

12. Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газозидкостных реакций. М.: Наука, 1971.
13. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966.
14. Стаханов И. П. О природе шаровой молнии.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, № 3.

УДК 621.039.5 : 532.5

ГИДРОДИНАМИКА ГАЗОЖИДКОСТНЫХ ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВЫХ ПОТОКОВ В ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ

А. Е. Крошилин, В. Е. Крошилин, Б. И. Нигматулин
(Москва)

На основе представлений о газозидкостных дисперсно-кольцевых потоках в круглых трубах [1, 2] в рамках ячеистой модели потока построена одномерная стационарная гидродинамическая модель течения газозидкостной смеси в дисперсно-пленочном режиме в каналах с пучками стержней. Проанализированы массовые и силовые взаимодействия между составляющими дисперсно-пленочного потока внутри ячеек и между ячейками. Получено удовлетворительное согласование численных и экспериментальных данных, опубликованных в литературе, по гидравлическому сопротивлению в каналах с пучками обогреваемых стержней различной геометрии. Показаны зависимости основных гидродинамических характеристик пароводяного дисперсно-пленочного потока по сечению и по длине канала от режимных параметров смеси.

Развитие методов расчета гидродинамики и кризиса теплоотдачи в каналах с пучками стержней идет по двум направлениям: во-первых, на базе методик, использующих осредненные параметры теплоносителя в канале; во-вторых, на основе ячеистых моделей с учетом конвективного и турбулентного перемешивания фаз между ячейками. Первое направление получило достаточное развитие при обработке прямых экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению и кризису сопротивления [3].

Второе направление является более общим и гибким, чем первое, но, естественно, более громоздким. Исследование гидродинамики и кризиса теплоотдачи в каналах с пучками стержней с использованием ячеистых представлений обычно проводится в рамках гомогенной модели газозидкостного потока. Наиболее последовательно этот подход развивается в работе [4].

При объемной концентрации газовой фазы более 0,6—0,8 [5] пароводяной поток в канале с пучками стержней движется в дисперсно-пленочном режиме течения. Гомогенная модель не учитывает наиболее характерные особенности такого течения, которое характеризуется наличием жидких пленок на стержнях и кожухе и жидких капель в газовой среде в межстержневом пространстве. Исчезновение жидкой пленки на одном из обогреваемых стержней приводит к возникновению кризиса теплоотдачи в канале. В рамках гомогенной модели детальное описание этого процесса невозможно, поэтому при использовании ее для определения условий возникновения кризиса теплоотдачи приходится привлекать экспериментальные данные по кризису теплоотдачи, полученные в круглых трубах. Правомерность этого подхода при определении кризиса теплоотдачи в каналах с пучками стержней ограничена. Учет дисперсно-пленочной структуры газозидкостного потока позволяет более детально описывать течение газозидкостной смеси и естественным образом определять условия возникновения кризиса теплоотдачи, связанные с высыханием пристенной жидкой пленки.

При учете дисперсно-пленочной структуры течения удобно выделять ячейки вокруг каждого стержня. Тогда внутри отдельной ячейки, как это делается в трубах и кольцевых каналах, можно выделить три составляющих смеси: газовую фазу, жидкую пленку и капли. Границами между ячейками здесь могут стать линии нулевых касательных напряжений [6]. Однако имеются существенные трудности в точном определении этих линий при наличии поперечных потоков пара и капель, поэтому из условия симметрии в качестве линий можно принять отрезки кривых, проходящих на одинаковом расстоянии между стержнями (фиг. 1). Попытка учета дисперсно-пленочной структуры течения смеси проводилась в [7]. Она носит ограниченный характер из-за использования крайне приближенных зависимостей по интенсивностям влагообмена и силового взаимодействия внутри ячейки.

В настоящее время в широком диапазоне изменения режимных параметров проведен цикл экспериментальных исследований [8—10] по определению интенсивности силового и массового взаимодействия между составляющими смеси в пароводяном дисперсно-кольцевом потоке в круглой трубе. Результаты этих исследований позволяют наиболее последовательно построить замкнутую гидродинамическую модель течения газожидкостной смеси в дисперсно-пленочном режиме в каналах с пучками стержней.

1. Постановка задачи, основные допущения. Рассмотрим стационарный газожидкостный дисперсно-пленочный поток в вертикальном канале с N стержнями. Разобьем поперечное сечение его на N ячеек, как показано на фиг. 1. Пусть в каждой ячейке по стержню течет жидкая пленка, а в пространстве между поверхностью жидкой пленки и границей ячейки движется газовая фаза с каплями жидкости. В периферийных ячейках, граничащих с необогреваемым кожухом, жидкая пленка движется также по поверхности кожуха. Предположим, что можно пренебречь градиентом давления в поперечном направлении по сравнению с продольным градиентом давления в канале, т. е. считать, что давление в любом поперечном сечении канала одинаково во всех ячейках. При расходах смеси много меньше критических можно считать, что смесь термодинамически равновесна (температуры фаз равны температуре насыщения), а скорости капель и газовой фазы равны между собой. Можно также показать, что при турбулентном режиме течения смеси влияние неоднородности распределения концентрации капель, скоростей газовой фазы и капель по поперечному сечению ячейки мало. В круглых трубах правомерность этого утверждения показана в [1]. Наконец, будем считать, что параметры жидкой пленки однородны по периметру стержня. Ниже будет показано, что наиболее существенной характеристикой жидкой пленки является плотность орошения, т. е. расход жидкой пленки, приходящийся на единицу длины периметра стержня. Однородность распределения этого параметра по периметру стержня при различных условиях внешнего обтекания газовым потоком экспериментально показана в [11]. Сделанные предположения позволяют описывать дисперсно-пленочный поток в каждой ячейке в рамках одномерной модели дисперсно-кольцевого потока в трубах [1, 2].

