

К ГИДРОДИНАМИКЕ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ

В. И. Нигматулин

(Москва)

В рамках трехскоростной и трехтемпературной одномерной стационарной модели рассмотрена гидродинамика дисперсно-кольцевых двухфазных потоков в цилиндрических каналах, характеризующихся совместным движением пристенной жидкой пленки и ядра потока, в свою очередь представляющего собой смесь газа (пара) и жидких капель. Предполагается, что каждая составляющая смеси имеет свою скорость и температуру. Учитывались фазовые превращения, неравномерность массовых скоростей в ядре и пленке, срыв капель с поверхности пленки, а также осаждение на нее. Для описания ядра потока использовались представления, разработанные в работе [1]. Полученные уравнения применялись для определения потери давления, распределения жидкости между пленкой и ядром потока, скольжения между фазами и длины участка стабилизации.

Совместное движение газа и жидкости в одном канале с теплообменом и без него широко используется в энергетике и в химической промышленности. При этом дисперсно-кольцевой режим двухфазного потока имеет место в широком диапазоне изменений давления, удельных массовых расходов смеси, при отношениях массового расхода пара к общему расходу смеси, больших 0.1—0.15, и исследовался во многих работах. В монографии [2] рассмотрены общие вопросы гидравлики газо-жидкостных смесей, в частности для изучения движения двухфазного потока в круглых трубах использованы уравнения гидродинамики, записанные для всей смеси в целом.

В работе [3] изучалось явление кризиса теплообмена при течении пароводяных потоков в трубах, в [4–6] — гидравлическое сопротивление. Измерению касательного напряжения на твердой стенке при течении двухфазного потока электрохимическим методом посвящены работы [7,8]. Режимы течения двухфазного потока рассмотрены в [9]. Массообмен и скольжение между фазами исследовались в [10–13]. Характер движения жидкой пленки подробно изучался в [14]. Из существующих моделей, описывающих течение двухфазных потоков в трубах, следует отметить модель [15]. Однако в этой модели, как и во многих других (например, в модели Леви), не учитывается разделение жидкости между ядром потока (в виде капель) и жидкой пленкой (которые движутся с существенно различными скоростями). Это приводит, с одной стороны, к неправильным результатам по скоростям фаз, а с другой — к неприменимости этой модели к описанию явлений, в которых важным фактором является жидкая пленка (например, исследование гидравлического сопротивления и кризиса теплообмена, связанного с высыханием пристенной жидкой пленки.)

1. Вывод основных уравнений. Пусть в прямолинейном канале течет паро-жидкостная смесь в дисперсно-кольцевом стационарном режиме течения. Рассмотрим движение такой среды при обычных допущениях, принимаемых при рассмотрении многофазных сплошных сред. Считаем, что в ядре потока имеется второй газ, состоящий из жидких капель; скорости и температуры трех составляющих смеси (пара, пленки и капель) могут быть различными; возможны процессы массообмена между фазами: испарение и конденсация на каплях и жидкой пленке, а также процессы срыва капель с поверхности пленки и осаждение капель на нее.

Везде далее параметры, относящиеся к газу, жидкой пленке и каплям, будут снабжаться соответственно индексами 1, 2 и 3 внизу.

Уравнения сохранения масс для пара, пленки и капель в дифференциальной форме имеют следующий вид:

$$\frac{dm_1}{dz} = J_{21} - J_{12} + J_{31} - J_{13}, \quad \frac{dm_2}{dz} = J_{12} - J_{21} + J_{32} - J_{23},$$

$$\begin{aligned} \frac{dm_3}{dz} &= J_{13} - J_{31} + J_{23} - J_{32} \\ \left(\begin{aligned} m_1 &= \int_{F_1} \rho_1 u_1 dF = \rho_1 F_1 u_1^m, \quad m_2 = \int_{F_2} \rho_2 u_2 dF = \rho_2 F_2 u_2^m \\ m_3 &= \int_{F_1} \rho_3 u_3 dF = \rho_3 F_1 u_3^m, \quad \rho_1 = \rho_1^\circ \alpha, \quad \rho_2 = \rho_2^\circ, \quad \rho_3 = \rho_3^\circ (1 - \alpha) \end{aligned} \right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь m_j ($j = 1, 2, 3$) — поток j -й составляющей смеси через поперечное сечение канала; ρ_j , ρ_j° , u_j^m — соответственно средняя, истинная плотности и средняя расходная скорость j -й составляющей смеси; α — объемное содержание газа (пара) в ядре потока; $F_1(z)$, $F_2(z)$ — соответственно части площади поперечного сечения канала, занятые ядром потока и жидкой пленкой, причем $F_1(z) + F_2(z) = F$, где F — площадь поперечного сечения канала; J_{kj} ($k, j = 1, 2, 3$; $k \neq j$) — интенсивности процессов массообмена между составляющими смеси, причем $J_{kj} \geq 0$ равно количеству вещества k -й составляющей, перешедшей в j -ю за единицу времени с единицы длины канала. Здесь, следуя работе [1], массовые переходы между средами условно разбиты на две реакции (каждая из которых при кинетическом рассмотрении имеет прямую и обратную реакции). Необходимость разделения связана с тем, что массовые переходы $k \rightarrow j$ и $j \rightarrow k$ могут приводить к различным изменениям импульса и энергии отдельной составляющей смеси.

