

УДК 532.5

DOI: 10.24160/1993-6982-2017-3-53-59

Распределение жидкости между ядром и жидкой пленкой в газокапельных потоках при высоких приведенных давлениях

М.В. Минко, В.В. Ягов

Цель работы заключается в создании приближенной физически обоснованной модели процессов уноса и осаждения капель в кольцевых двухфазных потоках при высоких приведенных давлениях. Экспериментальных данных при таких параметрах очень мало. Исключение составляют показатели Наказатоми и Секогучи (1996 г.), которые изучали распределение жидкости между ядром потока и жидкой пленкой в двухфазном потоке смеси вода–воздух при высоких давлениях (до 20 МПа). Их данные характеризуются аномально высокими значениями доли жидкости в ядре потока при давлениях выше 10 МПа и сильным отклонением от любых известных эмпирических корреляций, в том числе опубликованной в 2012 г. методики Чионколини–Томи. В предлагаемой модели срыва капель учтены опытные наблюдения, согласно которым при высоких приведенных давлениях пленка становится тонкой и гладкой. С ее поверхности отрываются мелкие капли в точках, расстояние между которыми определяется числом Вебера для потока пара. Диаметр оторвавшейся капли зависит от этого расстояния и толщины пленки. На основе предположений построено расчетное уравнение для интенсивности уноса с поверхности жидкой пленки. Правда, его непосредственная проверка на опытных данных затруднена, поскольку в опытах измеряется интегральный эффект — расход жидкости в пленке при динамическом равновесии уноса и осаждения. Динамическому равновесию соответствует баланс потоков уноса капель и их осаждения благодаря турбулентной диффузии. Полученное на основе этого баланса уравнение, содержащее один неизвестный числовой множитель, позволяет рассчитать расход жидкости в пленке. Сравнение результатов расчета с опытными данными для потока вода–воздух при высоких приведенных давлениях показало хорошее их согласие при введении дополнительного безразмерного параметра, отражающего отношение плотностей фаз, и универсальном значении числовой константы.

Ключевые слова: дисперсно-кольцевое течение, двухфазный поток, унос и осаждение капель.

Для цитирования: Минко М.В., Ягов В.В. Распределение жидкости между ядром и жидкой пленкой в газокапельных потоках при высоких приведенных давлениях // Вестник МЭИ. 2017. № 3. С. 53—59. DOI: 10.24160/1993-6982-2017-3-53-59.

Distribution of Liquid between the Core and Liquid Film in Gas-Droplet Flows at High Reduced Pressures

M. V. Minko, V. V. Yagov

The aim of the study is to develop an approximate but well-grounded model of droplet entrainment and deposition processes in annular two-phase flows at high reduced pressures. Very scarce experimental data are available for these conditions except for the indicators obtained by Nakazatomi and Sekoguchi (1996), who studied the distribution of liquid between the core and liquid film in a two-phase flow of air--water mixture at high pressures up to 20 MPa. These data feature an abnormally high fraction of entrained liquid in the flow core at pressures above 10 MPa and manifest very strong deviation from any known empirical correlations, including the Cioncolini and Thome's procedure published in 2012. The proposed droplets entrainment model takes into consideration the experimental observations according to which a liquid film becomes thin and smooth at high reduced pressures. A plenty of tiny droplets detach from the liquid film surface at the points the mutual spacing of which is determined by the Weber number for steam flow. This spacing and the liquid film thickness are

the parameters governing the detached droplet diameter. An equation for calculating the entrainment intensity at high reduced pressures was constructed proceeding from these assumptions. However, it is rather difficult to verify this equation directly against experimental data because only the integral effect (i.e., the liquid flow rate in the film at dynamic equilibrium between entrainment and deposition) is usually measured in the experiments. The balance between the droplet entrainment and deposition flows due to turbulent diffusion corresponds to the dynamic equilibrium. The equation obtained proceeding from this balance contains one unknown numerical multiplier and allows one to calculate the liquid flow rate in the film. A comparison between the calculation results and the experimental data for a water–air flow at high reduced pressures has shown their good agreement at the universal value of a numerical constant in case of using an additional dimensionless parameter reflecting the ratio of phase densities.

Key words: disperse-annular flow, two-phase flow, droplet entrainment, droplet deposition.

For citation: Minko M.V., Yagov V.V. Distribution of Liquid between the Core and Liquid Film in Gas-Droplet Flows at High Reduced Pressures. MPEI Vestnik. 2017; 3:53—59. (in Russian). DOI: 10.24160/1993-6982-2017-3-53-59.

