению

$$\hat{Z}\hat{D}^- = [\hat{Z}(\hat{I}_1 - \hat{K}_1\hat{\alpha})] [\hat{Z}(\hat{I} + \hat{K}\hat{\alpha})]^{-1}, \quad (3)$$

из которого определяется $\hat{\alpha}$. В уравнении (3) I_1 , \hat{K}_1 — интегралы по поверхности ячеек от $\frac{\partial}{\partial n} I_0(r)$ и $\frac{\partial}{\partial n} \hat{K}_0(r)$; \hat{I} , \hat{K} — средние по объему ячейки от $\hat{I}_0(r)$ и $\hat{K}_0(r)$ соответственно. В результате гетерогенного расчета находят коэффициенты φ , а затем $\bar{\phi}$ можно определить по формуле

$$\bar{\phi} = \hat{Z}(\hat{I} + \hat{K}\alpha)\varphi. \quad (4)$$

Помимо гетерогенного с точным расчетом сравниваются также однородные расчеты с одним узлом сетки на ячейку. Узлы могут располагаться либо в центрах (вариант А), либо в углах ячеек (вариант Б). Именно по этим схемам проводится подавляющее большинство реакторных рас-

I				II			
П	Р	Р	Р	Р	Р	Р	П
В	Р	Р	Р	Р	Р	В	Р
П	Р	Р	Р	Р	П	Р	Р
В	Р	Р	Р	В	Р	Р	Р

Два типа полирешеток: Р — технологический канал; П, В — введенный и извлеченный поглощающие стержни

четов, так как двукратное уменьшение шага двумерной сетки приводит к восьмикратному увеличению объема вычислений.

Два типа полирешетки, использованные в расчетах, изображены на рисунке. Однородные характеристики ячеек близки к применяемым в расчетах РБМК. Каждое решение нормировалось на средний по рабочим ячейкам поток тепловых нейтронов. Результаты сравнения приведены в первой части таблицы. Видно, что погрешности гетерогенизации настолько невелика, что даже выгоднее было бы использовать гетерогенный расчет вместо грубо-сеточного при решении однородных задач такого типа. Любопытно также, что вариант Б, идеологически равноценный варианту А, на практике оказывается точнее.

Выборную проблему можно рассмотреть и с противоположной точки зрения, предположив, что точным расчетом является гетерогенный. Погрешности гомогенизации этой задачи будут равны с точностью до знака погрешностям гетерогенизации предыдущей задачи. Сравнение грубо-сеточных решений с гетерогенным (в данном случае точным) показывает, что преимущество варианта Б перед вариантом А уменьшается. Итак, можно сказать, что аккуратно выполненные гомогенизация и гетерогенизация вносят в общую погрешность расчета РБМК малый вклад по сравнению с другими приближениями: двумерным, малогрупповым, грубо-сеточным и пр.

УДК 621.039.5:532.5

Определение параметров потока в опускном кольцевом канале реактора

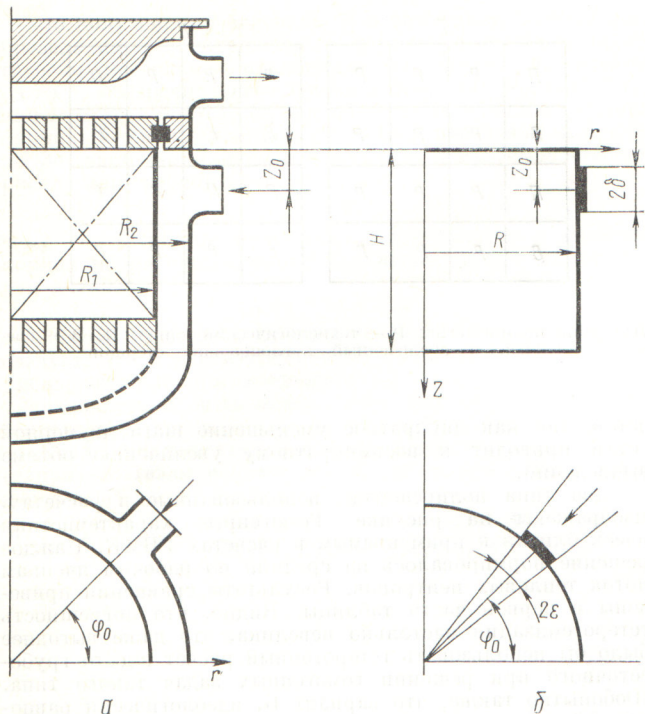
Олейник В. Н.