Складывая уравнения (1.1), получаем уравнение сохранения массы для всей системы

$$\sum_{j=1}^3 \frac{dm_j}{dz} = 0$$

Уравнение сохранения импульса в проекции на ось z для каждой среды в отдельности с учетом (1.1) будет

$$\begin{aligned} m_1 \frac{du_1^u}{dz} &= -\alpha F_1 \frac{dp}{dz} - \rho_3 F_1 f - f_{12} + J_{21}(u_{21} - u_1^u) + J_{12}(u_1^u - u_{12}) + \\ &\quad + J_{13}(u_1^u - u_{13}) + J_{31}(u_{31} - u_1^u) - \rho_1 F_1 g_1 \\ m_2 \frac{du_2^u}{dz} &= -F_2 \frac{dp}{dz} + f_{12} - f_w + J_{21}(u_2^u - u_{21}) + J_{12}(u_{12} - u_2^u) + \\ &\quad + J_{32}(u_{32} - u_2^u) + J_{23}(u_2^u - u_{23}) - \rho_2 F_2 g_2 \\ m_3 \frac{du_3^u}{dz} &= -(1 - \alpha) F_1 \frac{dp}{dz} + \rho_3 F_1 f + J_{13}(u_{13} - u_3^u) + J_{31}(u_3^u - u_{31}) + \\ &\quad + J_{23}(u_{23} - u_3^u) + J_{32}(u_3^u - u_{32}) - \rho_3 F_1 g_3 \\ \int_{F_1} \rho_1 u_1^2 dF &= m_1 u_1^u, \quad \int_{F_2} \rho_2 u_2^2 dF = m_2 u_2^u, \quad \int_{F_1} \rho_3 u_3^2 dF = m_3 u_3^u \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь u_j^u ($j = 1, 2, 3$) — средняя импульсная скорость j -й составляющей среды; f — сила взаимодействия между газом и каплями, отнесенная к единице массы капель, из-за несовпадения скоростей фаз в ядре потока (трение, эффект присоединенных масс, сила Магнуса и т. д.); f_{12} — сила трения на поверхности раздела жидкая пленка — газ; в силу малости расширения проходного сечения для ядра потока, так как предполагается, что происходит достаточно медленное утончение или утолщение пленки по длине канала, можно приравнять эту силу ее осевой составляющей; f_w — сила трения между жидкой пленкой и твердой стенкой канала. Слагаемые $J_{kj} u_{kj}$ ($k, j = 1, 2, 3$; $k \neq j$) представляют собой изменение импульса соот-

ветствующей составляющей смеси за счет массовых переходов из k -й составляющей в j -ю, причем u_{kj} — скорость k -й составляющей на границе раздела между k -й и j -й составляющими смеси. Последние слагаемые в правых частях уравнений (1.2) равны проекциям на ось z массовых сил.

Складывая соответствующие уравнения (1.2), получаем уравнение сохранения импульса в проекции на ось z для всей смеси

$$\frac{d}{dz} \sum_{j=1}^3 m_j u_j^u = -F \frac{dp}{dz} - f_w - \sum_{j=1}^3 \rho_j F_j g_j$$

Аналогично (1.2) можно получить уравнение сохранения энергии всей смеси

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left\{ \sum_{j=1}^3 m_j \left[e_j + \frac{(u_j^e)^2}{2} \right] \right\} = - \frac{d}{dz} [p (\alpha F_1 u_1^m + F_2 u_2^m + \\ + (1 - \alpha) F_1 u_3^m)] - \sum_{j=1}^3 m_j g_j + q_w \\ \int_{F_j} e_j \rho_j u_j dF = m_j e_j, \quad \int_{F_j} \rho_j u_j^3 dF = m_j (u_j^e)^2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь e_j , e_j° , u_j^e — соответственно средняя, истинная внутренние энергии и средняя энергетическая скорость j -й составляющей смеси; q_w — внешний приток тепла за единицу времени на единице длины канала.

Запишем уравнения для внутренней энергии пленки и капель, при этом будем учитывать, что капли и жидкая пленка несжимаемые $\rho_2^\circ = \rho_3^\circ = \text{const}$, поэтому работа сил давления со стороны пара на деформацию капель и пленки равна нулю; можно пренебречь также поверхностной энергией жидкой пленки и капель.

Внутренняя энергия пленки и капель будет изменяться за счет притока тепла, процессов теплообмена, диссипации энергии из-за действия сил межфазового трения, кроме того, внутренняя энергия пленки изменяется за счет диссипации энергии из-за трения о стенку канала. Таким образом, уравнения для внутренней энергии пленки и капель имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{d(m_2 e_2)}{dz} &= q_w - q_{21} + J_{12} e_{12} - J_{21} e_{21} + J_{32} e_{32} - J_{23} e_{23} + \\ &+ f_{12} (u_{12} - u_2^u) + f_w u_2^u + p (J_{12} - J_{21}) \left(\frac{1}{\rho_1^\circ} - \frac{1}{\rho_2^\circ} \right) \\ \frac{d(m_3 e_3)}{dz} &= \rho_3 F_1 q_{13} + J_{13} e_{13} - J_{31} e_{31} + J_{23} e_{23} - J_{32} e_{32} + \\ &+ \rho_3 F_1 f (u_{13} - u_3^u) + p (J_{13} - J_{31}) \left(\frac{1}{\rho_1^\circ} - \frac{1}{\rho_3^\circ} \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь q_{21} — теплообмен между пленкой и газом за единицу времени на единице длины канала; q_{13} — теплообмен между газом и каплями, отнесенный к единице массы капель; $J_{kj} e_{kj}$ ($k, j = 1, 2, 3; k \neq j$) — изменение внутренней энергии пленки или капель за счет массовых переходов из k -й составляющей смеси в j -ю; e_{kj} — внутренняя энергия вещества, претерпевающего переход из k -й составляющей в j -ю. Последние слагаемые в уравнениях (1.4) равны работе сил давления газа над конденсирующим и испаряющимся веществами.

Вместе с уравнениями состояния, допущениями относительно u_{kj} , e_{kj} , связью между u_j^m , u_j^u , u_j^e и соотношениями для f_{12} , f_w , f , J_{ki} , q_{21} , q_{13} система дифференциальных уравнений (1.1) — (1.4) образует замкнутую систему в области непрерывного течения.