Введение

В [1] предложена методика расчета доли жидкости в ядре потока при высоких приведенных давлениях и развитом волновом течении в пленке. Выбор диапазона давлений определялся двумя обстоятельствами. Во-первых, он отвечал потребностям теплогидравлики атомных энергетических установок. Во-вторых, в комплексе исследований пароводяных потоков при давлениях, характерных для оборудования АЭС, только в работах, выполненных под руководством Б.И. Нигматулина и представленных в [2], измерялся унос капель, не осложненный встречным процессом их осаждения из ядра потока. Поэтому авторы настоящей работы обращаются прежде всего к этим данным. На них тестировалась и примененная в [1] модель уноса капель [3], где использовались результаты уникальных исследований адиабатных пароводяных потоков при давлении 1...12 МПа [4].

Хотя в большинстве публикаций последних лет практическая значимость исследований двухфазных потоков обычно тоже связывается с потребностями атомной энергетики, основной массив доступных опытных данных в этой области относится к низким приведенным давлениям для водовоздушных потоков. Немногочисленные опытные исследования уноса и осаждения капель в пароводяных потоках при давлениях, актуальных для теплогидравлики энергетических установок, как и упомянутые работы Б.И. Нигматулина, были выполнены более 30 лет назад.

В [3] рассмотрен срыв капель с поверхности турбулентной пленки с крупномасштабными волнами на ее поверхности. Анализ характерных масштабов процесса (вероятная длина волны крупных возмущений, период энергонесущих вихрей в газовом ядре, размер срываемых капель) и допущение о возможности выразить коэффициент трения на межфазной поверхности через относительную толщину пленки позволили получить уравнение для плотности потока массы капель, уносимых в ядро потока

$$E = A_0 \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d} \right)^{1/2} \Gamma_F w_0''', \quad (1)$$

где d — диаметр канала; ρ' — плотность жидкости; σ — поверхностное натяжение; w_0''' — приведенная ско-

рость газа; $\Gamma_F = m_F / \pi d$ — расход жидкости в пленке, приходящийся на единицу длины периметра трубы; m_F — расход жидкости в пленке; $A_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$ — константа; ξ — коэффициент гидравлического сопротивления.

Принципиально важным является то, что приближенная модель [3] дает «естественную» линейную зависимость интенсивности уноса от расходов жидкости в пленке и газа (пара) в ядре канала. Формула (1) сравнивалась с опытными данными [4], где специально изучалось влияние на интенсивность уноса приведенной скорости пара при постоянном расходе жидкости в пленке и влияние расхода жидкости при фиксированной скорости пара.

В [1] обосновано, что уравнение (1) приближенно должно выполняться и при наличии встречного потока осаждаемых капель. Во-первых, из-за огромного различия удельных объемов жидкости и пара наличие капель в ядре канала мало изменяет скорость движения пара. Во-вторых, в пользу этой гипотезы говорят результаты [5]. Итоговое уравнение этой работы, определяющее отношение расхода жидкости в ядре потока к полному ее расходу, содержит лишь один определяющий критерий подобия — число Вебера, которое определяет лишь интенсивность уноса, но не осаждения. Используемая в [5] итерационная процедура, связанная с необходимостью расчета плотности смеси в ядре потока, может рассматриваться как оценка степени влияния капель в ядре на интенсивность уноса. Поскольку замена в числе Вебера плотности газа на среднюю плотность смеси в ядре увеличивает долю опытных точек, попадающих в диапазон $\pm 50\%$, всего на 4% (с 75 до 78,9%), наличие капель в ядре реального дисперсно-кольцевого потока слабо меняет возмущающее воздействие газа на поверхность пленки.

Равенство потоков уноса капель E и осаждения D определяет состояние динамического равновесия, которое устанавливается в дисперсно-кольцевом режиме течения на расстоянии около 200 калибров от сечения формирования этого режима. Большинство экспериментальных данных о распределении жидкости между ядром потока и пленкой на стенке канала получено именно при таком состоянии потока. В [6] было выполнено численное моделирование кольцевого течения с гомогенным парокapельным ядром потока при относи-

тельно высоких приведенных давлениях; при этом для расчета интенсивности уноса капель использовалось уравнение, опубликованное позднее в [3]. Результаты этого моделирования, тестированные на опытных данных [2], позволили прийти к выводу о том, что турбулентная диффузия жидких капель — наиболее вероятный механизм их осаждения на поверхность пленки. Баланс плотности потока осаждения капель, построенного на основе аналогии Рейнольдса для переноса импульса и массы капель в ядре потока, и плотности потока уноса, согласно [3], дает уравнение для распределения жидкости между ядром и жидкой пленкой, содержащее лишь один эмпирический числовой множитель:

$$\frac{m_E}{m_L} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{m_G}{m_L} - \frac{A_2}{A_1} + \sqrt{\left(1 - \frac{m_G}{m_L} - \frac{A_2}{A_1} \right)^2 + \frac{4m_G}{m_L}} \right],$$