2. Основные уравнения сохранения. Обозначим параметры смеси, относящиеся к k -й ячейке, индексом k сверху, а параметры, относящиеся к газовой фазе, жидкой пленке и каплям, соответственно индексами 1, 2 и 3 внизу. Уравнение сохранения масс в каждой ячейке для трех составляющих смеси имеет вид

$$(2.1) \quad \frac{d}{dz} (\rho_1^0 \alpha_1^k v_1^k) = \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N I^{l,k} \left(\frac{\alpha_1^l + \alpha_1^k}{2} \right) \rho_1^0 + j_{21}^k + j_{31}^k - j_{12}^k - j_{13}^k,$$

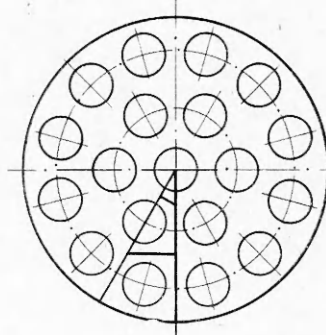
$$\frac{d}{dz} (\rho_2^0 \alpha_2^k v_2^k) = j_{12}^k + j_{32}^k - j_{23}^k - j_{21}^k,$$

$$\frac{d}{dz} (\rho_3^0 \alpha_3^k v_3^k) = \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N I^{l,k} \frac{\alpha_3^l + \alpha_3^k}{2} \rho_3^0 v_z + j_{23}^k + j_{13}^k - j_{31}^k - j_{32}^k +$$

$$+ \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N I^{l,k} v_z \rho_3^0 \alpha_3^{l,k},$$

где $\rho_1^0, \rho_2^0 \equiv \rho_3^0$ — истинные плотности пара и жидкости; α_j^k — объемная концентрация j -й составляющей смеси ($j = 1, 2, 3$) в каждой ячейке; v_j^k — скорость j -й составляющей смеси ($j = 1, 2, 3$); S^k — площадь k -й ячейки; $I^{l,k}$ — конвективный поток газочапельной смеси из l -й ячейки в k -ю, отнесенный к единице длины канала ($I^{l,k} = 0$, если $l = k$ или l и

k соответствуют ячейкам, не имеющим общей границы); $j_{m,n}^h (m, n = 1, 2, 3; m \neq n)$ — интенсивность массообмена между m -й и n -й составляющей смеси в каждой ячейке, т. е. количество m -й составляющей, перешедшей в n -ю в единице объема каждой ячейки за единицу времени; $k_t^{l,h}$ — коэффициент турбулентного обмена газок капельной смеси между l -й и k -й ячейками ($k_t^{l,h} = k_t^{h,l}$, $k_t^{l,h} = 0$, если l и k соответствуют ячейкам, не имеющим общей границы); $\alpha_3^{l,h} = \alpha_3^l / (\alpha_1^l + \alpha_3^l) - \alpha_3^h / (\alpha_1^h + \alpha_3^h)$ — разность объемных концентраций капель в газок капельной смеси в l -й и k -й соседних ячейках; k_z — коэффициент проскальзывания капель относительно газовой фазы в поперечном направлении, равный отношению поперечной скорости капель к поперечной скорости газовой фазы.



Ф и г. 1

При выводе (2.1) предполагалось, что концентрация капель в газок капельной смеси плавно меняется между двумя соседними ячейками, тогда можно считать, что концентрация капель в смеси, перетекающей из k -й ячейки в l -ю, равна $(\alpha_3^k + \alpha_3^l) / 2$, при этом учитывается, что жидкая пленка не участвует в межячейном обмене.

Уравнения сохранения импульса для односкоростного газок капельного ядра и жидкой пленки в k -й ячейке в проекции на продольную ось канала имеют вид

$$\begin{aligned}
 (2.2) \quad & (\rho_1^0 \alpha_1^k + \rho_2^0 \alpha_3^k) v_1^k \frac{dv_1^k}{dz} = - (\alpha_1^k + \alpha_3^k) \frac{dp}{dz} - \frac{f_{12}^k}{S^k} - (\alpha_1^k \rho_1^0 + \alpha_2^k \rho_2^0) g + \\
 & + \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N I^{l,h} \left(\frac{v_1^l - v_1^h}{2} \right) \left(\frac{\alpha_1^l + \alpha_1^h}{2} \rho_1^0 + k_z \frac{\alpha_3^l + \alpha_3^h}{2} \rho_2^0 \right) + \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N k_t^{l,h} (v_1^l - v_1^h) \times \\
 & \times \left[\rho_1^0 \left(\frac{\alpha_1^k}{\alpha_1^k + \alpha_3^k} + \frac{\alpha_1^l}{\alpha_1^l + \alpha_3^l} \right) \frac{1}{2} + k_z \rho_2^0 \left(\frac{\alpha_3^k}{\alpha_1^k + \alpha_3^k} + \frac{\alpha_3^l}{\alpha_1^l + \alpha_3^l} \right) \frac{1}{2} \right] + \\
 & + (j_{21}^k + j_{23}^k - j_{12}^k - j_{32}^k) (v_2^k - v_1^k), \quad \rho_2^0 \alpha_2^k v_2^k \frac{dv_2^k}{dz} = - \alpha_2^k \frac{dp}{dz} + \frac{f_w^k}{S^k} + \frac{f_{12}^k}{S^k} - \\
 & - \alpha_2^k \rho_2^0 g + (j_{12}^k + j_{32}^k - j_{21}^k - j_{23}^k) (v_1^k - v_2^k),
 \end{aligned}$$

где p — давление в смеси; f_w^k, f_{12}^k — соответственно силы трения между пленкой и стержнем и между пленкой и ядром потока, отнесенные к единице длины канала; g — ускорение свободного падения; v_2^k — скорость жидкости на поверхности пленки. Последние слагаемые в правых частях уравнений (2.2) определяют изменение импульса газок капельного ядра и жидкой пленки за счет внутриячейного массообмена, а в первом уравнении также за счет межячейного массообмена газок капельного ядра потока.