2. Связь параметров на границе раздела между составляющими смеси и осредненными характеристиками течения. Для u_{31} , u_{13} , e_{12} , e_{13} , e_{21} , e_{31} естественными будут допущения, аналогичные принятым в [1]

$$u_{31} = u_{13} = u_3^u, \quad e_{12} = e_{13} = e_{2s}, \quad e_{21} = e_{31} = e_{1s}^s$$

Здесь индекс s внизу относится к состоянию насыщения. Относительно u_{12} , u_{21} , u_{23} , u_{32} , e_{23} , e_{32} предположим следующее:

$$u_{12} = u_{21}, \quad u_{23} = u_2', \quad u_{32} = u_3^u, \quad e_{32} = e_3$$

Чтобы получить связь между u_j^m , u_j^u , u_j^e , u_2' и u_2^m , e_{23} и e_2 , необходимо задаться профилями скоростей и температур в пленке и в ядре потока.

В случае турбулентного течения в пленке [16] при числах Рейнольдса $R_2 > 300 \div 400$ ($R_2 = u_2^m \delta / \nu_2$, где δ — толщина жидкой пленки, ν_2 — коэффициент кинематической вязкости жидкости) и турбулентного течения в ядре потока можно принять, что профили скоростей подчиняются степенным законам

$$\frac{u_k - u_2'}{u_k^o - u_2'} = \left(1 - \frac{2r}{D - 2\delta}\right)^{n_k} \quad \left(k=1, 3; 0 \leq r \leq \frac{D - 2\delta}{2}\right),$$

$$u_2 = B \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{n_2} \quad \left(\frac{D - 2\delta}{2} \leq r \leq \frac{D}{2}\right) \quad (2.4)$$

где D — диаметр канала, B и u_k^o — некоторые константы, причем $n_j = 1/9 \div 1/6$ ($j = 1, 2, 3$).

Тогда соответственно с точностью до $O(n_j^2)$ и $O(n_2 \delta / D)$

$$u_j^m = u_j^u = u_j^e = u_j \quad (j=1, 2, 3), \quad u_2' = (1 + n_2) u_2^m \quad (2.2)$$

При ламинарном течении пленки ($R_2 < 300 \div 400$)

$$u_2 = B (1 - 4r^2 / D^2)$$

В этом случае

$$u_2^u = 4/3 u_2^m, \quad u_2' = 2u_2^m, \quad u_2^e = u_2^m \sqrt{2} \quad (2.3)$$

Из (2.2) и (2.3) следует единая запись

$$u_2^u = a_1 u_2^m, \quad u_2' = a_2 u_2^m, \quad u_2^e = a_3 u_2^m$$

3. Взаимодействие между составляющими смеси. Для замыкания полученной системы дифференциальных уравнений необходимо получить соотношение для силового взаимодействия между составляющими смеси (f_{12} , f , f_w), теплового взаимодействия (q_{21} , q_{13} , q_w) и массообмена между средами J_{kj} ($k, j = 1, 2, 3$ $k \neq j$). Все эти процессы сложны и требуют еще детального изучения. Для их определения необходимо знать режим течения и структуру пленки (структуру ее поверхности, связь ее волновых характеристик с толщиной δ и скоростями фаз и т. д.), структуру капель (форму капель, их размеры и т. д.). Силу трения между газом и пленкой можно представить в виде

$$f_{12} = 1/2 C_{12} \pi (D - 2\delta) \rho_1^o (u_1 - u_2')^2, \quad C_{12} = C_{12}(\delta / D, R_1, R_2),$$

$$R_1 = (u_1 - u_2') (D - 2\delta) / \nu_1 \quad (3.4)$$

где ν_1 — коэффициент кинематической вязкости пара.

Трение между газом (паром) и пленкой непосредственно связано с режимами течения поверхности жидкой пленки, определяемыми скоростями фаз и толщиной пленки. Условно эти режимы можно разбить на три типа: волновой с крупномасштабными волнами, волновой с рябью и режим гладкой пленки. Требуется еще тщательное экспериментальное исследование как режимов течения поверхности пленки, так и границ перехода между ними. Прямые измерения касательных напряжений на поверхности раздела газ — жидкая пленка при наличии процессов срыва влаги с этой поверхности и осаждения на нее в настоящее время не представляются возможными. Заметим, что измерение касательных напряжений на поверхности раздела жидкая пленка — твердая стенка канала возможно, например, электрохимическим методом [7,8].

Коэффициент трения главным образом зависит от характера торможения на волнах, так же как это имеет место в шероховатых трубах, ибо ядро потока как бы движется в канале с жидкими стенками¹. Однако «шероховатость» их сильно изменяется в широких пределах в зависимости от режима течения пленки и ядра потока.

Коэффициент трения при течении однофазного потока жидкости в шероховатой трубе аппроксимируется [18]

$$C_1 = [2.28 - 4 \lg (\varepsilon / D - 5y^* / D)]^{-2}, \quad \varepsilon / y^* > 12$$

$$C_1 = 0.0008 + 0.0553 R_1^{-0.237}, \quad \varepsilon / y^* < 5 \quad (3.2)$$

При $5 < \varepsilon / y^* < 12$ можно взять линейную зависимость между первой и второй формулами. Здесь ε — высота бугорка песочной шероховатости, а

$$y^* = \frac{D}{R_1} \sqrt{\frac{2}{C_1}}$$

В качестве первого приближения предположим, что для C_{12} справедливо (3.2), причем величина шероховатости является переменной, примем ее пропорциональной толщине пленки [5]

$$\varepsilon = \eta \delta, \quad \eta = \eta(\delta, R_2)$$

Для режима течения пленки с крупномасштабными волнами на основании анализа экспериментальных данных по гидравлическому сопротивлению при течении газо-жидкостных смесей в трубах [5] можно получить осредненное значение $\eta = 6$. В режиме течения пленки с рябью η падает [5,6] до 0.6—1.0.

В случае больших чисел Рейнольдса пленки ($R_2 > 10^3$), по-видимому, можно пренебречь влиянием R_2 на η и зависимость от δ представить в виде

$$\eta = N_1 - N_2 \exp[(N_3 - \delta) N_4] \quad (N_1 \approx 6, N_2 \approx 5.5)$$

где N_3, N_4 — некоторые константы, уточняемые из сравнения с экспериментальными данными по гидравлическому сопротивлению.

