

Во-вторых, вместо потока моноэнергетических первичных квантов следует рассматривать поток отраженных от плотной среды квантов достаточно сложного спектрального состава. В то же время, учитывая, что спектральный интервал энергии квантов, выходящих из плотной среды, в основном достаточно узкий: 100—200 кэв для Au¹⁹⁸ [5], 300—400 кэв для Co⁶⁰ [4] и 200—300 кэв для Cs¹³⁷ [5], а величина альбедо энергии при отражении этих квантов от воздуха слабо зависит от их энергии ($\sim 1/\sqrt{E}$) [4], в оценочных расчетах можно считать источник квазимонохроматическим.

Более существенна третья особенность, обусловленная тем, что реальные размеры коллиматора сравнимы с размерами эффективного источника рассеянного излучения, т. е. возникает необходимость ввода поправок, учитывающих поглощение коллиматором части γ -излучения, отраженного от плотной среды. Экранирующее действие коллиматора на выходящий из плотной среды поток рассеянного излучения можно учесть путем введения поправочного коэффициента $\varepsilon(t_K, \theta)$, равного отношению этого потока при угле раствора коллиматора θ и радиусе коллиматора t_K (в длинах свободного пробега первичных квантов в плотной среде), к полному потоку, выходящему из плотной среды. Так как рассеивающие свойства исследованных сред одинаковы [из чего следует независимость $F(\theta)$ от типа среды], для расчета $\varepsilon(t_K, \theta)$ можно использовать данные для любой из сред, например для уже рассмотренной выше воздушной [см. (3), (5)]:

$$\varepsilon(t_K, \theta) = \frac{\frac{1}{2} \int_{t_K}^{\infty} e^{-t} F(\theta) dt}{\frac{1}{2} \int_0^{\infty} F(\theta=90^\circ) dt} = \frac{F(\theta)}{F(\theta=90^\circ)} e^{-t_K}. \quad (6)$$

Поскольку измеряемая интенсивность рассеянного излучения $I(t, \theta, t_K)$ пропорциональ-

на потоку энергии γ -излучения, выходящего из плотной среды в воздух, введение поправочного коэффициента $\varepsilon(t_K, \theta)$ позволяет учитывать экранирующее воздействие коллиматора на интенсивность рассеянного излучения по формуле

$$I(t, \theta, t_K) = \varepsilon(t_K, \theta) I_0(t, \theta = 90^\circ, t_K = 0), \quad (7)$$

где $I_0(t, \theta = 90^\circ, t_K = 0)$ — интенсивность рассеянного γ -излучения на расстоянии t при угле раствора коллиматора $\theta = 90^\circ$ и $t_K = 0$. Значения этой функции получены при расчете по формуле (6) с учетом геометрического радиуса коллиматора $r = 15$ см и экспериментальных значений $I(t, \theta = 90^\circ, t_K)$. Результаты расчетов приведены на рис. 3, 4. Совпадение данных, рассчитанных по формуле (7) для других углов раствора коллиматора с использованием найденного значения $I_0(t, \theta = 90^\circ, t_K = 0)$, с экспериментальными данными составляет $\pm 20\%$.

В заключение авторы благодарят К. А. Лисицыну, Ю. В. Писарева, А. В. Кузнецова за помощь в работе и О. К. Сытину за предоставление возможности проведения экспериментов.

Поступила в Редакцию 6/VIII 1966 г.
В окончательной редакции 20/XII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 6, 332 (1959).
2. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
3. M. Berger, D. Raso. Radiation Res., 12, 20 (1960).
4. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 7, 359 (1959).
5. Д. Б. Позднеев. «Атомная энергия», 20, 317 (1966).
6. Б. П. Булатов, Е. А. Гарусов. «Атомная энергия», 5, 631 (1958).
7. J. Perkins. J. Appl. Phys., 26, 655 (1955).
8. E. Hayward, J. Hubbell. Phys. Rev., 93, 955 (1954).
9. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.

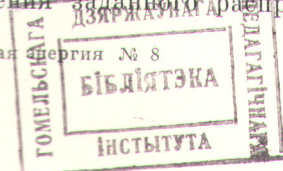
О гидравлическом расчете системы охлаждения ядерного реактора

И. С. КОЧЕНОВ, О. Ю. НОВОСЕЛЬСКИЙ

Задачами гидравлического расчета активной зоны ядерного реактора, как правило, являются вычисление перепада давления в активной зоне, расчет дросселирования, необходимого для обеспечения заданного распределения расхода

теплоносителя по каналам активной зоны, и нахождение «фактического» распределения расхода теплоносителя без дросселирования или при частичном (неидеальном с точки зрения гидравлики) его выполнении. Кроме того, ги-

УДК 621.039.534



гидравлический расчет дает исходную информацию для определения устойчивости рабочего процесса и надежности реактора.