где

$$A_1 = 4,5 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\xi}{8} \frac{\rho'}{\sigma d} \right)^{1/2} \frac{4m_L}{\rho'' \pi^2 d^3};$$

$$A_2 = \frac{4}{\pi d^2} \frac{(\xi''/8)}{(1 - 12,7 \sqrt{\xi''/8})};$$

ρ'' — плотность газа; ν — кинематический коэффициент вязкости жидкости; m_G — массовый расход газа; m_E — массовый расход жидкости в ядре потока; $\xi'' = (1,821 \text{gRe}_G - 1,64)^2$ — коэффициент гидравлического сопротивления; $\text{Re}_G = 4m_G / \pi d \mu''$ — число Рейнольдса газового ядра потока; $m_L = m_E + m_F$ — массовый расход жидкости.

Соответствие с опытными данными для парокпельных однокомпонентных потоков (вода, фреон R-113) в диапазоне приведенных давлений 0,04...0,53 оказалось удивительно хорошим. Существенно, что относительно новые опытные данные по парожидкостным потокам фреона R-113, как и наиболее надежные данные Б.И. Нигматулина с сотрудниками по пароводяным потокам, в наибольшей мере соответствуют этой оценке. Вместе с тем, в [1] было установлено, что большинство опытных данных по газовойодяным потокам низкого давления не согласуется с расчетами по предложенной методике.

В [1, 3] подчеркивалось, что опубликованное в 2012 г. соотношение Чиюнколини–Томи [5] для доли жидкости в ядре потока является сегодня наилучшей эмпирической корреляцией. Вместе с тем указывалось, что оно не отражает влияние расхода жидкости в пленке на интенсивность уноса капель, хотя в ряде экспериментов это влияние выявлено и оказалось существенным. В только что вышедшей публикации [7] показано, что опытные значения расхода жидкости в виде капель в ядре потока, полученные в [8] при высоких давлениях, многократно превышают расчетные по соотношению [5]. Ясно, что любая эмпирическая корреляция не

может быть универсальной. Две эмпирические корреляции [7] не представляют никакого физического содержания, они некорректны по размерности (содержат размерные величины) и ничего не прибавляют к табличным данным.

Методика расчета

В работе [9] отмечено, что в случае тонкой ламинарной пленки срыв капель связан с воздействием на поверхность пленки крупных энергонесущих вихрей (рис. 1). Такие вихри в системе отсчета, движущейся со средней скоростью основного потока, у границы пленки имеют скорость, противоположную по направлению основному потоку. Конечно, относительно стенок канала общее движение совпадает с направлением расходной скорости. Но замедление этой скорости вблизи пленки, обусловленное вихрями, должно приводить к ее локальному утолщению. В результате с гребней волн происходит срыв жидкости, капли увлекаются движением вихря в радиальном направлении.

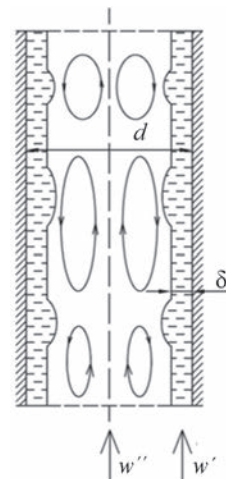


Рис. 1. Схема уноса капель с волновой поверхности ламинарной пленки при подъёмном кольцевом течении в вертикальной круглой трубе

Модель [9] была построена для газовойодяных потоков низкого давления (близкого к атмосферному). В работе [6] содержатся качественные замечания о том, что при очень высоких (выше 10 МПа) давлениях, пленка становится гладкой при огромной доле унесенной жидкости. При наивысшем из исследованных в этой работе давлений, 20 МПа, измеренные изокинетическим зондом расходы капель в ряде случаев оказывались выше, чем полный расход жидкости на входе. Последнее замечание заставляет с осторожностью относиться к той части опытных данных [8], где измеренная доля расхода капель заметно превышала 50 %. Однако качественные изменения в структуре двухфазного потока при давлении выше $\sim 0,5 p_{кр}$ отмечались в исследованиях ФЭИ им. Лейпунского [10, 11]. Для содержания нашей статьи наиболее существенно отмечаемое в этих рабо-

тах изменение профиля массовой скорости жидкости с M -образного при $p \leq 10$ МПа к выпуклому при более высоких (до 13,7 МПа) давлениях. В данном случае речь идет о распределении капель жидкости в ядре потока.

Рассмотрим новую модель уноса капель с поверхности гладкой пленки при очень высоких давлениях. Согласно [3], интенсивность уноса капель с поверхности жидкой пленки можно оценить как

$$E \sim \rho' N \omega d^3, \quad (2)$$

где N — число гребней волн на единицу площади поверхности; ω , d_k — частота срыва и диаметр капель.