Когда пленка жидкости становится очень тонкой, возможно ее разрушение [19]. На данном этапе, не вдаваясь в детали процесса разрушения, положим, что существует некоторая постоянная толщина пленки δ° , ниже которой пленка разрушается и образуются сухие пятна. По оценке [19] $\delta^\circ = 20 \div 50$ мк. В этом случае пар (газ) движется частично по мокрой стенке, частично по сухой, поэтому здесь для силы трения условно берется

¹ Предположение, что процессы, происходящие при обтекании газовым потоком отдельных волн на поверхности пленки, аналогичны тем, которые происходят у бугорков шероховатой поверхности, исходит еще из [17].

некоторое соотношение, построенное из (3.1) и $f_1 = C_1 \pi D \rho_1^\circ u_1^2 / 2$, например, в виде

$$f_{12}' = f_{12} - (f_{12} - f_1) (\delta^\circ - \delta) / \delta^\circ$$

Силу трения между жидкой пленкой и твердой стенкой канала представим в виде

$$f_w = C_w \pi D \rho_2^\circ u_2^m / 2, \quad C_w = C_w(R_2, \delta / D)$$

Коэффициент трения C_w зависит от режима течения жидкой пленки. В случае развитого турбулентного режима течения жидкой пленки $R_2 > 1000$ [20], принимая $n_2 = 1/7$, из (2.1) для гладкой трубы можно получить

$$C_w = 0.0570 / R_2^{0.25} \quad (3.3)$$

При ламинарном течении жидкой пленки ($R_2 < 400$)

$$C_w = 4 / R_2 \quad (3.4)$$

В переходном режиме $400 < R_2 < 1000$ в качестве первого приближения можно взять линейную аппроксимацию между (3.3) и (3.4).

В рассматриваемых условиях из сил, действующих со стороны газа на капли, наибольшее значение имеет сила трения, которую можно представить в виде

$$f = \frac{3}{4} \frac{\rho_1^\circ}{\rho_2^\circ} \frac{C_{13}}{d} \frac{(u_1 - u_3)^3}{|u_1 - u_3|} \left(C_{13} = C_{13}(R_{13}, \alpha), \quad R_{13} = \frac{|u_1 - u_3| d}{\nu_1} \right)$$

где d — диаметр капель.

В качестве первого приближения можно считать, что объемная концентрация капель достаточно мала, чтобы пренебречь влиянием α на C_{13} . Для C_{13} в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса R_{13} рекомендуется [21] зависимость

$$C_{13} = 24 R_{13}^{-1} + 4 R_{13}^{-0.33}, \quad 700 \geq R_{13} \geq 0$$

Силой за счет эффекта присоединенных масс при $d \geq 10^{-6}$ м и $\rho_3^\circ / \rho_1^\circ > 10$ [1] можно пренебречь, а проекция силы Жуковского на ось z равна нулю.

Появление капель в ядре потока связано со срывом жидкости с гребней крупномасштабных волн [14]. Поэтому характерной скоростью процесса срыва будет $(u_1 - u_2')$. Дробление капель обычно оценивается при помощи числа Вебера W_3 , характеризующего отношение динамических эффектов к капиллярному давлению

$$W_3 = \frac{\rho_1^\circ (u_1 - u_2')^2 d}{\sigma_2}$$

Здесь σ_2 — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, из которой состоят капли. В [22], исходя из приближенной теории эллиптической деформации капли для мгновенного приложения внешних сил обтекания, дается характерное число $W_3^* = 5.4$, соответствующее распаду капли. Полагаем, что капли, для которых число Вебера превышает это характерное число, распадаются на капли меньшего диаметра с той же суммарной массой, но с диаметром, соответствующим этому характерному числу.

Для оценки интенсивности осаждения J_{32} можно использовать [10] эмпирическую формулу

$$J_{32} = 0.069 (D - 2\delta) \rho_1^\circ (u_3 - u_2') \left(\frac{\rho_3}{\rho_1} \right)^{0.74} R_{32}^{-0.25}, \quad R_{32} = \frac{(D - 2\delta) (u_3 - u_2')}{\nu_1} \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) записано в принятых в данной работе переменных, причем в качестве характерной скорости взята $u_3 - u_2'$, а не u_1 . (В [10] исследовалось выпадение капель на неподвижную стенку.) Следует отметить, что, принимая данное эмпирическое соотношение для интенсивности осаждения, в которое не входит диаметр капель, и имея в виду, что капли движутся в ядре потока со скоростями, близкими к скорости несущей среды, можно сделать вывод, что диаметр капель влияет несущественно на решение системы.

Процессы срыва капель с поверхности жидкой пленки изучались во многих работах, в частности [5, 11, 14]. В большинстве работ интенсивность срыва жидкости приравнивалась интенсивности осаждения, хотя это справедливо только в равновесном случае. Равновесный случай определим, как такое состояние системы, когда скорости составляющих смеси вдоль трубы не меняются (для случая течения смеси в необогреваемом канале). Показано [11], что для сравнительно толстых пленок величина скорости газа, при которой начинается срыв, зависит только от поверхностного натяжения жидкости σ_2 и не зависит от ее вязкости. Поэтому в этом случае можно предположить, что переход от режима течения пленки без срыва капель к режиму со срывом будет определяться равенством динамического напора жидкости в некоторой точке гребня волны и капиллярного давления в этой же точке

$$\frac{1}{2} \rho_2 (u_2')^2 / 2 = \sigma_2 / \delta$$

где h — некоторый постоянный множитель. Следовательно, условие начала срыва определяется с помощью числа Вебера W_2

$$W_2 = \frac{\rho_2 (u_2')^2 \delta}{\sigma_2}$$

И, очевидно, срыв капель будет происходить тем интенсивнее, чем больше отклонение W_2 от некоторого критического числа W_2^* .