При выводе уравнения (2.2) учтено, что изменение импульса газок капельного ядра и жидкой пленки может быть различно за счет потока массы из капельного ядра в пленку и наоборот. Далее предполагалось, что скорости газовой фазы и капель плавно меняются между двумя соседними ячейками. Тогда можно считать, что продольная скорость газок капельной смеси, перетекающей из k -й ячейки в l -ю, равна $(v_1^k + v_1^l) / 2$. Для термодинамически равновесного газожидкостного потока в пренебрежении работой на сжатие фаз уравнения притока тепла для каждой

составляющей смеси можно записать в виде

$$(2.3) \quad \begin{aligned} j_{21}^k &= \left(-\rho_2^0 \alpha_2^k v_2^k C_1 \frac{dT_s}{dp} \frac{dp}{dz} + Q^k \right) / l, \\ j_{31}^k &= v_1^k \frac{dT_s}{dp} (\rho_1^0 \alpha_1^k C_1 + \rho_2^0 \alpha_3^k C_2) \frac{dp}{dz} \frac{1}{l}, \end{aligned}$$

где $C_j(p)$ — теплоемкость j -й составляющей смеси; $T_s(p)$ — температура насыщения; $l(p)$ — скрытая теплота парообразования; Q^k — внешнее тепло, выделяемое в каждой ячейке. При выводе (2.3) было учтено, что все тепло, выделяемое в стержне, передается в жидкую пленку. В обогреваемых каналах отсутствует конденсация пара, тогда $j_{12}^k = j_{13}^k = 0$ ($k = 1, 2, \dots, N$).

Отметим, что в ячейках, граничащих с кожухом, кроме трех составляющих смеси (газовой фазы, жидкой пленки на стержне и капель), существует еще одна составляющая смеси — жидкая пленка на внешнем необогреваемом кожухе. Эта составляющая характеризуется своей объемной концентрацией и своей скоростью в ячейке. Уравнения для описания ее аналогичны уравнениям для жидкой пленки на стержне и отличаются лишь отсутствием члена, учитывающего подвод тепла к жидкой пленке на внешней (холодной) границе.

В уравнения (2.1)—(2.3) входят неизвестные конвективные потоки объемов газокapельной смеси между соседними ячейками $I^{l,k}$, которые определяются из условия постоянства давления в поперечном сечении канала. Действительно, из (2.1)—(2.3) и условия несжимаемости жидкости $\rho_2^0 \equiv \rho_3^0 = \text{const}$ можно получить следующее уравнение, описывающее изменение объемной концентрации j -й ($j = 1, 2, 3$) составляющей смеси в k -й ячейке:

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \frac{d\alpha_1^k}{dz} &= \frac{A_{11}^k}{\rho_1^0 v_1^k} - \frac{\alpha_1^k}{\rho_1^0} \frac{d\rho_1^0}{dp} \frac{dp}{dz} - \frac{\alpha_1^k A_{21}^k}{(\rho_1^0 \alpha_1^k + \rho_2^0 \alpha_3^k) (v_1^k)^2}, \\ \frac{d\alpha_2^k}{dz} &= \frac{A_{12}^k}{\rho_2^0 v_2^k} - \frac{A_{22}^k}{(v_2^k)^2 \rho_2^0}, \quad \frac{d\alpha_3^k}{dz} = \frac{A_{13}^k}{\rho_2^0 v_1^k} - \frac{\alpha_3^k A_{21}^k}{(\rho_1^0 \alpha_1^k + \rho_2^0 \alpha_3^k) (v_1^k)^2}, \end{aligned}$$

где

$$(2.5) \quad \begin{aligned} A_{11}^k &= a_{111}^k + a_{112}^k \frac{dp}{dz} + \sum_{l=1}^N I^{l,k} a_{113}^{l,k}, \quad a_{111}^k = Q^k / l; \quad a_{113}^{l,k} = \frac{1}{S^k} \frac{\alpha_1^l + \alpha_1^k}{2} \rho_1^0; \\ a_{112}^k &= -\frac{1}{l} (\rho_2^0 v_2^k \alpha_2^k C_2 + \rho_1^0 v_1^k \alpha_1^k C_1 + \rho_2^0 v_1^k \alpha_3^k C_2) \frac{dT_s}{dp}; \\ A_{21}^k &= a_{211}^k + a_{212}^k \frac{dp}{dz} + \sum_{l=1}^N I^{l,k} a_{213}^{l,k}; \quad a_{211}^k = (Q^k / l + j_{23}^k) (v_2^k - v_1^k) - \frac{j_{21}^k}{S^k} + \\ &+ (\alpha_1^k \rho_1^0 + \alpha_2^k \rho_2^0) g + \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N k_t^{l,k} (v_1^l - v_1^k) \left[\frac{\rho_1^0}{2} \left(\frac{\alpha_1^k}{\alpha_1^k + \alpha_3^k} + \frac{\alpha_1^l}{\alpha_1^l + \alpha_3^l} \right) + \right. \\ &+ \left. k_z \frac{\rho_2^0}{2} \left(\frac{\alpha_3^k}{\alpha_1^k + \alpha_3^k} + \frac{\alpha_3^l}{\alpha_1^l + \alpha_3^l} \right) \right]; \quad a_{212}^k = -(\alpha_1^k + \alpha_3^k) - \frac{(v_2^k - v_1^k) \rho_2^0 \alpha_2^k v_2^k C_2}{l} \frac{dT_s}{dp}; \\ a_{213}^{l,k} &= \frac{1}{S^k} \frac{v_1^l - v_1^k}{2} \left(\frac{\alpha_1^l + \alpha_1^k}{2} \rho_1^0 + k_z \frac{\alpha_3^l + \alpha_3^k}{2} \rho_2^0 \right); \quad a_{113}^{l,k} = a_{121}^k + a_{122}^k \frac{dp}{dz}; \\ a_{121}^k &= -\frac{Q^k}{l} + j_{12}^k - j_{23}^k; \quad a_{122}^k = \frac{\rho_2^0 \alpha_2^k v_2^k C_2}{l} \frac{dT_s}{dp}; \quad a_{122}^k = a_{221}^k + a_{222}^k \frac{dp}{dz}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{221}^k - j_{32}^k (v_1^k - v_2^k) - \frac{j_w^k}{S^k} + \frac{j_{21}^k}{S^k} + \alpha_2^k \rho_2^0 g; \quad a_{222}^k = -\alpha_2^k; \\
 A_{13}^k = a_{131}^k + a_{132}^k \frac{dp}{dz} + \sum_{l=1}^N \Gamma^{l,k} a_{132}^{l,k}; \quad a_{131}^k = j_{23}^k + \frac{1}{S^k} \sum_{l=1}^N k_l^{l,k} k_z \rho_2^0 \left(\frac{\alpha_3^l}{\alpha_1^l + \alpha_3^l} - \frac{\alpha_3^k}{\alpha_1^k + \alpha_3^k} \right) + \\
 + j_{23}^k - j_{32}^k; \quad a_{132}^k = \frac{1}{\tau} v_1^k (\rho_1^0 \alpha_1^k C_1 + \rho_2^0 \alpha_3^k C_2) \frac{dT_s}{dz}; \quad a_{133}^k = \frac{1}{S^k} \frac{\alpha_3^l + \alpha_3^k}{2} \rho_2^0 k_z.
 \end{aligned}$$

