

ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
СВОЙСТВА РАБОЧИХ ТЕЛ И МАТЕРИАЛОВ

СТРУКТУРА ДИСПЕРСНО-КОЛЬЦЕВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ
В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИВЕДЕННЫХ ДАВЛЕНИЙ¹

© 2022 г. В. В. Ягов^а, *, М. В. Минко^а, **

^аНациональный исследовательский университет “Московский энергетический институт”,
Красноказарменная ул., д. 14, Москва, 111250 Россия

*e-mail: yagovvv@gmail.com

**e-mail: mvminko@gmail.com

Поступила в редакцию 24.11.2021 г.

После доработки 13.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

При анализе двухфазных дисперсно-кольцевых потоков необходима обоснованная оценка интенсивности уноса и осаждения капель. В отличие от традиционно используемых эмпирических уравнений, в том числе полученных путем численной обработки больших массивов опытных данных, в статье предлагаются приближенные физические модели уноса и осаждения капель. На их основе получены полуэмпирические расчетные уравнения для распределения жидкости по сечению канала с точностью до числовых множителей, значения которых установлены путем обобщения опытных данных. Показано, что использованная в предыдущих работах авторов модель турбулентной диффузии пригодна для расчета интенсивности осаждения капель только в области высоких приведенных давлений (более 0.45), для которой характерны мелкие капли. При умеренных и низких приведенных давлениях осаждение жидкости из ядра потока на пленку определяется главным образом крупными каплями, переносимыми энергонесущими турбулентными вихрями. Модель, основанная на этой гипотезе, позволила получить единое расчетное уравнение для доли жидкости в ядре потока при давлениях ниже 10 МПа. Это уравнение хорошо описывает доступные опытные данные о структуре газожидкостных и однокомпонентных парожидкостных двухфазных потоков и вместе с ранее предложенной формулой для высоких приведенных давлений позволяет рассчитывать распределение жидкости в сечении канала при давлениях 0.1–20.0 МПа.

Ключевые слова: двухфазный поток, дисперсно-кольцевой поток, жидкая пленка, унос и осаждение капель, турбулентная диффузия, энергонесущие вихри

DOI: 10.1134/S0040363622070086

При высоких значениях истинного объемного паросодержания φ (обычно $\varphi \geq 0.7$) наиболее вероятной структурой газожидкостного потока становится дисперсно-кольцевая, когда жидкость движется преимущественно в пленке на смачиваемой стенке трубы и в виде капель в газовом (паровом) ядре потока. В качестве предельного случая рассматривают раздельное течение жидкой пленки и газового ядра – кольцевые потоки, что отражено в названии известной монографии [1], русский перевод которой вышел в 1973 г. На практике такое предельное состояние может быть реализовано при опускном течении и, вероятно, в условиях микрогравитации (“невесомости”). В большинстве реальных технологий (при подъемном течении, в горизонтальных каналах) газовый поток

имеет высокую скорость, достаточную, чтобы увлекать жидкую пленку. Это обычно вызывает срыв капель с ее поверхности, унос и осаждение которых существенно усложняют построение моделей переноса импульса и энергии в кольцевых двухфазных потоках.

В [2] авторами данной статьи был представлен краткий анализ результатов экспериментальных и теоретических исследований распределения жидкости по сечению круглой трубы в дисперсно-кольцевых потоках. К настоящему времени накоплен большой массив опытных данных, на основе которого можно делать качественные выводы о закономерностях процесса уноса и осаждения капель в дисперсно-кольцевых потоках. В большинстве работ измерения проводились в установившемся состоянии, т.е. при достижении динамического равновесия между уносом и осаждением. Это происходит обычно на расстоянии 200–250 калибров от сечения формирования

¹ Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-01044 а).

двухфазной смеси. Как правило, расчетные соотношения для интенсивности уноса или для расхода жидкости в пристеночной пленке (при заданном расходе двухфазной смеси и известном массовом паросодержании x) описывают прежде всего опытные данные авторов. Оценка этих эмпирических, иногда размерных формул, выполненная в 2013 г. и представленная в [2], в настоящий момент остается в целом справедливой и требует лишь небольшой коррекции. Естественно, все авторы сходятся на том, что интенсивность уноса растет с увеличением приведенной скорости газа (w_0''), а срыву капель противостоит поверхностное натяжение на межфазной границе σ . В отношении влияния расхода жидкости в пленке на интенсивность уноса однозначной позиции у различных авторов не наблюдается. Интенсивность осаждения капель из ядра потока, несомненно, существенна при расчете установившегося распределения жидкости между пленкой и газовым ядром, но добавить что-либо к критической оценке рассмотренных в [2] методов расчета этого параметра довольно трудно.