Распределение теплоносителя по сечению активной зоны в реакторах корпусного типа определяется особенностями его течения на входных участках внутрикорпусного гидравлического тракта. Одним из таких участков в ВВЭР является опускной кольцевой канал между корпусом реактора и его выемной частью. Подвод теплоносителя в опускной кольцевой канал осуществляется через один или несколько входных патрубков, т. е. является сосредоточенным. Непосредственно у входных патрубков образуются вихревые зоны. Поля скорости и гидродинамического давления по окружности опускного кольцевого канала существенно неравномерны [1]. При удалении от входных патрубков распределение гидродинамических параметров в опускном кольцевом канале становится более равномерным. Однако полного выравнивания потока в выходном сечении опускного кольцевого канала может и не быть. В связи с этим важное практическое значение имеет задача расчетного определения гидродинамических параметров потока по длине и окружности опускного

кольцевого канала при различном числе работающих входных патрубков. Опыты показывают, что за пределами существования вихревых зон гидравлические потери потока в опускном кольцевом канале малы. Поэтому определим гидродинамические параметры потока, исходя из предположения о потенциальном характере течения.

Пусть в опускной кольцевой канал с внутренним радиусом R_1 , внешним радиусом R_2 и непроницаемым разделителем потока через входной патрубок поступает поток вязкой жидкости. В связи с тем что ширина опускного кольцевого канала всегда значительно меньше его среднего радиуса $R = 0,5(R_1 + R_2)$, изменением параметров потока по ширине опускного канала пренебрегаем. Таким образом, будем рассматривать течение вязкой жидкости на некоторой цилиндрической поверхности, радиус которой R , а высота H .

Входной патрубок представим в виде источника мощностью Q с линейными размерами 2δ вдоль оси и $2R\epsilon$ по окружности (рис. 1).



Р и с. 1. Конструктивная (а) и расчетная (б) схемы опускного кольцевого канала ВВЭР

Уравнение для потенциала скорости $U(z, \varphi)$ в рассматриваемой области течения имеет вид

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \begin{cases} Q/4\delta\epsilon R & z_0 - \delta < z < z_0 + \delta; \\ & \varphi_0 - \epsilon < \varphi < \varphi_0 + \epsilon; \\ 0 & z_0 - \delta > z; \quad z_0 + \delta < z; \\ & \varphi_0 - \epsilon > \varphi; \quad \varphi_0 + \epsilon < \varphi. \end{cases} \quad (1)$$

Граничные условия:

$$z = 0; \quad 0 < \varphi < 2\pi; \quad \partial U / \partial z = 0; \quad (2)$$

$$z = H; \quad 0 < \varphi < 2\pi; \quad \partial U / \partial z = \psi(\varphi); \quad (3)$$

$$0 < z < H; \quad \varphi = \varphi_0 + \pi; \quad \partial U / \partial \varphi = 0. \quad (4)$$

Используя метод разделения переменных [2], решение уравнения (1) при граничных условиях (2) — (4) получаем в таком виде:

$$U(z, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{a_n}{\lambda_n \operatorname{sh} \lambda_n H} \operatorname{ch} \lambda_n z - \frac{Q \cos \lambda_n R \varphi_0}{\pi R \lambda_n \operatorname{sh} \lambda_n H} \operatorname{ch} \lambda_n z_0 \operatorname{ch} \lambda_n (H - z) \right] \cos \lambda_n R \varphi, \quad (5)$$