Обычно при гидравлическом расчете активная зона рассматривается как группа каналов, параллельно включенных между двумя бесконечно большими объемами [1]. Изменение давления в раздаточном и сборном коллекторах или камерах не учитывается. Система уравнений для гидравлического расчета активной зоны включает в себя в этом случае только уравнения движения жидкости в каналах (по числу гидравлических зон, выделяемых в расчете) и уравнение материального баланса.

Однако в общем случае гидравлическая система реактора — это не просто группа параллельных каналов, включенных между большими объемами, а коллекторная система. В некоторых конструкциях реакторов распределение расходов теплоносителя по каналам может существенно зависеть от изменения давления по длине коллекторов или радиусу камер (и даже от изменения скорости через изменение местных сопротивлений входа и выхода [2]). Это более всего относится к энергонапряженным реакторам, в которых желательно максимальное сокращение размеров раздаточной и сборной камер. В таких случаях ошибки в расчете изменения давления по длине коллекторов (камер) и связанные с этим ошибки в распределении расходов теплоносителя по каналам могут привести к весьма неблагоприятным последствиям.

В настоящее время изменение давления $\Delta p(x)$ в коллекторах рассчитывается по уравнению Бернулли [3—5], которое не учитывает важнейшего эффекта отделения или присоединения масс жидкости. Такой расчет часто приводит к существенным ошибкам в изменении давления в коллекторах [6] и распределении расходов теплоносителя по каналам.

Течение в коллекторах

При течении жидкости в коллекторах массовый расход изменяется по длине $G = G(x)$. Зависимость между расходом, интенсивностью оттока и изменением давления в таких течениях описывается уравнением движения жидкости переменной массы. Рассмотрим его для стационарного течения несжимаемой жидкости без учета массовых сил.

Строгое двумерное уравнение движения, выражающее равенство изменения количества движения и импульса действующих сил (в проек-

ции на продольную ось x),

$$\rho u = \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + (\text{div } T)_x, \quad (1)$$

где T — тензор касательных напряжений, умножим на u , сложим с уравнением неразрывности и проинтегрируем по сечению при следующих граничных условиях: на поверхности коллектора касательное напряжение равно τ_0 , поперечная скорость $v = V_0$, продольная скорость $U = 0$ (отток перпендикулярен оси коллектора, что наблюдается в большинстве реальных конструкций). Полученное уравнение после несложных алгебраических преобразований и введения обозначений для средней скорости

$$w(x) = \frac{G}{\rho F}; \text{ коэффициента потока импульса}$$

$$\beta(x) = \frac{1}{w^2 F} \int u^2 dF \text{ и коэффициента трения}$$

$$\xi(x) = \frac{8\tau_0}{\rho w^2} \text{ приводится к одномерному уравнению движения с переменным расходом [6, 7]:}$$

$$\frac{dw}{dx} + \beta w dw + w^2 d\beta + \beta w^2 \frac{dG}{G} + \xi \frac{w^2}{2} \cdot \frac{dx}{D} = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) отличается от обычного уравнения Бернулли не только переменным коэффициентом β , но главное дополнительным членом (предпоследний член), учитывающим изменение количества движения потока вследствие оттока или притока.

Входящие в уравнение (2) коэффициенты β и ξ для течений с переменным расходом изучены недостаточно. Имеющиеся в литературе сведения о коэффициенте трения противоречивы. Наиболее достоверными являются, по-видимому, рекомендации работы [8]. Еще меньше сведений о коэффициенте β . При течении с оттоком $\beta \approx 1,0$; однако в сборном коллекторе (течение с притоком) β может изменяться существенно [9].

В работе [10] для расчета изменения давления в каналах с оттоком и притоком предлагается следующее уравнение:

$$\frac{dw}{dx} = \varepsilon (16K_{\perp} - \xi_*) \frac{\rho w^2}{2D}, \quad (3)$$

где $\xi_* = \xi(Re)$ — коэффициент трения для потока с постоянным расходом; ε — функция (по порядку величины близкая к единице) локальных критериев: $Re_{\perp} = V_0 \frac{D}{\nu}$ и $K_{\perp} = V_0/u$. Данных о величине ε также мало.

Коэффициенты ξ , β и ε в уравнениях (2) и (3) целесообразно вначале изучить для наиболее

простого случая, когда отток (приток) по длине непрерывен. При дискретном оттоке его можно заменить непрерывным условно, сохраняя материальный баланс. Однако в этом случае величины ξ , β и ϵ будут зависеть от конструктивных особенностей коллектора, в частности от относительного диаметра и шага расположения отверстий.