В работе [3] для расчета доли расхода жидкости в ядре дисперсно-кольцевого двухфазного потока предложен метод, отличающийся от всех существующих подходов. Отсутствие у авторов [3] полученных ими опытных данных в этой области едва ли мешает выработке собственной позиции. Позднее эти же авторы представили свой метод как часть единого расчетного пакета течения и теплообмена в кольцевых потоках [4]. В основе этого подхода лежит качественный анализ процесса, в результате которого можно выбрать безразмерные параметры, определяющие искомую величину (долю жидкости в ядре потока e). Затем на основе регрессионного анализа большого массива опытных данных строится искомое эмпирическое уравнение. В [3] таким путем получено уравнение для безразмерной величины $e = m_E/m_L$ [m_L – массовый расход жидкости, кг/с (в рассматриваемых условиях известен); m_E – искомый массовый расход жидкости в виде капель в ядре потока, кг/с] как функции одного определяющего параметра – числа Вебера ядра потока We_c :

$$e = (1 + 279.6We_c^{-0.8395})^{-2.209}; \quad 10 < We_c < 10^5;$$

$$We_c = \frac{\rho_c w_0''^2 d}{\sigma}; \quad \rho_c = \frac{x + e(1-x)}{\frac{x}{\rho''} + \frac{e(1-x)}{\rho'}} \quad (1)$$

где ρ_c – плотность ядра потока, кг/м³; d – диаметр канала, м; ρ' , ρ'' – плотности жидкой и газовой фазы соответственно, кг/м³.

В [2] представлен анализ этого уравнения. В частности, показано, что принятое в [3] предполо-

жение о числе We_c как о единственном параметре, определяющем долю расхода жидкости в виде капель, противоречит прямым опытным измерениям, отражающим зависимость m_E от m_L . Данные из работы [5] о закономерностях течения пароводяных потоков демонстрируют линейный рост m_E с увеличением расхода жидкости при фиксированной приведенной скорости пара.

Другой важный факт, не обсуждавшийся в [2], связан с результатами экспериментов японских авторов [6], которые исследовали унос капель в водовоздушных потоках при давлениях до 20 МПа. Согласно [7], в области высоких давлений (не менее 10 МПа) измеренные в [6] доли унесенной жидкости кратно превосходят значения, рассчитанные по методике, представленной в работе [3]. Конечно, эти опытные точки составляют, видимо, 3–4% общего числа использованных авторами [4] (около 2500) и мало влияют на общую картину, которая, несмотря на формально неплохую статистику (78.9% точек в полосе $\pm 50\%$), отражает огромный разброс относительно расчетной зависимости (рис. 1). Однако в данном случае речь идет об определенной тенденции в области давлений, где другие данные отсутствуют.

Фактически подход авторов [3, 4] – это попытка построить уравнение подобия в условиях отсутствия замкнутого математического описания процесса. В газожидкостных системах невозможно строго описать эволюцию межфазной поверхности в пространстве. В этих условиях выбор чисел подобия не следует из математического описания процесса – они “назначаются” исходя из представлений автора. Современные компьютерные технологии позволяют анализировать громадные массивы опытных данных, но при субъективном выборе чисел подобия они не гарантируют получение уравнения, описывающего экспериментальные данные. В исследованиях пузырькового кипения последняя серьезная попытка обосновать уравнение подобия для этого процесса была предпринята 40 лет назад [8]. Привлечение фантастически большого массива опытных данных и огромная вычислительная работа по выявлению малозначащих параметров лишь доказали ограниченные возможности такого подхода.

Свой метод построения исходного уравнения подобия (хотя они пользуются другой терминологией) авторы [4] называют “минимальной моделью”, на основе которой может (должно) совершенствоваться расчетное уравнение. Однако пока отсутствуют примеры какой-либо модернизации уравнения для расчета доли унесенной жидкости [3] или довольно сомнительного по достигаемой точности соотношения для коэффициента трения в кольцевых потоках [4]. По мнению авторов данной статьи, рассматриваемый подход – это один из возможных путей получения эмпириче-