Для высоких давлений типичные значения динамического напора $\rho'' w_0'' = 10^3 \dots 10^4$ при $w_0'' = 3 \dots 10$ м/с. При значении числа Вебера $We_{кр} = \frac{\rho'' w_0''^2 l_0}{\sigma} = 10$, соответствующем началу уноса капель с поверхности пленки [12], характерный линейный масштаб с точностью до константы C_1 равен

$$l_0 = C_1 \frac{\sigma}{\rho'' w_0''^2}. \quad (3)$$

Малость этого масштаба и очень высокие значения динамического напора позволяют предположить, что при высоких давлениях на поверхности пленки образуются короткие волны, с гребней которых с высокой частотой срывается множество мелких капель. Их общее число на единицу поверхности пленки

$$N \sim \frac{1}{l_0^2} = C_2 \left(\frac{\rho'' w_0''^2}{\sigma} \right)^2, \quad (4)$$

где C_2 — константа порядка 0,01.

Как и в работе [3], принимается, что частота срыва капель ω определяется воздействием на поверхность пленки энергонесущих турбулентных вихрей ядра потока:

$$\omega \sim \frac{w_0''}{d}. \quad (5)$$

В обзорной статье [13] сообщается, что во многих исследованиях двухфазных потоков частота волн возмущения, с гребней которых срываются капли, содержит дополнительно множитель вида $\left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^n$

$$\omega \sim \frac{w_0''}{d} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^n. \quad (5a)$$

При давлениях, близких к атмосферному, $n = 0,5 \dots 0,64$. При высоких давлениях значение n может быть другим.

Диаметр капли в рассматриваемых условиях должен зависеть от толщины пленки и характерного расстояния между гребнями волн. При выборе вида этой

зависимости мы руководствовались соображениями размерности и желанием в итоговом соотношении для E сохранить вид зависимости от расходов газа и жидкости, полученный в формуле (1). В итоге принято:

$$d_k = \sqrt[3]{l_0 \delta^2}. \quad (6)$$

Выражение для толщины ламинарной пленки δ было получено в работе [9]:

$$\delta = C_2 \left(\frac{\nu \Gamma_F}{\rho''} \right)^{1/2} \frac{1}{w_0''}. \quad (7)$$

Подставив в (2) выражения (3) — (7), получим уравнение для расчета интенсивности уноса капель с поверхности пленки с точностью до константы

$$E = C \frac{\mu \Gamma_F w_0''}{\sigma d}, \quad (8)$$

где μ — динамический коэффициент вязкости жидкости.

В дисперсно-кольцевом двухфазном потоке всегда существует встречный поток осаждения, основным механизмом которого, как показано в [1, 6], является турбулентная диффузия. Соотношение для расчета интенсивности осаждения капель в гомогенных парокапельных потоках имеет вид

$$D = \frac{4}{\pi d^2} \frac{\left(\frac{\xi''}{8} \right) m_E}{\left(1 - 12,7 \sqrt{\frac{\xi''}{8}} \right)}. \quad (9)$$

В условиях динамического равновесия между уносом капель и их осаждением, типичных для большинства экспериментальных исследований в этой области, интенсивность уноса равна интенсивности осаждения. Таким образом, приравнявая выражения (8) и (9),

$$C \frac{\mu \Gamma_F w_0''}{\sigma d} = \frac{4}{\pi d^2} \frac{\left(\frac{\xi''}{8} \right) m_E}{\left(1 - 12,7 \sqrt{\frac{\xi''}{8}} \right)},$$

и учитывая, что $\Gamma_F = \frac{m_F}{\pi d}$, $w_0'' = \frac{4m_G}{\rho'' \pi d^2}$, $m_E = m_L - m_F$, можно получить выражение для расхода жидкости в пленке с точностью до константы C :

$$m_F = m_L \left[C \frac{8\mu m_G \left(1 - 12,7 \sqrt{\frac{\xi''}{8}} \right)}{\pi d^2 \sigma \rho'' \xi''} + 1 \right]^{-1}. \quad (10)$$

Уравнение (10) содержит один числовой множитель, который был подобран в результате сравнения с доступными экспериментальными данными по течению газводяных потоков высоких приведенных давлений [8].

Сравнение с экспериментальными данными

Представленный метод расчета расхода жидкости в пленке при дисперсно-кольцевом течении двухфазных смесей был проверен на доступных экспериментальных данных, относящихся к высоким приведенным давлениям смеси вода-воздух ($p/p_{кр}$), полученных в работе [8]. Практический интерес к распределению жидкости в ядре потока связан, прежде всего, с расчетом кризиса кипения, для которого необходимо знать расход жидкости в пленке. При значениях доли жидкости в ядре потока $m_E/m_L > 0,7$ 10 %-ная погрешность в определении m_E дает погрешность минимум 50 % в расчете m_F . Практически в этой области значений уноса наблюдаются отличия расчетных данных от экспериментальных до 200 %. Это связано с погрешностью проведения опытов при данных параметрах; ранее мы упоминали, что в таблице опытных данных [8] есть значения m_E/m_L больше единицы, например 1,05. Легко понять, что вблизи единицы даже 5 %-ная погрешность в определении доли уноса дает кратные отличия для величины m_F . Поэтому было принято решение ограничить выбор экспериментальных данных, взятых для сравнения, условием $m_E/m_L < 0,7$.