Необходимые N условий для определения потоков объема газокапельной смеси $\Gamma^{l,k}$ ($l, k = 1, 2, \dots, N$) можно получить, если в каждой ячейке просуммировать уравнения (2.4), (2.5) и учесть, что $\sum_{j=1}^3 \alpha_j^k = 1$, тогда

$$\begin{aligned}
 (2.6) \quad \frac{d\rho_1^0 \alpha_1^k}{dp \rho_1^0} \frac{dp}{dz} - \frac{A_{11}^k}{\rho_1^0 v_1^k} + \frac{\alpha_1^k A_{21}^k}{(\rho_1^0 \alpha_1^k + \rho_2^0 \alpha_3^k) (v_1^k)^2} - \frac{A_{12}^k}{\rho_2^0 v_2^k} + \frac{A_{22}^k}{(v_2^k)^2 \rho_2^0} - \frac{A_{13}^k}{\rho_2^0 v_1^k} + \\
 + \frac{\alpha_3^k A_{21}^k}{(v_1^k)^2 (\rho_1^0 \alpha_1^k + \rho_2^0 \alpha_3^k)} = 0 \quad (k = 1, \dots, N).
 \end{aligned}$$

Однако количество неизвестных потоков $\Gamma^{l,k}$ ($l, k = 1, 2, \dots, N$) больше, чем N , и система (2.6) в общем случае оказывается неопределенной. Эта неопределенность возникла из-за использования предположений о постоянстве давления в поперечном сечении канала. Поэтому в данном подходе не рассматриваются малые перепады давлений между соседними ячейками, которым пропорциональны поперечные потоки газокапельной смеси. Недостающие соотношения можно получить, если учесть, что сумма перепадов давления по любому замкнутому контуру равна нулю. Тогда, если предположить, что коэффициенты пропорциональности между перепадами давлений и поперечными потоками равны между собой, сумма потоков газокапельной смеси по любому замкнутому контуру также будет равна нулю:

$$(2.7) \quad \Gamma^{i_1^m, i_2^m} + \Gamma^{i_2^m, i_3^m} + \dots + \Gamma^{i_p^m, i_1^m} = 0,$$

где ячейки $i_1^m, i_2^m, \dots, i_p^m$ ($m = 1, \dots, M$) образуют замкнутый контур; M — число независимых контуров. Используя известную теорему из теории многогранников, можно показать, что количество ячеек N плюс количество независимых контуров M на единицу превышает количество потоков B_p между соседними ячейками ($M + N = B_p + 1$). Тогда (2.6), (2.7) являются системой линейных алгебраических уравнений для определения B_p конвективных потоков и градиента давления вдоль канала. Решение системы (2.6), (2.7) существует и единственно, оно определяется стандартными методами. Отметим, что соответствующие системы уравнений для определения поперечных конвективных потоков, полученные в большинстве других работ [9], являются существенно нелинейными, что затрудняет доказательство существования и единственности решения и усложняет процедуру определения потоков, особенно в каналах с большим количеством стержней.

Обычно на вход в каналы с пучками обогреваемых стержней подается жидкость, не догретая до температуры насыщения. Поэтому в начальном участке каналов движется недогретая жидкость, затем пузырьковая парожидкостная смесь, переходящая в дисперсно-пленочный режим течения. Течение недогретой жидкости и пузырьковой смеси описывалось в рамках гомогенной модели [9]. При проведении расчетов считалось, что в каждой ячейке пузырьковый режим течения переходит дисперсно-пленочный при $\alpha_1^k = \alpha_1^*$, где $\alpha_1^* \simeq 0,75$ — критическое значение объемного паросодержания, полученное в круглых трубах [12].

3. Уравнение состояния фаз. Массовое и силовое взаимодействие между составляющими смеси. Для замыкания систем (2.1) — (2.3) необходимо задать уравнения состояния для трех составляющих смеси и определить массовое и силовое взаимодействие между ними внутри ячейки и турбулентный обмен газочапельной смесью между соседними ячейками. Ниже исследуется течение пароводяной смеси и использованы следующие уравнения состояния воды и водяного пара на линии насыщения:

$$(3.1) \quad \rho_2^0 = \rho_3^0 = \text{const}, \quad \rho_1^0 = \frac{1}{\frac{1}{\rho_2^0} + \frac{l}{T} \frac{dT_s}{dp}}, \quad u_2 = u_{20} + C_2(T_2 - T_0),$$

$$T_s = \frac{T^*}{\ln\left(\frac{p^*}{p}\right)}, \quad u_1 = u_{2s} + C_2(T_s(p) - T_0) + l(p),$$

$$l(p) = l_0 \exp\left[\left(a + b \ln \frac{p}{p_0}\right) \ln \frac{p}{p_0}\right],$$

где T_0 , T^* , p^* , l_0 , p_0 , a и b — константы, подобранные из условия наилучшего совпадения (3.1) с табличными данными. Отметим, что некоторые соотношения из (3.1) (несжимаемость жидкости, вид уравнений для внутренних энергий фаз) уже использовались при выводе уравнений (2.3), (2.4).