В первом приближении можно использовать линейное соотношение, связывающее интенсивность срыва с отклонением W_2 от W_2^*

$$\frac{J_{23}}{\pi(D-2\delta)\rho_1(u_1-u_2')} = A(W_2 - W_2^*) \quad (W_2 > W_2^*), \quad J_{23} = 0 \quad (W_2 \leq W_2^*)$$

Причем анализ явления срыва с привлечением теории размерностей позволяет предложить следующее выражение для коэффициента пропорциональности A :

$$A = \kappa (\rho_2^\circ / \rho_1^\circ) [(u_1 - u_2') / u_2']^m$$

где κ , n , m — некоторые постоянные. Эти константы вместе с W_2^* можно оценить, например, по опытным данным по кризису теплообмена второго рода в обогреваемой трубе, связанному с высыханием пристенной жидкой пленки. По этим данным [3] определяются значения массового расходного паросодержания x_{bn}° (т. е. отношение массового расхода пара к общему массовому расходу смеси в канале), при котором происходит полное высыхание пленки жидкости, а также значения массового расходного паросодержания $x_{\Delta p}$, при котором происходит смена режимов течения пленки — с режима, когда имеет место срыв жидкости с ее поверхности, на режим, когда этот срыв прекращается. Зная приращение паросодержания за счет испарения жидкой пленки, можно оценить расход в пленке как на входе в обогреваемую часть экспериментального участка, так и в момент смены режимов. Экспериментально показано, что в случае относительно высоких тепловых потоков q_w не происходит осаждение капель на пленку из-за отдува их испаряющимся с пленки паром.

По данным о расходе жидкости в пленке можно определить константы κ , n , m . Используя некоторые соображения [13] относительно скольжения u_1/u_2^m , оценивалось значение W_2^* , которое находилось в пределах $20 \div 50$. Результаты систематического исследования гидравлических сопротивлений при течении паро-водяной смеси в трубах с подводом и без подвода внешнего тепла в диапазоне давлений на входе $p = 49 \div 196$ бар, удельных массовых расходов смеси $w = 500 \div 2000$ кг/м²·сек имеются в [4]. В указанных режимах двухфазную смесь можно рассматривать в рамках трехскоростной, но уже однотемпературной модели, когда температура смеси в каждом сечении канала равна температуре насыщения T_s при давлении в данном сечении. Из (1.4), пренебрегая изменением внутренних энергий пленки и капель по длине канала (в силу малости отношения $\Delta p/p$, где Δp — потеря давления на некоторой характерной длине) и изменением внутренней энергии пленки за счет работы сил трения, получим

$$J_{21} = q_w / r, \quad J_{12} = J_{13} = J_{31} = 0$$

Примем наиболее простые уравнения состояния для составляющих смеси: для пара (газа) — уравнение состояния совершенного газа, для жидкости — условия несжимаемости.

4. Уравнения для решения задачи. В силу сделанных выше упрощений получим систему из шести дифференциальных уравнений движения вместе с известным соотношением для $T_s = f(p)$. Будем решать задачу Коши для этой системы в случае восходящего дисперсно-кольцевого двухфазного потока в вертикальном канале.

Перейдем к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} M_j &= \frac{4m_j}{\rho_1^0 u_{10} \pi D}, \quad U_j = \frac{u_j}{u_{10}} \quad (j=1, 2, 3), \quad \delta^* = \frac{2\delta}{D}, \quad Z = \frac{2z}{\pi D}, \\ J_{21}^* &= \frac{2J_{21}}{\rho_1^0 u_{10} D}, \quad J_{23}^* = \frac{2J_{23}}{\rho_1^0 u_{10} D}, \quad J_{32}^* = \frac{2J_{32}}{\rho_1^0 u_{10} D}, \quad f^* = \frac{f \pi D}{2u_{10}^2} \\ f_{12}^* &= \frac{2f_{12}}{\rho_1^0 u_{10}^2 D}, \quad f_w^* = \frac{2f_w}{\rho_1^0 u_{10}^2 D}, \quad P = \frac{\bar{p}}{\rho_2^0 u_{10}^2} \\ \left(\frac{4m_1}{\pi D^2} = \rho_1^0 \alpha (1 - \delta^*)^2 u_1, \quad \frac{4m_2}{\pi D^2} = \rho_2^0 (2\delta^* - \delta^{*2}) u_2, \quad \frac{4m_3}{\pi D^2} = \rho_2^0 (1 - \alpha) (1 - \delta^*)^2 u_3 \right) \end{aligned}$$

Здесь величины, отмеченные индексом 0 внизу соответствуют начальным данным при $Z = 0$. Уравнение состояния для пара примет вид

$$\rho_1^0 = \rho_{10}^0 P T_0 / P_0 T$$

Выпишем систему уравнений движения в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \alpha (1 - \delta^*)^2 \frac{dU_1}{dZ} - 2U_1 \alpha (1 - \delta^*) \frac{d\delta^*}{dZ} + U_1 (1 - \delta^*)^2 \frac{d\alpha}{dZ} &= J_{21}^* \\ (2\delta^* - \delta^{*2}) \frac{dU_2}{dZ} + 2U_2 (1 - \delta^*) \frac{d\delta^*}{dZ} &= \frac{J_{32}^* - J_{21}^* - J_{23}^*}{k} \\ (1 - \alpha) (1 - \delta^*)^2 \frac{dU_3}{dZ} - 2(1 - \alpha) (1 - \delta^*) U_3 \frac{d\delta^*}{dZ} - \\ - (1 - \delta^*)^2 U_3 \frac{d\alpha}{dZ} &= \frac{J_{23}^* - J_{32}^*}{k} \\ \alpha (1 - \delta^*)^2 U_1 \frac{dU_1}{dZ} + k \alpha (1 - \delta^*)^2 \frac{dP}{dZ} &= b_1 \\ \alpha_1 (2\delta^* - \delta^{*2}) U_2 \frac{dU_2}{dZ} + (2\delta^* - \delta^{*2}) \frac{dP}{dZ} &= \frac{b_2}{k} \end{aligned}$$

$$(1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 U_3 \frac{dU_3}{dZ} + (1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 \frac{dP}{dZ} = \frac{b_3}{k} \quad (4.1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} b_1 &= -k(1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 f^* - f_{12}^* + J_{21}^*(U_2' - U_1) - L\alpha(1 - \delta^*)^2 \\ b_2 &= f_{12}^* - f_{12}^* - J_{21}^*(U_2' - a_1 U_2) - J_{23}^*(U_2' - a_1 U_2) + \\ &\quad + J_{32}^*(U_3 - a_1 U_2) - kL(2\delta^* - \delta^{*2}) \\ b_3 &= k(1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 f^* + J_{23}^*(U_2' - U_3) - kL(1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 \\ k &= \rho_2^\circ / \rho_1^\circ, \quad L = \pi Dg / 2u_{10}^2, \quad g = 9.81 \text{ м/сек}^2 \end{aligned}$$