В результате была подобрана константа, входящая в выражение для интенсивности уноса капель с поверхности пленки (8) $C = 0,42$.

В этом случае уравнение (8) неплохо отражает обнаруженные в опытах тенденции: 57 % точек попало в диапазон отклонений ± 30 %.

Использование для частоты срыва капель выражения (5а) с эмпирическим множителем в виде отношения плотностей газа и жидкости $\left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^n$ преобразует (8) к виду

$$E = C_1 \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^n \frac{\mu \Gamma_F w_0''}{\sigma d} \quad (11)$$

Неизвестные константы C_1 и n также были подобраны в результате сравнения с экспериментальными данными [8] при значениях доли жидкости в ядре потока не превышающих 70 %:

$$C_1 = 8,2; n = 8/5.$$

С учетом подобранных констант уравнение для расчета расхода жидкости в пленке (10) примет вид

$$m_F = m_L \left[8,2 \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{\frac{8}{5}} \frac{8 \mu m_G (1 - 12,7 \sqrt{\xi''/8})}{\pi d^2 \sigma \rho'' \xi''} + 1 \right]^{-1} \quad (12)$$

На рис. 2 приведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Предлагаемый в настоящей работе подход позволил существенно улучшить результаты — 67 % точек попало в диапазон отклонений ± 30 %.

На рис. 3—5 представлены рассчитанные и экспериментально измеренные зависимости расхода жидкос-

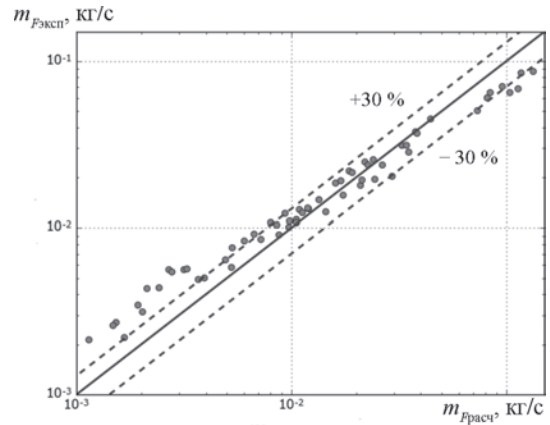


Рис. 2. Зависимость расчетных и экспериментальных значений расхода жидкости в пленке m_F для данных работы [8]

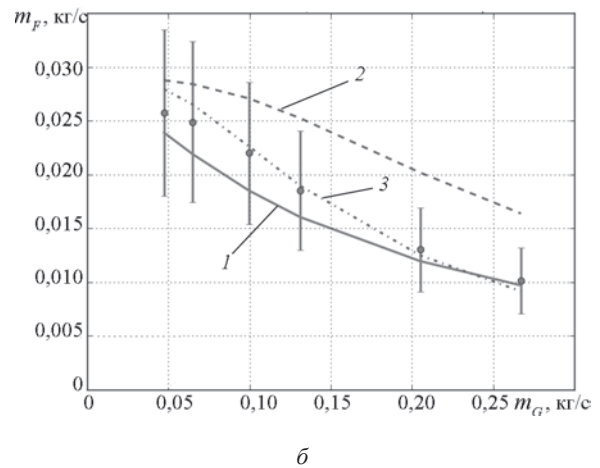
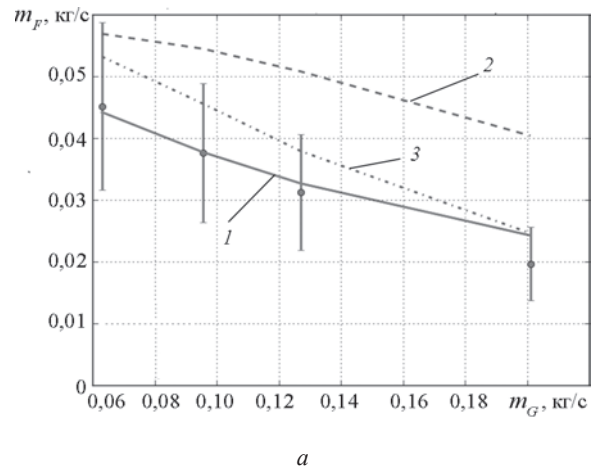