Запишем уравнение (2) в безразмерном виде (при $\beta = \text{const}$):

$$\bar{\rho} F^2 d\bar{p} + \beta (4\bar{G}d\bar{G} - 2\bar{G}^2 d \ln \bar{\rho} F) + \xi \frac{L}{D} \bar{G}^2 d\bar{x} = 0. \quad (4)$$

Здесь $\bar{p} = \frac{p}{\rho w_0^2/2}$; $\bar{G} = \frac{G}{G_0}$; $\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}$;
 $\bar{F} = \frac{F}{F_0}$; $\bar{x} = \frac{x}{L}$,

где L — длина коллектора. Далее индексы безразмерных величин опускаются. Нулевые индексы обозначают, что данная величина относится к входному (в раздаточном коллекторе) или выходному (в сборном коллекторе) сечениям.

В качестве примера, имеющего известное практическое значение, рассмотрим изменение давления по длине коллекторов постоянного сечения при равномерных оттоке и притоке. В этом случае для раздаточного коллектора $G = 1 - x$, для сборного $G = x$ (рис. 1). Допуская, что коэффициент трения описывается формулой Блазиуса при местных значениях числа Re , получим для раздаточного коллектора

$$\frac{dp}{dx} = 4\beta (1-x) [1 - K(1-x)^{0,75}] \quad (5)$$

и для сборного коллектора

$$\frac{dp}{dx} = -4\beta x (1 - Kx^{0,75}), \quad (6)$$

где $K = \frac{\xi_0}{4\beta} \cdot \frac{L}{D}$; $\xi_0 = 0,3164 \cdot Re_0^{-0,25}$; Re_0 — число Рейнольдса на входе (для раздаточного) или на выходе (для сборного) коллекторов.

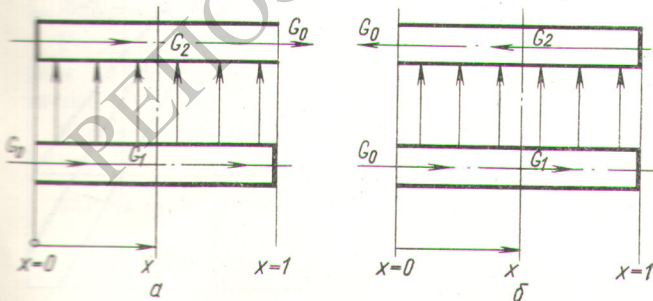


Рис. 1. Схемы течения теплоносителя: (а) — Z-схема; (б) — П-схема.

Проинтегрировав уравнения (5) и (6) при граничном условии $x = 0, p = 0$, получим соответственно выражения для пьезометрических линий:

$$p = 2\beta \{0,726 \cdot K [(1-x)^{2,75} - 1] + [1 - (1-x)^2]\}; \quad (7)$$

$$p = -2\beta x^2 (1 + 0,726 K x^{0,75}). \quad (8)$$

Анализируя уравнения (7) и (8) на максимум и минимум, убеждаемся, что в раздаточном коллекторе статическое давление при $\frac{L}{D} < \frac{4\beta}{\xi_0}$ постоянно возрастает, достигая максимума в конце коллектора, а при $\frac{L}{D} > \frac{4\beta}{\xi_0}$ сначала падает, проходит при $x = 1 - K^{-1/3}$ через минимум и затем начинает возрастать. В сборном коллекторе, как следует из уравнений (6) и (8), давление по длине всегда падает.