Система (4.1) имеет один первый интеграл массы

$$M_1 + M_2 + M_3 = S = \text{const}$$

Отсюда получим

$$\alpha = \frac{S - k[U_2(2\delta^* - \delta^{*2}) + U_3(1 - \delta^*)^2]}{(U_1 - kU_3)(1 - \delta^*)^2}$$

Разрешая (4.1) относительно производных, получим

$$\begin{aligned} \frac{dU_1}{dZ} &= \frac{G_1}{G_4\alpha(1 - \delta^*)^2}, \quad \frac{dU_2}{dZ} = \frac{G_2}{G_4k(2\delta^* - \delta^{*2})}, \quad \frac{dU_3}{dZ} = \frac{G_3}{G_4k(1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2} \\ \frac{d\delta^*}{dZ} &= \frac{1}{2U_2(1 - \delta^*)k} \left[J_{32}^* - J_{21}^* - J_{23}^* - \frac{G_2}{G_4} \right] \\ \frac{dP}{dZ} &= \frac{1}{G_1} [a_1 k b_1 U_2^2 U_3^2 + b_2 U_1^2 U_3^2 + a_1 b_3 U_1^2 U_2^2 - a_1 U_1 U_2 U_3 b_4] \quad (4.2) \\ G_1 &= U_1 \{ b_1 [(2\delta^* - \delta^{*2}) U_3^2 + (1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 a_1 U_2^2] - \\ &\quad - \alpha(1 - \delta^*)^2 [b_2 U_3^2 + a_1 b_3 U_2^2] \} + a_1 \alpha (1 - \delta^*)^2 U_2 U_3 b_4 \\ G_2 &= U_2 \{ b_2 [k\alpha(1 - \delta^*)^2 U_3^2 + (1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 U_1^2] - \\ &\quad - (2\delta^* - \delta^{*2}) [b_3 U_1^2 + k b_1 U_3^2] \} + (2\delta^* - \delta^{*2}) U_1 U_3 b_4 \\ G_3 &= U_3 \{ b_3 [(2\delta^* - \delta^{*2}) U_1^2 + a_1 k\alpha(1 - \delta^*)^2 U_2^2] - (1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 [k a_1 b_1 U_2^2 + \\ &\quad + b_2 U_1^2] \} + a_1 (1 - \alpha)(1 - \delta^*)^2 U_1 U_2 b_4 \\ G_4 &= (2\delta^* - \delta^{*2}) U_1^2 U_3^2 + a_1 (1 - \delta^*)^2 [k\alpha U_3^2 + (1 - \alpha) U_1^2] \\ b_4 &= k J_{21}^* U_2 U_3 + (J_{32}^* - J_{21}^* - J_{23}^*) U_1 U_3 + (J_{23}^* - J_{32}^*) U_1 U_2 \end{aligned}$$

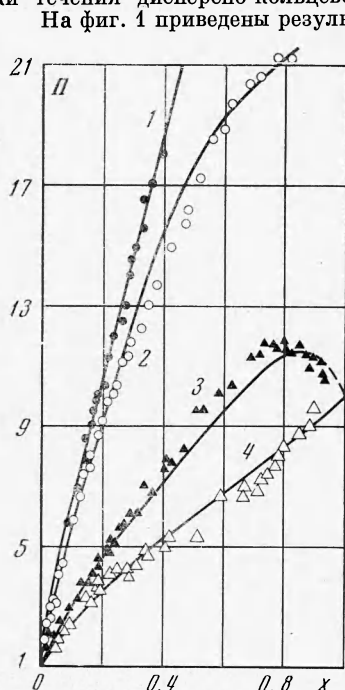
Система (4.2) численно интегрировалась для фиксированных P_0, w, x на входе в канал при различных начальных условиях с тем, чтобы исследовать их влияние на равновесную длину, т. е. длину, на которой устанавливается такое состояние системы, когда скорости составляющих смеси вдоль канала не меняются. Расчеты проводились для случая течения смеси в необогреваемом канале. Данные по термодинамическим свойствам воды и водяного пара брались из [23]. Счет задачи продолжался до того сечения канала, в котором устанавливалось равновесное состояние системы. Градиент давления в этом сечении, без учета действия массовых сил, сравнивался с потерей давления на единицу длины канала, полученной в [4]. Из условия совпадения с экспериментальными данными при $p = 49 \text{ бар}$, $w = 2000 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$, $p = 98 \text{ бар}$, $w = 2000 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$, $D = 8 \text{ мм}$ проводилось уточнение N_3, N_4 ($N_3 = 60 \text{ мк}$, $N_4 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ мк}^{-1}$).