где a_n — коэффициенты разложения в ряд Фурье функции $\psi(\varphi)$. Составляющие скорости потенциального потока находим из выражения (5)

$$v_z = \frac{\partial U}{\partial z} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{a_n}{\operatorname{sh} \lambda_n H} \operatorname{sh} \lambda_n z + \frac{Q \cos \lambda_n R \varphi_0 \operatorname{ch} \lambda_n z_0}{\pi R \operatorname{sh} \lambda_n H} \operatorname{sh} \lambda_n (H - z) \right] \cos \lambda_n R \varphi; \quad (6)$$

$$v_\varphi = \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial \varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{Q \cos \lambda_n R \varphi_0 \operatorname{ch} \lambda_n z_0 \operatorname{ch} \lambda_n (H - z)}{\pi R \operatorname{sh} \lambda_n H} - \frac{a_n}{\operatorname{sh} \lambda_n H} \operatorname{ch} \lambda_n z \right] \sin \lambda_n R \varphi. \quad (7)$$

Собственные значения λ_n определим из уравнения (7), воспользовавшись при этом условием (4):

$$\lambda_n = n\pi/R (\varphi_0 + \pi). \quad (8)$$

При поступлении теплоносителя в опускной кольцевой канал через несколько входных патрубков составляющие скорости потенциального потока определяются по методу наложения потоков.

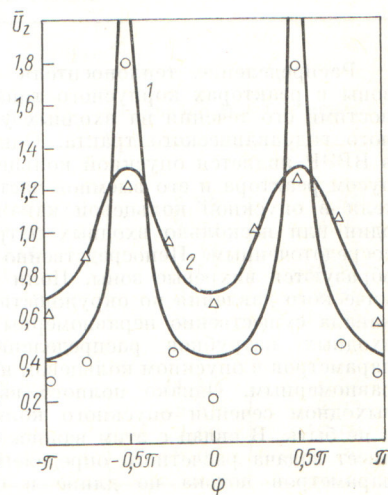
При известных значениях скорости распределение гидродинамического давления может быть вычислено с помощью уравнения Бернулли, справедливого для всех точек рассмотренной области течения:

$$\frac{p - p_{\Pi}}{0,5\rho v_{\Pi}^2} = 1 - \frac{v_z^2 + v_\varphi^2}{v_{\Pi}^2}. \quad (9)$$

Здесь v_{Π} и p_{Π} — скорость и гидродинамическое давление потока во входном патрубке.

Для проверки полученного теоретического решения было выполнено экспериментальное исследование гидродинамических характеристик потока в опускном кольцевом канале на его фрагментной модели. Кольцевой канал шириной 0,02 м был образован двумя коаксиальными цилиндрами высотой 0,95 м. Внутренний цилиндр из алюминиевого сплава (радиус наружной поверхности 0,445 м) имитировал выемную часть реактора, внешний цилиндр из органического стекла (радиус внутренней поверхности 0,465 м) — корпус реактора. Для подвода воздуха в кольцевой канал внешний цилиндр имеет два симметрично расположенных входных патрубка диаметром 0,15 м. Близкая к патрубкам торцовая поверхность кольцевого канала закрыта металлическим доннышком. Воздух из кольцевого канала выходит через другую торцовую поверхность, которая в одной серии опытов была свободной, а в другой перекрывалась сменными дросселирующими решетками с различным гидравлическим сопротивлением. Скорость воздуха в кольцевом канале измеряли с помощью нескольких подвижных трубок Пито — Прандтля, гидродинамическое давление на внутренней поверхности внешнего цилиндра — U-образным манометром, заполненным водой.