Для определения турбулентного обмена между ячейками была использована зависимость [13], удовлетворительно описывающая экспериментальные данные. Применительно к принятому типу разбиения канала на ячейки зависимость [13] для коэффициента турбулентного обмена имеет вид

$$(3.2) \quad k_t^{l,k} = \frac{LR_1^{l,k}}{H^{l,k}} 0,0128 k_z \Delta v^{l,k} (\text{Re}_1^t)^{-0,125}, \quad \text{Re}_1^t = \frac{\rho_{13} \Delta v^{l,k} M^k}{\mu_1},$$

$$\Delta v^{l,k} = \left| \frac{(v_1^k - v_2^k) + (v_1^l - v_2^l)}{2} \right|, \quad M^k = \sqrt{\frac{S^k}{\pi} + R^2 - R - \delta^k},$$

где M_k — характерный размер ядра потока; R — радиус стержня в k -й ячейке; δ^k — толщина жидкой пленки на k -м стержне; $L^{l,k}$ — длина границы между k -й и l -й ячейками; $R_1^{l,k}$ — минимальное расстояние от поверхности l -го стержня до поверхности k -го стержня; $H^{l,k}$ — расстояние между центрами l -го и k -го стержня; μ_1 — коэффициент динамической вязкости газовой фазы; ρ_{13} — эффективная плотность турбулентно перемешиваемой газочапельной смеси. Величину ρ_{13} удобно представить в виде

$$\rho_{13} = \frac{\alpha_1^k \rho_1^0 + k_l \rho_2^0 \alpha_3^k}{\alpha_1^k + k_l \alpha_3^k},$$

где коэффициент k_l введен для качественного учета эффекта проскальзывания капель при турбулентном движении газочапельной смеси ($k_l = 1$ соответствует полному увлечению капель, $k_l = 0$ — отсутствию увлечения капель газовой фазой).

Отметим, что в рассматриваемой модели течения дисперсно-пленочного потока влияние турбулентного межячейкового обмена существенно меньше, чем в гомогенной модели. Это связано с тем, что значительная часть жидкости в смеси течет по стержням в виде пленки и при принятом типе разбиения поперечного сечения канала на ячейки не участвует в межячейковом массообмене.

Течение газожидкостной смеси внутри ячейки в существенной степени определяется интенсивностями уноса капель с поверхности жидкой

пленки j_{23}^h и их осаждения на ее поверхность j_{32}^h . Ограниченность всех разработанных ранее моделей дисперсно-пленочных газожидкостных потоков была связана с отсутствием надежных зависимостей именно по интенсивностям уноса и осаждения. Для определения этих зависимостей потребовалась постановка специального цикла экспериментальных исследований [8—10]. Результаты этих исследований в широком диапазоне изменения режимных параметров ($p = 1—12$ МПа, $v_1 = 5—120$ м/с, $\alpha_3 = 10^{-3}—10^{-1}$) обобщаются нижеприведенными зависимостями.

Для интенсивности осаждения капель на жидкую пленку j_{32}^h получено в [9]:

$$j_{32}^h = \frac{\alpha_3^k \rho_2^0 v_2^k}{2(R + \delta^k)} 3,2 \cdot 10^{-2} (\alpha_3^k)^{-0,16} (\text{Re}_1)^{-0,12} f(\Pi),$$

$$f(\Pi) = \Pi \text{ при } \Pi > 1, f(\Pi) = \Pi^{1/2} \text{ при } \Pi < 1,$$

$$\Pi = 0,16 \frac{\sigma_2}{v_1^k \sqrt{\mu_1 \mu_2}} \left(\frac{\rho_1^0}{\rho_2^0} \right)^{0,26}, \quad \text{Re}_1 = \frac{v_1^k M^k \rho_1^0}{\mu_1},$$

где σ_2 и μ_2 — коэффициенты поверхностного натяжения и динамической вязкости жидкости. Интенсивность уноса капель с поверхности пленки можно представить в виде

$$j_{23}^h = (j_{23}^d)^h + (j_{23}^c)^h + (j_{23}^b)^h,$$

где $(j_{23}^d)^h$ — интенсивность уноса капель, вызванная динамическим воздействием потока пара на пленку; $(j_{23}^c)^h$ — интенсивность вторичного уноса капель, связанная с выбиванием и падающими каплями; $(j_{23}^b)^h$ — интенсивность уноса капель, вызванная пузырьковым кипением в пленке. Для этих слагаемых в результате * проведенных экспериментов получены следующие зависимости:

$$(j_{23}^d)^h = 0 \text{ при } \text{Re}_2 \leq 300 \text{ и } r \frac{j_{12}^h}{\pi \sigma_2} N \leq 8,5 \cdot 10^{-3},$$

$$(j_{23}^d)^h = 0 \text{ при } \text{Re}_2 > 300 \text{ и } r \frac{j_{12}^h}{\pi \sigma_2} N \leq 2,8 \cdot 10^{-5} \text{Re}_2,$$

$$\text{Re}_2 = \frac{\rho_2^0 v_2^k \delta^k}{\mu_2}, \quad N = \frac{\mu_1}{\mu_2} \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_1^0} \right)^{1/2}, \quad r = \frac{\delta^k}{R + \delta^k};$$

$$(j_{23}^d)^h = \frac{\alpha_2^k \rho_2^0 v_2^k}{2(R + \delta^k)} 29 \frac{r f_{12}^h}{\pi \sigma_2} \frac{1}{\text{Re}_2} \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_1^0} \right)^{1/2} r \text{ в остальных случаях, } (j_{23}^c)^h = k j_{32}^h,$$

$$k = 1,35 \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_1^0} \right)^{-0,16} \text{ при } \frac{v_1^k \delta^k \rho_1^0}{\mu_1} > A, \quad k = 0 \text{ при } \frac{v_1^k \delta^k \rho_1^0}{\mu_1} \leq A,$$

$$A = 20 \left(\frac{\rho_2^0}{\rho_1^0} \right)^{-0,28} \text{Re}_2^{0,7},$$

$$(j_{23}^b)^h = \frac{\alpha_2^k \rho_2^0 v_2^k}{2\pi(R + \delta^k)} 1,5 \cdot 10^{-4} \frac{\mu_1 v_1^*}{\mu_2 \sigma_2} \left(\frac{Q^h S^h}{2\pi R} - 1,5 \cdot 10^5 \right)^{2,5},$$

$$v_1^* = 119,3 (0,71 - p/p_{кр}) \text{Re}_2^{-0,33} \text{ при } \text{Re}_2 \leq 2000,$$

* Обработка опытных данных проводилась Б. И. Нигматулиным и В. Е. Николаевым.