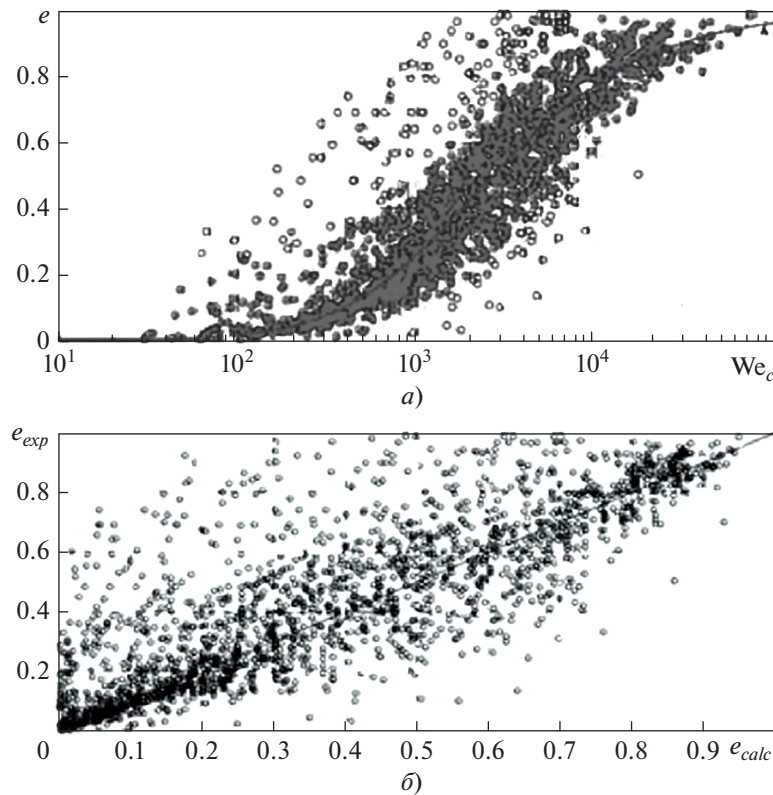


Рис. 1. Сопоставление расчетной методики (1) с опытными данными.

a – измеренные (точки) и рассчитанные (линия) значения доли унесенной жидкости e в зависимости от числа Вебера ядра потока; *б* – прямое сравнение экспериментальных e_{exp} и расчетных e_{calc} значений доли унесенной жидкости [4]

ских расчетных уравнений, которые можно использовать в качестве первого приближения в отсутствие более надежных для данных условий. При анализе двухфазных течений (как и кипения) перспективной альтернативой такому подходу представляется построение расчетных уравнений на основе приближенных физических моделей.

ОЦЕНКА ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Авторы настоящей статьи обратились к задаче уноса и осаждения капель в связи с анализом теплообмена при кипении жидкостей в каналах при высоких давлениях и паросодержаниях, отвечающих кольцевой структуре двухфазного течения [9]. В качестве образцового экспериментального исследования использовалась работа [5], в которой изучались адиабатные пароводяные потоки при давлениях 1–12 МПа. Этот выбор обусловлен убедительным обоснованием надежности измерений, а также тем, что в [5] получены опытные данные об уносе капель в отсутствие встречного потока осаждения, что соответствует модели [2]. Кроме того, в [5] направленность исследований на потребности атомной энергетики не только провозглашается, но и обеспечивается выбором состава и параметров двухфазной смеси.

Большая часть исследований дисперсно-кольцевых потоков, авторы которых тоже пишут об их важности для оборудования АЭС, проводилась на газоводяных потоках низкого давления. В [3] указывается, что более 70% опытных данных, использованных авторами для проверки модели, относятся к газожидкостным потокам невысокого давления, когда отношение плотностей фаз $\rho'/\rho'' \approx \approx 10^3$, а поверхностное натяжение $\sigma \approx 0.073$ Н/м (вода при комнатной температуре).

В модели [2] принимается, что срыв капель с гребней волн большой амплитуды (волн возмущения) обусловлен воздействием крупных газовых (энергонесущих) вихрей. Их частота определяется отношением скорости пара к диаметру канала (w''/d). Анализ масштабов длины волны, толщины жидкой пленки и связанного с ней вероятного диаметра срываемых капель позволяет рассчитать с точностью до числового множителя объемную плотность потока унесенной жидкости (с размерностью скорости) по формуле

$$\dot{V}_E = C \frac{\delta}{d} \sqrt{\frac{\delta \rho''}{\sigma}} w''^2, \quad (2)$$

где C – константа; δ – толщина пленки, м.

Если, согласно [10], принять, что сильно возмущенная поверхность пленки ведет себя как песочная шероховатость в области ее полного проявления, коэффициент трения на межфазной поверхности можно представить как $\xi_i \sim \delta/d$. Тогда из равенства касательных напряжений на стенке τ_w и на поверхности пленки τ_i можно найти среднюю толщину пленки:

$$\delta = C_1 \xi \frac{\rho' w'^2}{8 \rho'' w''^2} d, \quad (3)$$

где w' – средняя скорость жидкости, м/с; C_1 – константа (далее везде $C_i, i = 1, 2, \dots$ – константы).