В опытах обнаружено, что при коэффициенте сопротивления пористой решетки, установленной на выходе из кольцевого канала, равном 5 и более, окружная неравномерность в распределении осевой составляющей скорости в выходном сечении отсутствует. Поэтому расчетное определение скорости и гидродинамического давления в кольцевом канале с указанными выше геометрическими размерами было выполнено с использованием граничного условия (3) в виде $\psi(\varphi) = \text{const}$. При сравнении характера распределения расчетных и экспериментальных значений



Р и с. 2. Распределение осевой скорости по окружности опускного канала при работе двух входных патрубков. Расчет: 1, 2 — $z = 2,0$ и $3,5$; эксперимент: \circ , \triangle — $z = 2,0$ и $3,5$ соответственно

осевой скорости (рис. 2) установлено, что при малых значениях z они существенно различаются. Это различие обусловлено наличием в реальном потоке вихревых зон вблизи входных патрубков. При больших значениях z , когда вихревые зоны замыкаются, различие результатов расчета и эксперимента уменьшается, и при $z = z/d_{\text{п}} = 3,0$ расчетные и экспериментальные значения осевой скорости практически совпадают. Отмеченное обстоятельство подтверждается также соответствующим сопоставлением расчетных и экспериментальных значений гидродинамического давления.

Таким образом, при известных геометрических характеристиках опускного кольцевого канала характер рас-

пределения гидродинамических параметров потока в его выходном сечении может быть получен с использованием рассмотренной расчетной схемы, основанной на предположении о потенциальном характере течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фомичев М. С., Берзина Б. Ф., Емельянов А. И. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение», 1976, вып. 2 (13), с. 29.
2. Положий Г. Н. Уравнения математической физики. М., «Высшая школа», 1964.

Поступило в Редакцию 02.04.80

УДК 539.172.12

Выходы ^{123}I , ^{124}I , ^{125}I , ^{126}I , ^{130}I , ^{131}I , ^{132}I при облучении теллура протонами, дейтронами, альфа-частицами и сурьмы альфа-частицами

ДМИТРИЕВ П. П., ПАНАРИН М. В., ДМИТРИЕВА З. П.

Период полураспада и энергия γ -квантов ^{123}I весьма удобны для использования в медицине. Радионуклидная чистота ^{123}I , которая определяется примесями других радионуклидов йода, имеет принципиальное значение при использовании его в медицине. Поэтому важно знать, какие радионуклиды йода и в каком количестве образуются в выбранном способе получения ^{123}I .

В работе измерены выходы $^{123-126}\text{I}$, $^{130-132}\text{I}$ для толстой мишени для четырех наиболее эффективных способов получения ^{123}I : $\text{Te} + p$, $\text{Te} + d$, $\text{Te} + \alpha$, $\text{Sb} + \alpha$. Выходы нуклидов йода измерены при максимальной энергии частиц ~ 22 МэВ (протоны и дейтроны) и ~ 44 МэВ (α -частицы) и пяти значениях энергии частиц ниже максимальной. Нуклиды в основном образуются по реакциям типа (αxn) при $x = 1, 2, 3$ и (αpxn) при $x = 1, 2$.

Металлические образцы теллура и сурьмы облучали на отклоненном пучке циклотрона ФЭИ (г. Обнинск), энергию частиц варьировали алюминиевыми тормозящими фольгами. Радионуклиды идентифицированы по γ -излучению и периоду полураспада, активность нуклида измеряли по количеству импульсов в фотопике выбранной γ -линии. Из работы [1] использованы следующие значения периода полураспада нуклидов, энергии и квантовые выходы γ -линий: ^{123}I (13,3 ч; γ 159,0 кэВ; 82,9%), ^{124}I (4,18 сут; γ 602,7 кэВ; 62,8%), ^{125}I (59,9 сут; КХ 28,03 кэВ + γ 35,48 кэВ; 146%), ^{126}I (12,9 сут; γ 666,4 кэВ; 33%), ^{130}I (12,4 сут; γ 536,1 кэВ; 100%), ^{131}I (8,04 сут; γ 364,5 кэВ; 82%), ^{132}I (2,3 ч; γ 772,6 кэВ; 76%). Методика измерения активности нуклидов (кроме ^{125}I) и интегрального тока облучения образцов аналогична описанной в работе [2].

Радиохимически ^{125}I выделяли из образцов через 4 мес после облучения, активность сухих источников ^{125}I измеряли аналогично измерению активности ^{28}Mg по γ -линии 30,6 кэВ в работе [3]. Результаты измерения выходов $^{123-126}\text{I}$, $^{130-132}\text{I}$ приведены в таблице. Погрешность измеренных выходов 12—13% (для ^{125}I 16—18%) и в основном обусловлена систематическими ошибками при измерении активности нуклидов и интегрального тока.