Из сравнения с экспериментальными данными по кризису теплообмена при тех же режимах определялись

$$\kappa = 0.1 \cdot 10^{-3}, n = -1.0, m = -0.25$$

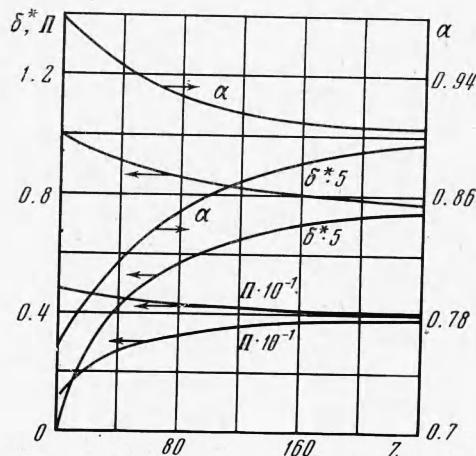
Толщина пленки, при которой начиналось ее разрушение, бралась равной $\delta^* = 50$ мк. Полученные здесь константы нельзя считать окончательными. Требуется их дальнейшее уточнение путем сравнения численных результатов с экспериментальными по различным характеристикам дисперсно-кольцевого двухфазного потока, в частности с прямыми измерениями расходов жидкости в пленке в широком диапазоне изменения режимных параметров. К сожалению, к настоящему времени данных по расходам жидкости в пленке очень мало.

5. Некоторые результаты. На фиг. 1—5 приведены некоторые результаты численного интегрирования, иллюстрирующие влияние p, w, x на различные характеристики течения дисперсно-кольцевого двухфазного потока в необогреваемом канале¹.



Фиг. 1

На фиг. 1 приведены результаты расчетов и экспериментов [4] по гидравлическому сопротивлению при течении пароводяных потоков в гладкой вертикальной трубе $D = 8$ мм. По горизонтальной оси отложено массовое расходное паросодержание x , по вертикальной оси отложена относительная потеря давления Π , равная отношению потери давления при течении двухфазного потока из-за трения и массообмена между фазами при отбрасывании изменения дав-



Фиг. 2

ления за счет действия массовых сил, к потере давления на трение при течении воды при температуре насыщения

$$\Pi = \left[\frac{dp}{dz} \right]_f / \left[\frac{dp}{dz} \right]_0$$

Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют давлениям 49, 49, 98, 98 бар, причем кривые 1, 2 рассчитывались для $w = 1000$ кг/м²·сек, а остальные — для $w = 2000$ кг/м²·сек. Таким образом, видно, что в рамках данной модели удалось учесть влияние w на Π .

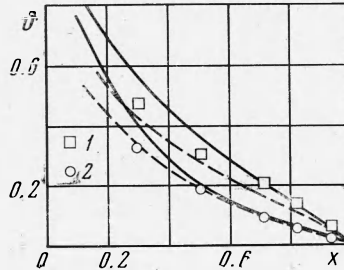
На фиг. 2 для $p = 98$ бар, $w = 1000$ кг/м²·сек, $x = 0.2$ и $D = 8$ мм показан пример изменения характеристик дисперсно-кольцевого потока в зависимости от расстояния от входа в канал и различных начальных условий.

¹ Исследованию характеристик течения дисперсно-кольцевого потока в обогреваемом канале будет посвящена отдельная работа автора.

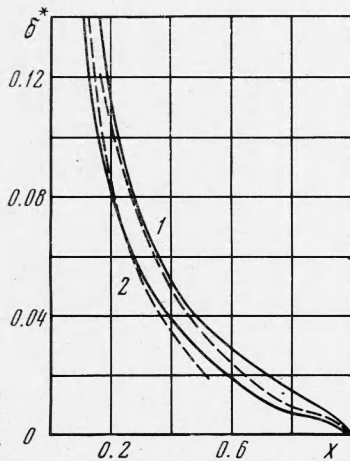
Отметим, что длина, на которой устанавливается равновесное состояние (причем в сечении, где имеет место равновесие, $J_{32} \approx J_{23}$), сильно зависит от скоростей составляющих смеси. При относительно низких w и x эта длина больше, чем для больших w и x . Это вполне согласуется с данными [11]. С ростом же давления равновесная длина падает.

На фиг. 3 сравниваются значения относительного расхода жидкости в пленке $v = m_1 / (m_1 + m_2 + m_3)$, полученные численно, с экспериментальными данными [12], где измерялись расходы жидкости в пленке в зависимости от w и x при $p = 69$ бар, $D = 12.5$ мм, на расстоянии 200 D от входа в трубу (точки 1 соответствуют $w = 544$ кг·м⁻²·сек⁻¹, точки 2 — $w = 950$ кг·м⁻²·сек⁻¹). В этих опытах условия на входе были такими, что большая часть жидкости в начальном сечении находилась в ядре потока. Сплошная кривая относится к равновесному сечению, а пунктирная кривая — к тому сечению канала, где проводились измерения, т. е. на расстоянии 200 D от входа. Расчеты проводились для случая, когда в начальном сечении вся жидкость находилась в ядре потока. Из фиг. 3 видно, что результаты расчета достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

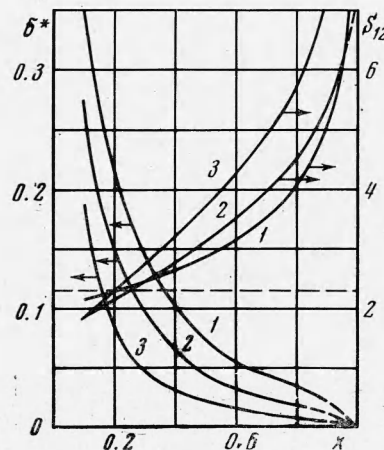
На фиг. 4 дается зависимость δ^* от x . Пунктирные кривые 1 и 2 обобщают экспериментальные данные [11] при течении аргоно-водяного двухфазного потока в вертикальной трубе $D = 25$ мм, $p = 21.4$ бар, комнатной температуре соответственно при $w = 1000$ и 2000 кг/м²·сек. Сплошные кривые — это зависимости, полученные численно при тех же условиях на расстоянии 5 м от входа. В работе [11] опыты ставились так, что трудно было оценить входные условия. Расчеты же проводились для случая, когда в начальном сечении вся жидкость находилась в ядре потока. Но тем не менее можно видеть, что результаты расчетов и экспериментов качественно хорошо согласуются между собой.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 5 показано влияние w и x на δ^* и скольжение $S_{12} = u_1/u_2^m$ при $p = 98$ бар, $D = 8$ мм. Здесь кривые 1, 2, 3 для δ^* и S_{12} относятся соответственно к $w = 500$, 1000 и 2000 кг/м²·сек. Пунктирная горизонтальная прямая соответствует значению $S_{12} = (\rho_2^\circ/\rho_1^\circ)^{1/3}$, предложенному в [13] для кольцевых двухфазных потоков. Видно, что такой простой зависимостью нельзя аппроксимировать данные по скольжению, которое кроме давления зависит от x и w .