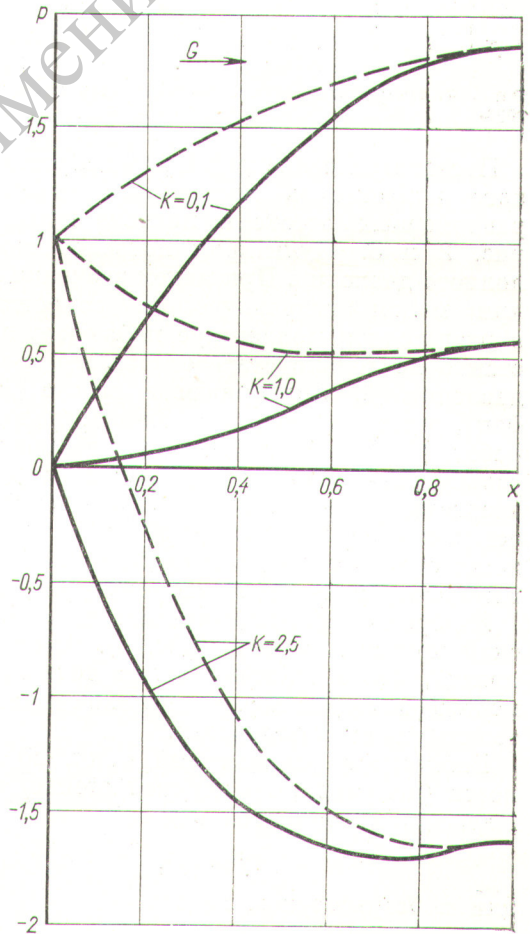
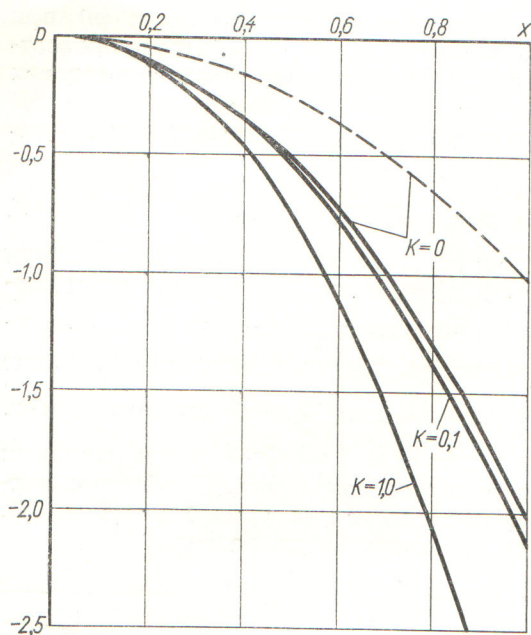


Рис. 2. Пьезометрические линии раздаточного коллектора.



Р и с. 3. Пьезометрические линии сборного коллектора.

Пьезометрические линии раздаточного и сборного коллекторов постоянного сечения при равномерных оттоке и притоке показаны на рис. 2 и 3. Пунктиром показано изменение полного давления. При малом значении K , т. е. при малом гидравлическом сопротивлении, в раздаточном коллекторе наблюдается возрастание не только статического, но и полного давления [8, 10]; причем в работе [10] этот факт, противоречащий основным положениям работ [3—5], был подтвержден экспериментально. Рост полного давления (и удельной энергии) объясняется тем, что оттекающая жидкость отдает остающейся в коллекторе жидкости свое количество движения (и соответственно часть своей механической энергии).

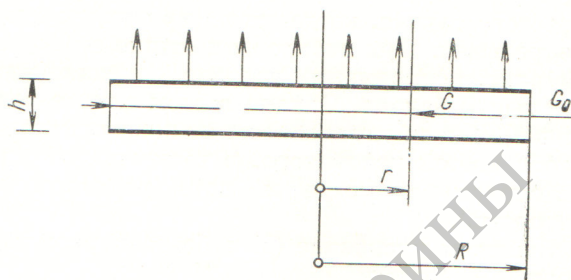
Интересно проанализировать течение в плоской круговой камере (рис. 4). Аналогичные, правда, более сложные схемы течения имеют место в реакторах корпусного типа и некоторых теплообменных аппаратах.

Рассмотрим равномерный отток по поверхности (например, по верхней стенке) камеры. Площадь поверхности оттока

$$f = \pi r^2,$$

или в безразмерном виде

$$\bar{f} = \frac{\pi r^2}{\pi R^2} = \bar{r}^2. \quad (9)$$



Р и с. 4. Плоская круговая камера.

Площадь проходного сечения камеры

$$F = \pi r h$$

или в безразмерном виде

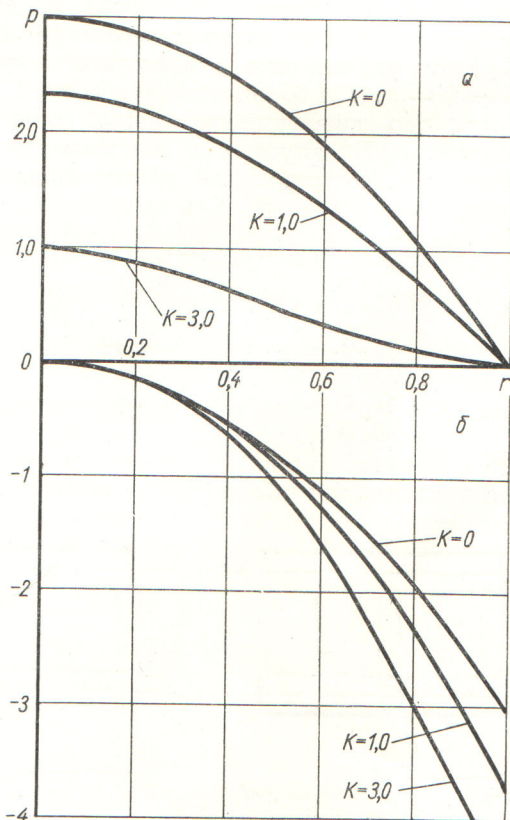
$$\bar{F} = \bar{r}.$$

(10)