$$v_1^* = 9,4(0,71 - p/p_{кр}) \text{ при } Re_2 > 2000,$$

$$p_{кр} = 21,84 \text{ МПа.}$$

Силу трения между пленкой и стержнем f_w^h представим в виде

$$f_w^h = c_w^h \frac{\rho_2^0 (v_2^h)^2}{2} 2\pi R,$$

где c_w^h — коэффициент трения, зависящий от режима течения пленки. В [1, 14] получено

$$c_w^h = \frac{4}{Re_2} \text{ при } Re_2 \leq 400, \quad c_w^h = \frac{0,057}{Re_2^{0,5}} \text{ при } Re_2 > 400.$$

Выражение для силового взаимодействия между ядром потока и жидкой пленкой можно представить в виде

$$f_{12}^h = c_{12}^h \frac{\rho_1^0 (v_1^h - v_2^h)^2}{2} 2\pi (R + \delta^h),$$

где c_{12}^h — коэффициент трения между газок капельным ядром и жидкой пленкой; v_2^h — скорость жидкости на поверхности жидкой пленки ($v_2^h \approx 1,14v_2$ по [15]). Зависимость для c_{12}^h получена в [8] на основании экспериментов в круглых трубах. Ее не удастся непосредственно использовать при расчетах в каналах с пучками стержней. Это связано с тем, что в выражение для c_{12}^h входит среднерасходная толщина пленки, отнесенная к радиусу трубы. При принятом способе разбиения поперечного сечения канала на ячейки среднерасходную толщину пленки удобно отнести к M_s^h — среднему расстоянию от поверхности пленки до границ ячейки (3.2). По аналогии с [8] будем использовать следующее выражение для c_{12}^h :

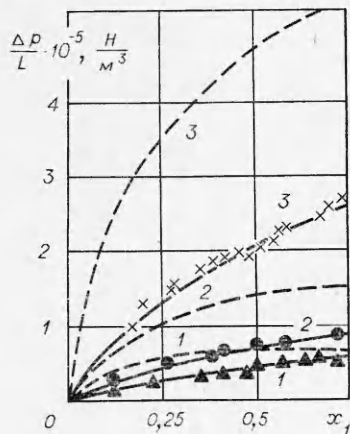
$$c_{12}^h = c (1 + B (\delta^h/M^h)^{1,3}),$$

где B — некоторая постоянная; $c = 0,008$. Отметим, что предложенная модель расчета газожидкостных дисперсно-пленочных потоков в каналах с пучками стержней содержит единственный неопределенный параметр B .

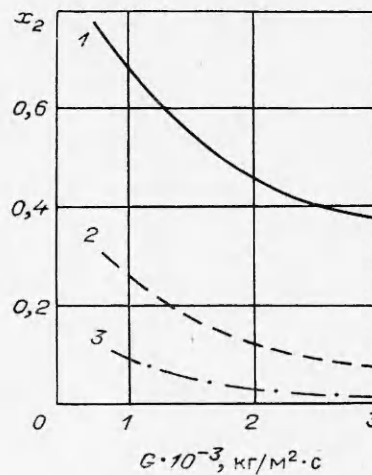
4. Результаты некоторых расчетов. Ниже приводятся основные результаты расчетов гидравлического сопротивления и распределения жидкости по сечению и по длине канала в зависимости от режимных параметров смеси. Результаты расчетов кризиса теплоотдачи при течении пароводяных дисперсно-пленочных потоков в каналах с пучками стержней будет посвящена отдельная работа авторов.

Определим параметр B из условия совпадения расчетного и экспериментального значения перепада давления на трение в одном из режимов, полученных в [16]. Эксперименты [16] проводились в необогреваемом канале с семистержневым пучком ($D = 13$ мм, $H^{hl} = 15$ мм) и внешним кожухом с внутренним диаметром $D_s = 55$ мм, моделирующим бесконечное число стержней. Это уменьшало гидродинамическую неравноценность отдельных ячеек, и соответственно падало влияние межячейковых потоков на гидродинамическое сопротивление канала. Поэтому эксперименты были [16] наиболее удобны для определения значения параметра B . Значение $B = 150$ было подобрано по режиму: $p = 4$ МПа, удельный массовый расход смеси $G = 2600$ кг/м²·с и массовое расходное паросодержание $x_1 = 0,55$. Оно позволило удовлетворительно описать все опытные данные различных авторов, с которыми проводилось сопоставление.

Отметим, что полученное значение B всего на 25% отличается от соответствующего значения этой константы для случая круглых труб [8]



Фиг. 2



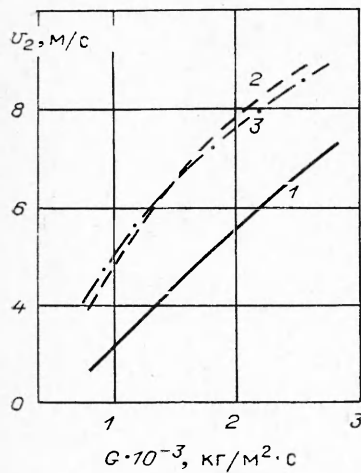
Фиг. 3

(в круглых трубах $B = 210$). Значение константы B , близкое к 150, можно получить аналитически, если предположить, что каждый элемент жидкой пленки взаимодействует с газок капельным потоком так же, как в трубе, а полная сила трения и интенсивность массового взаимодействия получаются интегрированием локальных интенсивностей на поверхности пленки.

На фиг. 2 приведено сопоставление расчетных (сплошные линии — расчет по настоящей методике, штриховые — по формуле из работы [3]; кривые 1—3 соответствуют $G=870; 1200; 2600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и экспериментальных [16] (точки ▲, ●, × соответствуют $G = 870, 1200; 2600 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) данных по перепаду давления на трение при $p = 4 \text{ МПа}$ в зависимости от среднего по каналу массового расхода паросодержания при различных значениях удельного массового расхода смеси. Особенно сильное расхождение с экспериментами формула из работы [3] дает при малых расходных паросодержаниях и больших удельных расходах. Из фиг. 2 видно, что в рамках данной модели удается описать нелинейный характер зависимости $\Delta p_{\text{тр}}/L$ от x_1 и правильно учесть зависимость $\Delta p_{\text{тр}}/L$ от G . Отметим, что для описания указанного расслоения в рамках гомогенной модели необходимо вводить эмпирическую функцию, учитывающую различную негомогенность потока при различных значениях G .