При облучении теллура образуются также ^{120}I ($T_{1/2} = 1,35$ ч), ^{121}I ($T_{1/2} = 2,12$ ч) и ^{133}I ($T_{1/2} = 20,8$ ч). Через 10—20 ч после облучения примесь ^{120}I , ^{121}I будет ничтожно мала, однако ^{121}I распадается в ^{121}Te ($T_{1/2} = 17$ сут), и может потребоваться очистка ^{123}I от ^{121}Te . Выход реакции ^{130}I (αp) ^{133}I при $E_{\alpha} = 44$ МэВ по оценке ≤ 20 мкКи/(мкА·ч).

При облучении теллура α -частицами радионуклиды ^{120}I , ^{121}I , ^{123}I , ^{125}I , ^{131}I , ^{132}I соответственно получают также через изобарные нуклиды: ^{120}Xe ($T_{1/2} = 40$ мин), ^{121}Xe ($T_{1/2} = 40,1$ мин), ^{123}Xe ($T_{1/2} = 2,08$ ч), ^{125}Xe ($T_{1/2} = 17,04$ ч);

$^{131m,g}\text{Te}$ ($T_{1/2}^m = 30$ ч, $T_{1/2}^g = 25,0$ мин), ^{132}Te ($T_{1/2} = 78,2$ ч). В настоящей работе активность ^{123}I , ^{125}I , ^{131}I измеряли после распада ^{123}Xe , $^{131m,g}\text{Te}$ и выход рассчитывали на конец облучения. Активность ^{132}I , образую-

Выходы нуклидов йода при разных способах получения ^{123}I , мкКи/(мкА·ч)*

Энергия частиц, МэВ	^{123}I	^{124}I	^{125}I	^{126}I	^{130}I	^{131}I	^{132}I
Te + p							
$22,2 \pm 0,3$	1127	264	31,4	97,0	1100		
$21,0 \pm 0,3$	910	195	26,0	72,5	1095		
$20,0 \pm 0,3$	720	148	21,6	72,0	1090		
$17,1 \pm 0,4$	334	91	15,2	55,0	972		
$14,3 \pm 0,4$	143	52	6,9	34,5	760		
$9,8 \pm 0,5$	35	15	1,2	9,2	320		
Te + d							
$22,1 \pm 0,3$	400	127	8,5	91	3350	105	
$21,0 \pm 0,3$	288	109	6,9	86	3170	101	
$18,4 \pm 0,4$	194	68	3,7	71	2750	84	
$17,1 \pm 0,4$	163	51	2,6	62	2380	75	
$12,3 \pm 0,5$	69	8	0,6	23	1150	38	
$9,5 \pm 0,5$	24	1,1	0,2	9	440	14	
Te + α							
$43,4 \pm 0,5$	39,2	1,23	0,83	0,94	37,4	3,9	224
$38,6 \pm 0,5$	11,8	0,65	0,41	0,42	20,4	1,8	170
$33,2 \pm 0,5$	1,8	0,30	0,22	0,15	7,3	0,85	69
$31,0 \pm 0,6$	1,2	0,25	0,15	0,08	4,3	0,58	43
$26,6 \pm 0,7$	0,6	0,12	0,09	0,03	1,8	0,3	13
$19,2 \pm 0,8$	0,2	0,02	0,02	0,01	0,5	0,1	2
Sb + α							
$43,9 \pm 0,5$	1360	161	5,2	4,60			
$38,8 \pm 0,5$	1227	111	5,1	4,55			
$33,4 \pm 0,6$	950	46	4,5	4,35			
$27,0 \pm 0,7$	450	13	2,7	3,65			
$19,6 \pm 0,8$	65	7	0,25	1,85			
$16,5 \pm 0,9$	15	5	0,05	0,85			

* 1 Ки = $3,700 \cdot 10^{10}$ Бк.