При равномерном распределении по поверхности $d\bar{G}/d\bar{f} = 1,0$, откуда с учетом соотношения (9) получим

$$\bar{G} = \bar{r}^2.$$

Для простоты анализа предположим, что $\xi = \text{const}$. Тогда из (4) с учетом приведенных



Р и с. 5. Пьезометрические линии раздаточной (а) и сборной (б) плоских круговых камер.

соотношений получим (индексы безразмерных величин опущены)

$$\frac{dp}{dr} = -2\beta(3r - Kr^2). \quad (11)$$

Интегрирование уравнения (11) при краевом условии $r = 1, p = 0$ дает

$$p = 2\beta \left[\frac{3}{2}(1 - r^2) - \frac{K}{3}(1 - r^3) \right], \quad (12)$$

где
$$K = \frac{\xi}{4\beta} \cdot \frac{R}{h}.$$

Аналогично получается уравнение для сборной камеры, интегрирование которого при краевом условии $r = 0, p = 0$ дает

$$p = -3\beta r^2 \left(\frac{2}{9}Kr + 1 \right). \quad (13)$$

Пьезометрические линии для раздаточной и сборной камер, соответствующие различным значениям K , показаны на рис. 5. Уравнения движения (2) и (3) могут быть решены и при любом другом законе оттока (притока), например численно. В этом случае можно принимать и более сложные зависимости для коэффициентов ξ, β и ε .

Система уравнений для гидравлического расчета реактора

При гидравлическом расчете реактора для номинального режима распределение расходов теплоносителя по каналам обычно задается. Требуется определить пьезометрические линии раздаточного и сборного коллекторов и рассчитать дросселирование каналов, которое обеспечивает заданное распределение расходов.

Течение теплоносителя в раздаточном (расход G_1 , давление p_1) и сборном (расход G_2 , давление p_2) коллекторах описывается уравнением движения (4). Для сборного коллектора плотность ρ_2 определяется уравнением состояния по энтальпии $i_2(x)$ и давлению $p_2(x)$. Энтальпию $i_2(x)$ находят из уравнения смешения теплоносителя в сборном коллекторе.

Расходы теплоносителя в раздаточном и сборном коллекторах связаны следующими соотношениями:

для Z-схемы течения (см. рис. 1, а)

$$G_1 = 1 - G_2;$$

для П-схемы течения (см. рис. 1, б)

$$G_1 = G_2.$$

Расходы теплоносителя в каналах, отнесенные к единице длины коллектора, равны производной dG_2/dx .

Течение теплоносителя в каналах реактора описывается уравнением гидродинамической характеристики (1), которое можно записать как

$$f[(p_1 - p_2); dG_2/dx; Q'_k] = 0, \quad (14)$$

где Q'_k — тепловая мощность каналов, отнесенная к единице длины коллектора.

Гидравлические сопротивления входа в канал из коллектора и выхода из канала в коллектор в уравнении (14) определяются коэффициентами местных сопротивлений $\xi_{вх}$ и $\xi_{вых}$, которые в общем случае зависят от числа Рейнольдса в канале и отношения скоростей в канале и коллекторе. Последнюю зависимость необходимо исследовать и учитывать при гидравлическом расчете [2].

Общий расход и параметры теплоносителя на входе, общая тепловая мощность и распределение тепловыделения, а также конструктивные данные коллекторов и каналов, необходимые для решения системы уравнений, описывающей течение теплоносителя в активной зоне, обычно известны.

Итак, система уравнений для гидравлического расчета реактора (коллекторы постоянного сечения, Z-схема течения) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_1}{dx} - 4\beta_1(1 - G_2) \frac{dG_2}{dx} + \xi_1 \frac{L}{D_1} (1 - G_2)^2 &= 0; \\ \rho_2 (F_{20}/F_{10})^2 \frac{dp_2}{dx} + 2\beta_2 \left(2G_2 \frac{dG_2}{dx} - \right. \\ \left. - \frac{G_2^2}{\rho_2} \cdot \frac{d\rho_2}{dx} \right) + \xi_2 \frac{L}{D_2} G_2^2 &= 0; \\ f[(p_1 - p_2); dG_2/dx; Q'_k] &= 0; \\ \frac{di_2}{dx} = \frac{1}{G_2} (\bar{i}_k - \bar{i}_2) \frac{dG_2}{dx}; \\ \rho_2 &= \rho_2(\bar{i}_2; p_2). \end{aligned} \right\} (15)$$