Рис. 3. Зависимости расхода жидкости в пленке m_F от расхода воздуха m_G при давлении $p = 10$ МПа и различных значениях расхода жидкости:

a — $P_0 = 10$ МПа, $m_L = 0,05788$ кг/с; b — $P_0 = 10$ МПа, $m_L = 0,02894$ кг/с; точки — экспериментальные данные [8]; 1 — 3 — результаты расчетов по методикам (12), Thome и Bhagwat, Ghajar [7] соответственно

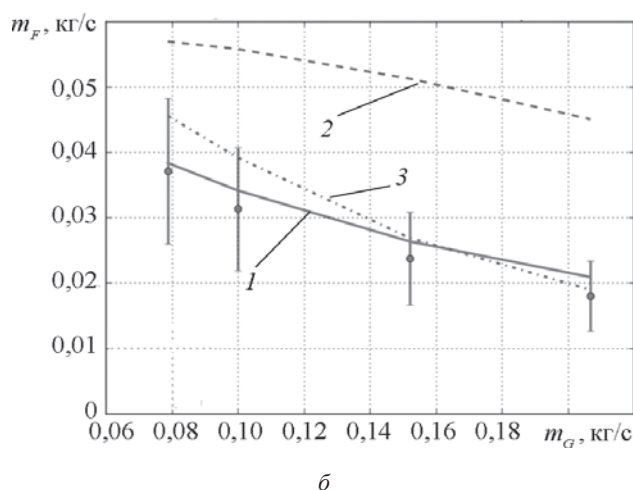
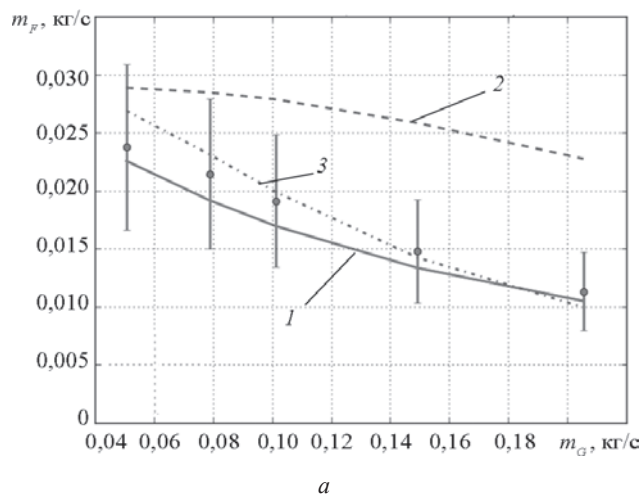


Рис. 4. Зависимости расхода жидкости в пленке m_F от расхода воздуха m_G при давлении $p = 15$ МПа и различных значениях расхода жидкости:

a — $P_0 = 15$ МПа, $m_L = 0,029$ кг/с; b — $P_0 = 15$ МПа, $m_L = 0,058$ кг/с; точки, 1 — 3 — те же, что на рис. 3

ти в пленке от расхода воздуха при фиксированном расходе жидкости для различных давлений. Сравнение экспериментальных [8] и расчетных данных показывает преимущество предлагаемой методики перед существующими корреляциями. Как видно из приведенных графиков методики Thome [5], которая построена на основе лишь одного критерия подобия — числа Вебера, очень плохо описывает экспериментальные данные (38 % точек попало в допустимый диапазон отклонений). Расчет по чисто эмпирической методике Bhagwat, Ghajar [7] дает несколько лучшее согласие — 59 % точек находится в допустимом диапазоне отклонений, однако отсутствие в ее основе физического содержания не позволяет считать данную модель приемлемой для инженерных расчетов. Следует отметить: все расчетные методики качественно воспроизводят зависимости, наблюдаемые в эксперименте.

Заключение

Предложена модель срыва капель с поверхности жидкой пленки и расчетное уравнение для интен-