На фиг. 3, 4 показаны зависимости основных гидродинамических характеристик пароводяного дисперсно-пленочного потока, определяющие интегральные свойства течения (гидравлическое сопротивление, кризис теплоотдачи) от режимных параметров в канале с пучком стержней [16]. В этом канале ячейки были гидродинамически равноценны, поэтому на фиг. 3, 4 приведены характеристики потока в центральной ячейке.

На фиг. 3 показана зависимость относительного расхода жидкости в пленке x_2 , равного отношению расхода жидкости в пленке к общему расходу смеси в ячейке от G и x_1 при $p = 4 \text{ МПа}$ (кривая 1 соответствует $x_1 = 0,1$; 2 — $x_1 = 0,4$; 3 — $x_1 = 0,7$). На фиг. 3 приведены значения x_2 в условиях гидродинамического равновесия, т. е. когда распределение жидкости в ячейках перестает зависеть от длины канала. На фиг. 3 видно уменьшение x_2 с ростом G и x_1 . Это объясняется сильной зависимостью интенсивности уноса капель с поверхности пленки от скорости газовой фазы. Как было показано в [1], при течении пароводяного дисперсно-



Ф и г. 4

кольцевого потока в круглых трубах уменьшение x_2 приводит к уменьшению силового взаимодействия между ядром потока и пленкой и позволяет объяснить механизм кризиса гидравлического сопротивления.

Расчеты показывают, что при фиксированном удельном расходе с ростом давления значения x_2 и δ (среднерасходная толщина пленки) растут, причем значение δ при больших x_1 ($x_1 \approx 0,7$) меняется слабо.

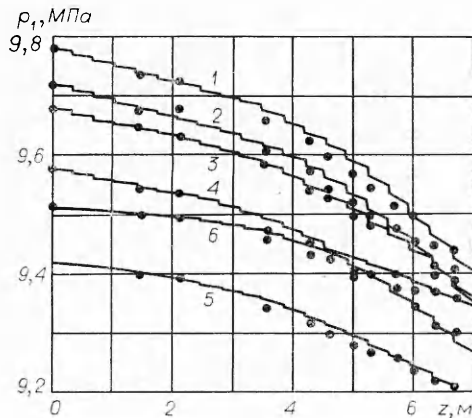
На фиг. 4 показаны зависимости среднерасходных скоростей пленки от G при давлении $p = 4$ МПа и различных значениях x_1 (кривая 1 соответствует $x_1 = 0,1$; 2 — $x_1 = 0,4$; 3 — $x_1 = 0,7$). Видно, что скорость пленки растет с ростом G и x_1 , но при больших значениях массового расхода паросодержания слабо зависит от него. Это связано с тем, что с ростом x_1 растет скорость газочапельного ядра потока, но падает среднерасходная толщина пленки.

В каналах с пучками стержней значительной длины (порядка нескольких метров) обычно по длине с определенным шагом устанавливаются дистанционирующие решетки. Перепад давления на каждой дистанционирующей решетке можно определять по стандартной зависимости

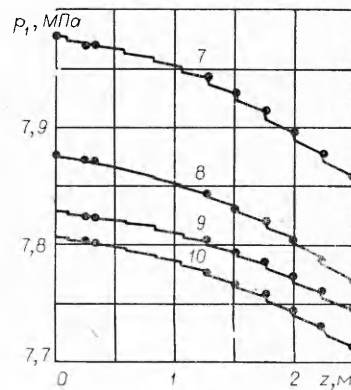
$$\Delta p = \xi \frac{\rho v_1^2}{2},$$

где ξ — коэффициент сопротивления дистанционирующей решетки, зависящий от конкретной ее геометрии.

На фиг. 5, 6 показано сопротивление расчетных и экспериментальных эпюр давления [3] вдоль каналов с девятнадцатью и тридцатью семью обогреваемыми стержнями соответственно. В первом канале внешний диаметр стержней равнялся 13,5 мм, расположение стержней в пучке показано на фиг. 1, внутренний диаметр круглого кожуха 80 мм. Во втором канале внешний диаметр стержня равнялся 9 мм, стержни располагались в вершинах равностороннего треугольника со стороной 12,2 мм, размер под ключ шестигранного кожуха равнялся 77 мм. В таблице приведены исходные данные для всех рассчитанных режимов. Здесь величина G обо-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

| Номер режима | p_0 , МПа | G , кг/м ² ·с | Δt , °С | Q , МВт | Номер режима | p_0 , МПа | G , кг/м ² ·с | Δt , °С | Q , МВт |
|--------------|-------------|----------------------------|-----------------|-----------|--------------|-------------|----------------------------|-----------------|-----------|
| 1 | 9,78 | 3106 | 48 | 4,39 | 6 | 9,515 | 1469 | 42 | 3,02 |
| 2 | 9,73 | 2985 | 47 | 4,27 | 7 | 7,98 | 2227 | 38 | 3,53 |
| 3 | 9,68 | 2239 | 45 | 4,27 | 8 | 7,88 | 2027 | 38 | 3,38 |
| 4 | 9,58 | 2468 | 46 | 4,05 | 9 | 7,83 | 1565 | 39 | 3,0 |
| 5 | 9,42 | 1721 | 48 | 3,7 | 10 | 7,81 | 1815 | 36 | 3,14 |

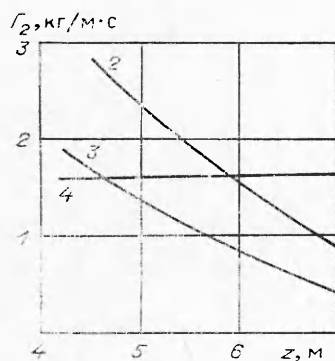
значает средний по поперечному сечению канала удельный массовый расход смеси; Δt — недогрев воды на входе в канал; Q — полная тепловая мощность, выделяемая в канале. Номера кривых на фиг. 5, 6 соответствуют номерам режимов в таблице, точками отмечены экспериментальные значения давления. Режимы в первом канале рассчитывались со значением ξ , подобранным по режиму 1, а во втором — с ξ , подобранным по режиму 7.

Приведенные на фиг. 5, 6 расчетные эпюры давлений хорошо согласуются с экспериментальными эпюрами.