Здесь $\bar{i}_2 = i_2/i_{2,0}$; $\bar{i}_k = i_k/i_{10}$, где i_{10} и i_k — энтальпия теплоносителя в раздаточном коллекторе и на выходе из каналов соответственно. Граничные условия при этом следующие: при $x = 0$ значения $p_2 = 0$; $G_2 = 0$; $i_2 = 1 +$

$+ \frac{Q_2}{G_0 i_{10} (dG_2/dx)_{x=0}}$, а при $x = 1$ величина

$$G_2 = 1.$$

Если изменением давления в сборном коллекторе можно пренебречь (например, когда

паро-водяная смесь поступает в барабан-сепаратор), система (15) упрощается:

$$\frac{dp_1}{dx} + 4\beta_1 G_1 \frac{dG_1}{dx} - \xi_1 \frac{L}{D_1} G_1^2 = 0; \quad (15a)$$

$$f[(p_1 - p_2); dG_2/dx; Q_K] = 0.$$

В этом случае граничные условия следующие: при $x = 0$ значение $G_1 = 1$, а при $x = 1$ оно равно 0.

Рассмотрим, каким должно быть дросселирование каналов для обеспечения равномерного распределения расхода в Z- и П-схемах течения. Для группы каналов с одинаковыми гидродинамическими характеристиками, включенных между раздаточным и сборным коллекторами, условием равномерного распределения расхода теплоносителя при одинаковой мощности каналов будет равенство градиентов

$$\frac{dp_1}{dx} = \frac{dp_2}{dx} \quad (16)$$

на всей длине коллекторов.

Как видно из кривых рис. 2 и 3, в Z-схеме никогда не достигается равенство (16). Поэтому равномерное распределение в Z-схеме возможно только в случае применения специальных мер по перераспределению расходов, например дросселирования каналов. Кривая a на рис. 6 показывает избыточные перепады давления

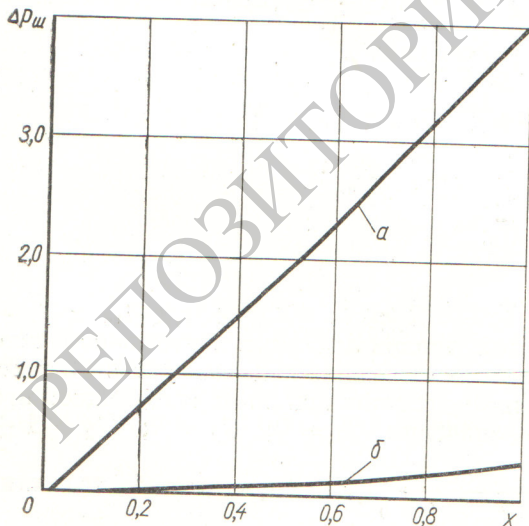


Рис. 6. Перепады давления, которые должны быть погашены дроссельными шайбами для получения равномерного распределения расхода теплоносителя (a — Z-схема; b — П-схема).

в каналах $\Delta p_{ш}$, которые должны быть погашены дроссельными устройствами в Z-схеме при $K_1 = K_2 = 0,1$. В П-схеме (см. рис. 1, б) при значениях $K_1 < 1,0$ градиенты давления в раздаточном и сборном коллекторах имеют одинаковый знак. Легко показать, что и в этом случае даже при малых значениях K_1 и K_2 абсолютного равенства градиентов по всей длине не достигается. Однако избыточные перепады давления в каналах П-схемы значительно меньше, чем Z-схемы (см. рис. 6, кривая б), т. е. в П-схеме необходимо значительно меньшее дросселирование.

Профилирование коллекторов

Уравнение (4) указывает на возможность распределения расхода теплоносителя по заданному закону без дросселирования каналов. В ряде случаев это может быть достигнуто использованием профилированных коллекторов (с переменным по длине проходным сечением). Рассчитаем диаметр $D(x)$ раздаточного коллектора из условия равномерного распределения расхода теплоносителя ($dG/dx = 1$) и постоянства давления в сборной камере. Тогда $dp/dx = 0$ и из уравнения (4) при $\xi = \text{const}$ получим

$$\frac{dD}{dx} = \frac{D}{x} - K. \quad (17)$$

Здесь $D = \frac{d(x)}{d_0}$, где d_0 — диаметр раздаточного коллектора на входе;

$$K = \frac{\xi}{4\beta} \cdot \frac{L}{d_0}.$$

Если же для ξ примем формулу Блазиуса, то получим несколько иное выражение:

$$\frac{dD}{dx} = \frac{D}{x} - K \left(\frac{D}{x}\right)^{0,25}. \quad (18)$$

Интегрирование уравнений (17) и (18) при начальном условии $x = 1,0$, $D = 1,0$ дает соответственно

$$D = x(1 - K \ln x); \quad (19)$$

$$D = x \left(1 - \frac{3}{4} K \ln x\right)^{4/3}. \quad (20)$$

На рис. 7 показано изменение диаметра раздаточного коллектора для различных значений K . Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Re (в пределах сделанного допущения) сказывается на профиле кол-