Таким образом, несмотря на приближенность некоторых оценок, получено достаточно удовлетворительное согласие с экспериментальными данными разных авторов по многим характеристикам дисперсно-кольцевого потока. Конечно, это согласие, до некоторой степени, может быть резуль-

татом взаимного влияния принятых допущений. Но в то же время именно разрабатываемый подход и позволяет оценить влияние различных процессов и взаимодействий на общую картину течения дисперсно-кольцевых потоков. Так, например, в результате проведенного численного интегрирования системы (4.2) можно отметить, что константы, входящие в соотношение для силы трения f_{12} и интенсивность срыва с поверхности пленки J_{23} , влияют достаточно независимо одни от других на характеристики течения. Первые сильно влияют на градиент давления, вторые — на расход и толщину жидкой пленки. Проводилось исследование влияния значения критического числа W_2^* , характеризующего начало уноса влаги с поверхности пленки. Оказалось, что уменьшение W_2^* с 40 до 15 влияет незначительно на характеристики дисперсно-кольцевого потока. Отметим также, что данный конструктивный подход позволяет на основании легко измеряемых в опыте величин (w , Π , J_{32} , x) получить параметры и закономерности различных процессов в двухфазных дисперсно-кольцевых потоках, которые трудно определить экспериментально, особенно при высоких давлениях и температурах (u_j , m_j ($j = 1, 2, 3$), δ , α , J_{23} , равновесную длину и т. д.).

В заключение автор благодарит В. Е. Дорощука и С. С. Кутателадзе за полезное обсуждение и ценные замечания.

Поступила 1 VI 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Н и г м а т у л и н Р. И. Уравнения гидромеханики и волны уплотнения в двух-скоростной и двухтемпературной сплошной среде при наличии фазовых превращений. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 5.
2. К у т а т е л а д з е С. С., С т ы р и к о в и ч М. А. Гидравлика газо-жидкостных систем. Л., Госэнергоиздат, 1958.
3. Д о р о щ у к В. Е. О кризисе теплообмена в испарительной трубе. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 4.
4. Т а р а с о в а Н. В., Л е о н т ь е в А. И. Гидравлическое сопротивление при течении пароводяной смеси в обогреваемой вертикальной трубе. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, № 1.
5. G i l l L. E., H e w i t t G. F., L a s e y P. M. C. Sampling probe studies of gas core in annular two-phase flow. Chem. Engng Sci., 1964, vol. 19, No. 9.
6. S h e a g e r C. J., N e d d e r m a n R. M. Pressure gradient and liquid film thickness in co-current upwards flow of gas-liquid mixtures. Chem. Engng Sci., 1965, vol. 20, No. 7.
7. К у т а т е л а д з е С. С., Б у р д у к о в А. П., Н а к о р я к о в В. Е., К у з ь м и н В. А. Применение электрохимического метода измерения трения в гидродинамике двухфазных сред. Тепло- и массообмен, т. 2. Минск, «Наука и техника», 1968, стр. 367.
8. К у з ь м и н В. А., П о к у с а е в Б. Г. Измерение трения в двухфазных потоках электрохимическим методом. ПМТФ, 1969, № 5.
9. Т о н г Л. Теплоотдача при кипении и двухфазное течение. М., «Мир», 1969.
10. P a l e e v I. I., F i l i p p o v i c h B. S. Phenomeno of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. Internat. J. Heat Mass Trans., 1966, vol. 9, No. 10.
11. С и л ь в е с т р и М. Гидродинамика и теплообмен в дисперсно-кольцевом режиме двухфазного потока. Сб. «Проблемы теплообмена», М., Атомиздат, 1967.
12. K u l d u p S i n g h, S t. P i e r r e C. C., C r a g o W. A., M o e s k E. O. Liquid film flow-rates in two-phase flow of steam and water at 1000 Lb/Sq. In. Abs. A.I.Ch.E. Journal, 1969, vol. 15, No. 1.
13. З и в и С. Расчет паровой полости в стационарном двухфазном течении с помощью принципа минимума прироста энтропии. Теплопередача, 1964, т. 86, № 2.
14. П а л е е в И. И., А г а ф о н о в а Ф. А., Л а в р е н т ь е в М. Е., М а л ю с - М а л и ц к и й К. П. Пристенный слой жидкости при дисперсно-кольцевом течении. Энергомашиностроение, 1968, № 6.
15. М у д и Ф. Модель критического режима течения двухфазной смеси и скорости звука, основанная на механизме распространения импульса давления. Теплопередача, 1969, т. 91, № 3.
16. Д е й ч М. Е., Ф и л и п п о в Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М., «Энергия» 1968.

17. Капица П. Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 1.
 18. Nedderman R. M., Shearer C. J. Correlations for the friction factor and velocity profile in the transition region for flow in sand — roughened pipes. Chem. Engng Sci., 1964, vol. 19, No. 6.
 19. Hartley D. E., Murgatroyd W. Criteria for the break-up of thin liquid layers flowing isothermally over solid surfaces. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1964, vol. 7, No. 9.
 20. Максферсон Г. Д., Мергетройд У. Разрушение и высыхание пленки жидкости при кольцевом режиме двухфазного течения. В сб. «Достижения в области теплообмена», М., «Мир», 1970.
 21. Бабуха Г. Л., Рабинович М. И. Механика и теплообмен потоков полидисперсной газозвеси. Киев, «Наукова думка», 1969.
 22. Волынский М. С., Липатов А. С. Деформация и дробление капель в потоке газа. Инж.-физ. ж., 1970, т. 18, № 5.
 23. Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров А. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М., Изд-во стандартов, 1969.
-