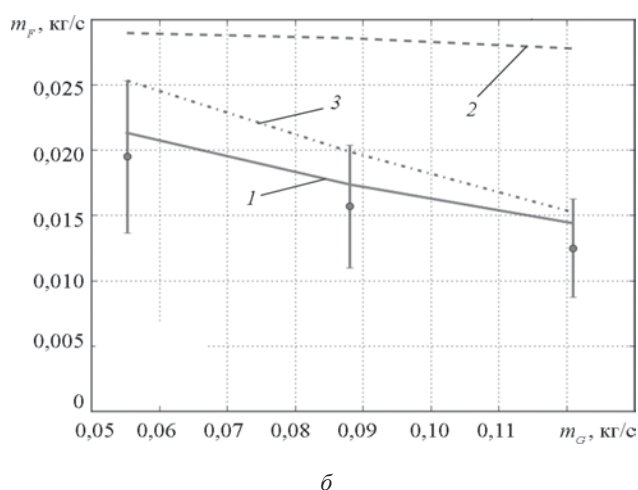
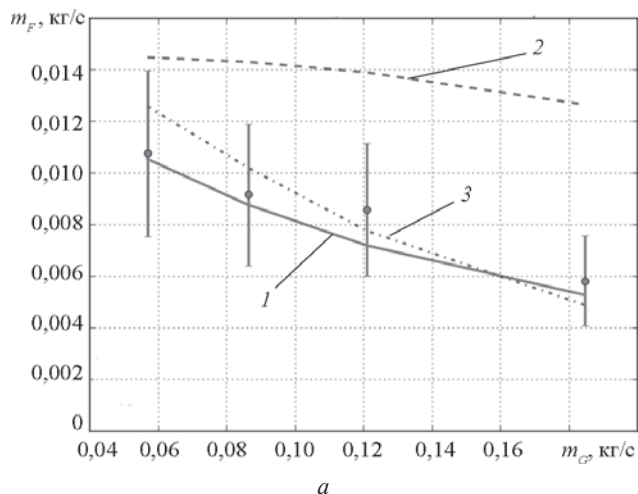


Рис. 5. Зависимости расхода жидкости в пленке m_F от расхода воздуха m_G при давлении $p = 20$ МПа и различных значениях расхода жидкости:

a — $P_0 = 20$ МПа, $m_L = 0,01453$ кг/с; b — $P_0 = 20$ МПа, $m_L = 0,02906$ кг/с; точки, 1 — 3 — те же, что на рис. 3

сивности уноса при высоких приведенных давлениях.

Получено уравнение, которое позволяет рассчитать расход жидкости в пленке. Методика, предложенная в работе, апробирована на доступных экспериментальных данных. Сравнение результатов расчета с опытными данными для потока вода–воздух при высоких ($> 0,45$) приведенных давлениях показало хорошее согласие расчетных и экспериментально измеренных значений.

Работа выполнена на кафедре при поддержке РФФИ (гранты №16-38-00801мол_а, №16-08-00759а).

Литература

1. Минко М.В., Ягов В.В. Моделирование распределения жидкости между ядром и пленкой в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // Теплоэнергетика. 2014. № 1. С. 68—74.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. I, II. М.: Наука, 1987.

3. Ягов В.В., Минко М.В. Моделирование уноса капель в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // Теплоэнергетика. 2013. № 7. С. 1—6.

4. Нигматулин Б.И., Рачков В.И., Шугаев Ю.З. Исследование интенсивности уноса влаги с поверхности жидкой пленки при восходящем течении пароводяной смеси // Теплоэнергетика. 1981. № 4. С. 33—36.

5. Cioncolini A., Thome J.R. Entrained Liquid Fraction Prediction in Adiabatic and Evaporating Annular Two-Phase Flow // Nuclear Engineering and Design. 2012. V. 243. Pp. 200—213.

6. Минко М.В. Исследование механизмов процесса и разработка методов расчета теплообмена двухфазных потоков в каналах: дисс. ... канд. техн. наук. М.: НИУ «МЭИ», 2012.

7. Bhagwat S.M., Ghajar A.J. Modified Liquid Entrainment Fraction Correlation for Varying Pipe Orientation and System Pressure // Int. J. Multiphase Flow. 2015. V. 74. Pp. 1—4.

8. Nakazatomi M., Sekoguchi K. Effect of Pressure on Entrainment Flow Rate in Vertical Upwards Gas-liquid Annular Two-Phase Flow. Pt. I: Experimental Results for System Pressures from 0,3 MPa to 20 MPa // Heat Transfer – Japanese Research. 1996. V. 25. No. 5. Pp. 267—280.

9. Ягов В.В., Минко М.В. Распределение доли унесенной жидкости в адиабатных дисперсно-кольцевых потоках при низком расходе в пленке // Теплоэнергетика. 2016. № 4. С. 60—65.

10. Kirillov P.L., Shtein Yu. Yu., Shumsky R.V., Levchenko Yu.D. Experimental data on Phase Distribution in the Upward High Pressure Steam-Water Flow in a Vertical Tube Under Annular-Dispersed Regime. Pt. 1. Profiles of phase Mass Fluxes and velocities // Multiphase Science and Technology. 2014. V. 26. No. 2. Pp. 83—137.

11. Kirillov P. L., Shtein Yu. Yu., Shumsky R. V., Levchenko Yu.D. Experimental Data on Phase Distribution in the Upward High Pressure Steam-Water Flow in a Vertical Tube Under Annular-Dispersed Regime. Pt. 2. Structural and Local Hydrodynamic Characteristics of Flow // Multiphase Science and Technology. 2014. V. 26. No. 2. Pp. 83—137.