реактора только при больших значениях K , т. е. в достаточно длинных коллекторах.

Изготовление коллектора с переменным диаметром связано с известными трудностями. Практически профилирование коллектора можно осуществить с помощью специальной вставки. В этом случае изменение площади проходного сечения и эквивалентного диаметра коллектора определяется отношением $\psi = \frac{d_v(x)}{d_0}$, где $d_v(x)$ — диаметр профилирующей вставки. Уравнение для принятых выше условий, в частности для $\xi = \text{const}$, принимает вид

$$\frac{d\psi}{dx} = K(1 + \psi) - \frac{1}{x} \cdot \frac{1 - \psi^2}{\psi}. \quad (21)$$

$$\text{Здесь } K = \frac{\xi}{4\beta} \cdot \frac{L}{d_0}.$$

Уравнение (21) приближенное. В нем не учитывается, в частности, искривление «осевой линии» потока. Начальные условия: $x = 1$; $\psi = \psi_0$.

Аналогично можно определить изменение площади проходного сечения коллектора или круговой камеры при другом законе раздачи и другом, более точном (и сложном) законе для коэффициента трения ξ .

Таким образом, на основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. При гидравлическом расчете активной зоны реактора в случае, когда раздаточные и сборные коллекторы (камеры) имеют малые проходные сечения, необходимо учитывать изменение давления по длине (радиусу) коллектора (камеры). Это изменение описывается уравнением движения жидкости переменной массы.

При вычислении перепадов давления в каналах может возникнуть необходимость учета зависимости коэффициента местного сопротивления входа в канал от отношения скоростей на входе в канал и в раздаточном коллекторе (аналогичный учет требуется и для местного сопротивления выхода из канала).

2. Профилирование проходного сечения коллекторов (камер) в некоторых случаях позволяет распределить расход теплоносителя, не прибегая к дросселированию.

3. Гидравлические расчеты реакторов, проведенные по изложенной методике, дают удовлетворительную точность (более высокую, чем расчеты по методике, изложенной в работах [3—5]), даже при использовании приближенных зависимостей для коэффициентов трения ξ и коэффициентов потока импульса β [или

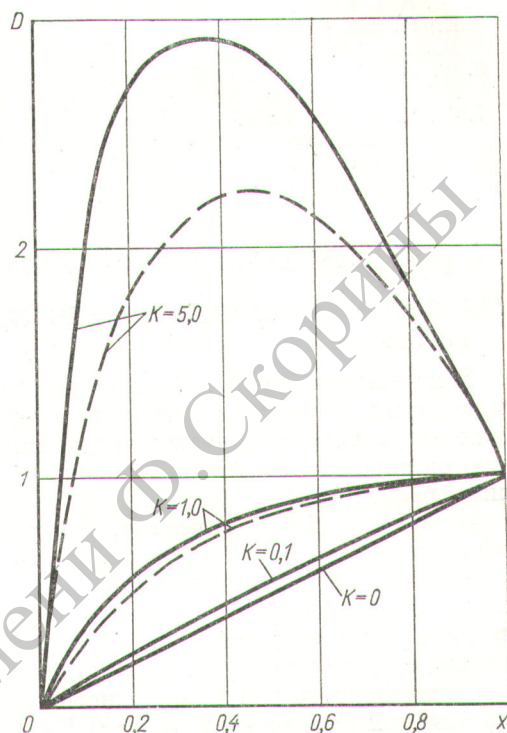


Рис. 7. Изменение диаметра коллектора (— $\xi = \xi(Re)$; - - - $\beta = \text{const}$).

коэффициентов ϵ в уравнении (3)] в раздаточном и сборном коллекторах, а также для коэффициентов местных сопротивлений входа и выхода из каналов.

4. Исследование перечисленных выше коэффициентов и получение для них достаточно надежных формул — актуальная задача, решение которой позволит дополнительно повысить качество расчетов ядерных реакторов.

Поступила в Редакцию 28/VI 1966 г.