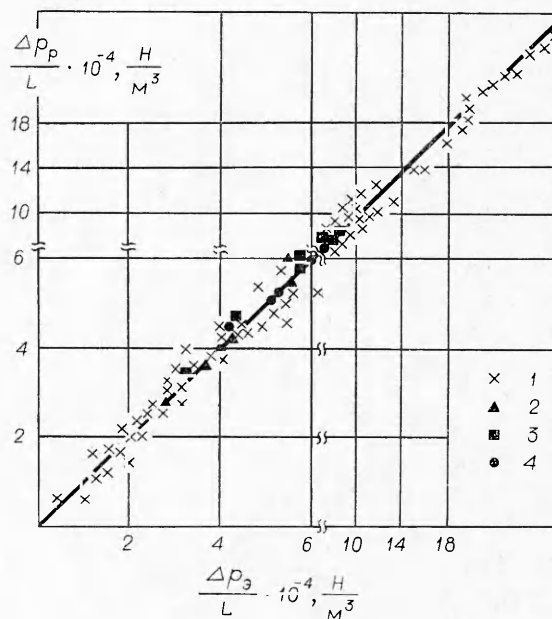
На фиг. 7 показаны распределения вдоль канала плотности орошения жидкой пленкой стержней Γ_2 в различных ячейках, а также внешнего кожуха (кривые 2—4 построены для 2-го от центра стержня, 3-го и внешнего кожуха). Здесь под плотностью орошения понимается отношение расхода жидкости в пленке к смоченному параметру стержня или кожуха в ячейке. Видно, что на выходе из канала значительная часть жидкости течет по необогреваемому кожуху.

Большой интерес представляет длина начального участка необогреваемого канала, на котором параметры дисперсно-пленочного потока выходят на гидродинамически равновесные значения. Можно рассмотреть два предельных способа введения жидкости в канал: вся жидкость в виде капель в ядре потока и вся жидкость в пленках. Расчеты показывают, что длина участка, на котором дисперсно-пленочный поток выходит на равновесие, существенно зависит от начального распределения жидкости в ячейках. Например, при $G = 2700$ кг/м²·с для 19-стержневого пучка эта длина составляет $\sim 0,8$ м в первом случае и ~ 2 м — во втором.

На фиг. 8 показано сравнение экспериментальных перепадов давления на трение $\Delta p_0/L$ с расчетными перепа-



Ф и г. 7



Ф и г. 8

дами $\Delta p_p/L$ в каналах с пучками из 7, 19 и 37 стержней (точки 1 — эксперименты из [16], 2 — из [17], 3 — 1-й канал из [3], 4 — 2-й канал из [3]). Видно, что в рамках предложенной модели значения $\Delta p_p/L$ удается описать в основном с точностью $\pm 10\%$.

Проведенное сопоставление экспериментальных и расчетных характеристик дисперсно-пленочных потоков в канале с пучками стержней различной геометрии показывает, что разработанная модель адекватно описывает основные гидродинамические характеристики таких потоков.

Поступила 29 V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Б. И. К гидродинамике двухфазного потока в дисперсно-кольцевом режиме течения. — ПМТФ, 1971, № 6.
2. Нигматулин Б. И. Исследование характеристик течений двухфазных дисперсно-кольцевых потоков в обогреваемых трубах. — ПМТФ, 1973, № 4.
3. Осмачкин В. С. Исследование теплогидравлических характеристик моделей топливных сборок реакторов в ИАЭ им. И. В. Курчатова. — В сб. докладов теплофизического семинара стран СЭВ. М., 1974.
4. Миронов Ю. В., Шпанский С. В. Распределение параметров двухфазного потока по сечению канала с пучком твэлов. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6.
5. Williams C. L., Peterson A. C. Flow patterns in high pressure two phase flow—a visual study of water in uniformly heated 4-rod bundle. Westinghouse report WAPD-TM-1199, 1975.
6. Субботин В. И., Ибрагимов М. Х. и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1975.
7. Whalley P. V. The calculation of dry out in rod bundle. — Int. J. Multiphase Flow, 1977, vol. 3, N 6.
8. Нигматулин Б. И., Милащенко В. И., Николаев В. Е. Экспериментальное исследование гидродинамики равновесных дисперсно-кольцевых пароводяных потоков. — ТВТ, 1978, т. 16, № 6.
9. Нигматулин Б. И., Долинин И. В. и др. Применение солевого метода для определения интенсивности влагообмена и распределения жидкости между ядром потока и пленкой в дисперсно-кольцевом пароводяном потоке. — ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
10. Нигматулин Б. И., Рачков В. И., Шугаев Ю. З. Исследование начала уноса влаги с поверхности жидкой пленки при восходящем течении пароводяной смеси. — Теплоэнергетика, 1980, № 6.
11. Butterworth D. Air-water climbing film flow in an eccentric annulus. — In: Int. Symposium on Research in C-current Gas-liquid Flow. University of Waterloo, Ontario, Paper B2.
12. Тарасова Н. В., Леонтьев А. И., Сияков И. И., Трагова П. А. Экспериментальное исследование границ режимов течения пароводяной смеси при высоких давлениях. — В кн.: Материалы V Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению. Л., 1974.
13. Слуцкер Б. П., Болонов Е. П., Тарасова Н. Б. Исследование интенсивности поперечного массообмена в каналах сложной формы при течении двухфазного потока. — В кн.: Тезисы докладов и сообщений VI Всесоюз. конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов. Л., 1978.
14. Ивандяев С. И. К определению законов взаимодействия между составляющими газожидкостного дисперсно-кольцевого потока. — В сб.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск, 1977.
15. Tomida T., Okazaki T. Statistical character of large disturbance waves in upward two-phase flow air-water mixtures. — J. Chem. Eng. Japan, 1974, vol. 7, N 5.
16. Боршанский В. М., Андреевский А. А. и др. Гидравлическое сопротивление при продольном обтекании пучков стержней пароводяным потоком. — В сб.: Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. Л., 1973.
17. Барулин Ю. Д., Коньков А. С. и др. Исследование интенсификации теплообмена и гидравлического сопротивления в модели кассеты твэл кипящего реактора. — В сб. докладов семинара СЭВ ТФ-74: Исследование критических тепловых потоков в пучках стержней. М., 1974.