12. Минко М.В., Ягов В.В. Приближенная модель начала уноса капель в дисперсно-кольцевом двухфазном потоке // Вестник МЭИ. 2012. № 2. С. 30—33.

13. Berna C., Escrivá A., Muñoz-Cobo J.L., Herranz L.E. Review of Droplet Entrainment in Annular Flow: Interfacial Waves and Onset of Entrainment // Progress in Nuclear Energy. 2014. V. 74. Pp. 14—43.

References

1. Minko M.V., Yagov V.V. Modelirovanie Raspredeleniya Zhidkosti Mezhdru Yadrom i Plenky v Adibatnykh Dispersno-kol'tsevykh Dvukhfaznykh Potokakh. Teploenergetika. 2014;1:68—74. (in Russian).

2. Nigmatulin R.I. Dinamika Mnogofaznykh Sred. Ch. I, II. M.: Nauka, 1987. (in Russian).

3. Yagov V.V., Minko M.V. Modelirovanie Unosa Kapel' v Adibatnykh Dispersno-kol'tsevykh Dvukhfaznykh Potokakh. Teploenergetika. 2013;7:1—6. (in Russian).

4. Nigmatulin B.I., Rachkov V.I., Shugaev Yu.Z. Issledovanie Intensivnosti Unosa Vlazi s Poverkhnosti Zhidkoy

Plenki pri Voskhodyashchem Tehenii Parovodyanoy Smesi. Teploenergetika. 1981;4:33—36. (in Russian).

5. Cioncolini A., Thome J.R. Entrained Liquid Fraction Prediction in Adiabatic and Evaporating Annular Two-phase Flow. Nuclear Engineering and Design. 2012;243:200—213.

6. Minko M.V. Issledovanie Mekhanizmov Protsessa i Razrabotka Metodov Rascheta Teploobmena Dvukhfaznykh Potokov v kanalakh: diss. ... Kand. Tekhn. Nauk. M.: NRU «MPEI», 2012. (in Russian).

7. Bhagwat S.M., Ghajar A.J. Modified Liquid Entrainment Fraction Correlation for Varying Pipe Orientation and System Pressure. Int. J. Multiphase Flow. 2015;74:1—4.

8. Nakazatomi M., Sekoguchi K. Effect of Pressure on Entrainment Flow Rate in Vertical Upwards Gas-liquid Annular Two-phase Flow. Pt. I: Experimental Results for System Pressures from 0,3 MPa to 20 MPa. Heat Transfer – Japanese Research. 1996;25;5:267—280.

9. Yagov V.V., Minko M.V. Raspredelenie Doli Unesennoy Zhidkosti v Adibatnykh Dispersno-kol'tsevykh Potokakh pri Nizkom Raskhode v Plenke. Teploenergetika. 2016;4:60—65. (in Russian).

10. Kirillov P.L., Shtein Yu. Yu., Shumsky R.V., Levchenko Yu.D. Experimental data on Phase Distribution in the Upward High Pressure Steam-water Flow in a Vertical Tube Under Annular-dispersed Regime. Pt. 1. Profiles of phase Mass Fluxes and velocities. Multiphase Science and Technology. 2014;26;2:83—137.

11. Kirillov P. L., Shtein Yu. Yu., Shumsky R. V., Levchenko Yu.D. Experimental Data on Phase Distribution in the Upward High Pressure Steam-water Flow in a Vertical Tube Under Annular-dispersed Regime. Pt. 2. Structural and Local Hydrodynamic Characteristics of Flow. Multiphase Science and Technology. 2014;26.;2:83—137.

12. Minko M.V., Yagov V.V. Priblizhennaya Model' Nachala Unosa Kapel' v Dispersno-kol'tsevom Dvukhfaznom Potoke. MPEI Vestnik. 2012;2:30—33. (in Russian).

13. Berna C., Escrivá A., Muñoz-Cobo J.L., Herranz L.E. Review of Droplet Entrainment in Annular Flow: Interfacial Waves and Onset of Entrainment. Progress in Nuclear Energy. 2014;74:14—43.

Сведения об авторах

Минко Мария Вячеславовна — кандидат технических наук, старший преподаватель кафедры инженерной теплофизики НИУ «МЭИ», e-mail: mvminko@gmail.com
Ягов Виктор Владимирович — доктор технических наук, профессор кафедры инженерной теплофизики НИУ «МЭИ», e-mail: yagov@itf.mpei.ac.ru

Information about authors

Minko Mariya V. — Ph.D. (Techn.), Senior Lecturer of Engineering Thermophysics Dept., NRU MPEI, e-mail: mvminko@gmail.com

Yagov Viktor V. — Dr.Sci. (Techn.), Professor of Engineering Thermophysics Dept., NRU MPEI, e-mail: yagov@itf.mpei.ac.ru

Статья поступила в редакцию 21.12.2016