В окончательной редакции 25/X 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. Инженерные расчеты ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. И. Е. Идельчик. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.—Л., Госэнергоиздат, 1961.
3. Б. В. Петуни. Теплоэнергетика ядерных установок. М., Атомиздат, 1960.
4. Котельные установки. Т. II. Под общ. ред. Э. И. Ромма. М.—Л., Госэнергоиздат, 1964.

5. М. А. Стырикович, К. Я. Катковская, Е. П. Серов. Парогенераторы электростанций. М., «Энергия», 1966.
6. Г. Л. Петров. Гидравлика переменной массы. Харьков, Изд-во Харьковск. ун-та, 1964.
7. И. С. Коченов. Теория подобия и ее применение в теплотехнике. Труды МИИТ. Вып. 139. М., 1961, стр. 158.
8. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
9. Олсон, Эккерт. «Прикладная механика», № 1, 3 (1966).
10. И. С. Коченов, В. В. Васильев, Л. И. Баранова. В кн. «Тепло и массоперенос». Т. 1. Минск, Изд-во АН БССР, 1965, стр. 131.

К расчету мощностей поглощенных доз от γ -источника из отработавших твэлов ядерных реакторов

В. Е. Дроздов

В настоящее время действует ряд установок, в которых в качестве источников γ -излучения для проведения различных радиационных процессов используются отработавшие твэлы ядерных реакторов.

В работах [1—4] показано, что распределение активности по длине четырех типов твэлов удовлетворительно описывается функцией косинуса. В работе [2] приведены формулы для расчета поля мощностей доз (ПМД) от отработавшего твэла в воздухе. Там же показано, что неравномерность ПМД для одного типа твэлов на близких расстояниях (~ 7 см) $K = 4^*$, тогда как максимальная неравномерность ПМД для линейного источника с равномерно распределенной активностью $K = 2$.

Как правило, при осуществлении радиационных процессов твэлы окружены веществом той или иной плотности. В большинстве случаев эти вещества по своим ядерным свойствам близки к воде (различные полимерные изделия, каучуки, биологические объекты и др.). Для проведения радиационных процессов с такими источниками излучения необходимо рассчитать поле мощностей поглощенных доз (ПМПД) по объему облучаемого объекта. При этом для проведения радиационно-химических процессов с блочными объектами неравномерность ПМПД в различных точках объекта обычно не должна превышать $\pm 5 \div 10\%$.

Вывод формулы для расчета ПМПД

Длина и диаметры твэлов обычно такие, что их, как правило, можно считать линейными источниками. Пусть длина линейного источника $2L$ (рис. 1); активность по его длине распределена по закону косинуса. Мощность поглощен-

* Заметим, что $K = \frac{P_{\text{сред}}}{P}$, где $P_{\text{сред}}$ и P — мощность дозы над серединой и над любой произвольной точкой источника соответственно.

ной дозы в произвольной точке с координатами R и z для энергии E_γ равна

$$P_k = K'_\gamma m_0 \left[\int_{-L}^L \frac{A_1 \cos px e^{-\mu' \sqrt{(x-z)^2 + R^2}} dx}{(x-z)^2 + R^2} + \int_{-L}^L \frac{A_2 \cos px e^{-\mu'' \sqrt{(x-z)^2 + R^2}} dx}{(x-z)^2 + R^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь $K'_\gamma = K\psi$; K_γ — γ -постоянная радиоактивного изотопа; ψ — коэффициент перевода рентгена в рады [5]; $m_0 = \frac{Mp}{2 \sin pL}$, где $2M$ — полная активность линейного источника, $p = \frac{\pi}{2(L + \Delta L)}$ (ΔL — эффективная добавка отражателя с торца активной зоны); $\mu' = (1 + \alpha_1)\mu$; $\mu'' = (1 + \alpha_2)\mu$, где μ — линейный коэффи-

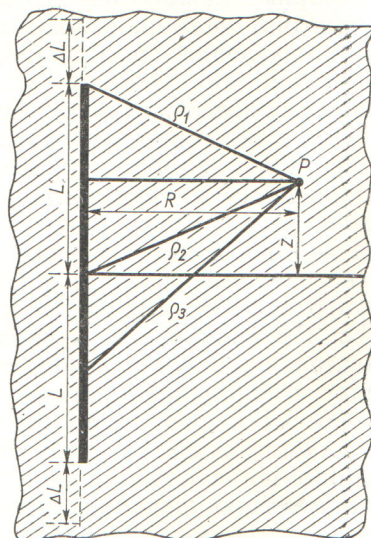


Рис. 1. Схема к расчету мощностей поглощенных доз от линейного источника с косинусоидальным распределением активности.