При анализе пленочных течений часто вводят массовый расход жидкости на единицу длины периметра канала $\Gamma_F = \rho' w' \delta$, который в отсутствие уноса капель известен. С использованием этого параметра формулу (3) можно записать как

$$\delta = \left(\frac{C_1 \xi}{8} \frac{\Gamma_F^2 d}{\rho' \rho'' w''^2} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Коэффициент гидравлического сопротивления трения на стенке (ξ) в этих формулах может быть вычислен, например, по формуле Филоненко

$$\xi = (1.82 \lg \text{Re}_F - 1.64)^{-2},$$

где $\text{Re}_F = 4\Gamma_F/\mu$ – число Рейнольдса пленки; μ – динамическая вязкость жидкости, Па · с (здесь следует отметить, что в большинстве реальных задач, решаемых для подъемного кольцевого потока, течение жидкости турбулентное).

Скорость пара w'' , определяющая межфазное трение, отсчитывается от скорости поверхности жидкой пленки. Общее выражение (2) для \dot{V}_E получено для этого случая. Однако в работе [5] при высоких давлениях и скоростях фаз обнаружено, что эффект скорости жидкости оказывается в пределах неопределенности измерений. Поэтому итоговое соотношение работы [2] для интенсивности уноса капель E было упрощено до одночленной зависимости с одним числовым множителем:

$$E = C_2 \left(\frac{\xi \rho'}{8 \sigma d} \right)^{1/2} \Gamma_F w_0'', \quad (5)$$

где $C_2 = 4.5 \times 10^{-4}$.

Приближенное уравнение (5) воспроизводит выявленную в опытах [5] линейную зависимость интенсивности уноса от расходов пара в ядре и жидкости в пленке. В этих экспериментах жидкость вводилась в установившийся поток пара через пористую стенку, в результате чего был измерен “чистый” унос капель, т.е. без встречного потока осаждения. Именно это закладывалось в

модель [2]. Непосредственно наличие капель в газовом ядре в большинстве реальных условий оказывает незначительное влияние на механизм уноса. Это анализировали авторы данной статьи в [2] на основе результатов [3]. При динамическом равновесии уноса и осаждения в общем случае невозможно отдельно количественно определить каждый из этих потоков. Авторам данной статьи не известны другие исследования, аналогичные осуществленным в работе [5]. В силу уникальности и принципиальной важности этих результатов следует воспроизвести их вместе с расчетными кривыми согласно уравнению (5) (рис. 2). Практически все точки попадают в полосу отклонений $\pm 30\%$, что очень хорошо для столь сложного процесса (в сравнении с рис. 1!). При малой интенсивности уноса неопределенность ее измерения возрастает, соответствующие точки выходят за указанный диапазон отклонений, однако погрешность их вычисления не превосходит 50%. В связи с большим различием рассчитанных и измеренных долей унесенной жидкости в работе [3] подчеркивается, что при малой интенсивности уноса поток по своим характеристикам приближается к идеальному кольцевому и точность определения расхода унесенной жидкости становится незначительной.

Измерение в экспериментах не отдельных потоков уноса и осаждения, а распределения жидкости между ядром и пленкой, достигнутого при их равенстве, обусловлено, в первую очередь, техническими возможностями экспериментов. Вместе с тем во многих случаях, особенно в условиях испарения (или кипения), формирование структуры потока происходит на значительной длине канала и динамическое равновесие вполне может достигаться в реальном технологическом процессе. В отличие от эмпирических формул, в которых для расчета интенсивности осаждения капель вводится плохо обоснованный коэффициент массоотдачи, авторами данного исследования принималось, что осаждение обусловлено механизмом эффективной диффузии капель [11]. Эта гипотеза была проверена численным моделированием, тестированным на измерениях расхода жидкости в пленке в работе [5]. В модели турбулентной диффузии предполагается малый размер капель в сравнении не только с диаметром канала, но и со средней толщиной жидкой пленки. В [11] показано хорошее согласие численной модели с опытными данными при $p = 3-10$ МПа. В соответствии с гипотезой об осаждении жидких капель как результате турбулентной диффузии, плотность потока массы осаждаемых капель D может быть оценена как эффективный рейнольдсов поток массы, умноженный на массовую долю капель в потоке пара $1 - x_c = 1 - m_G/(m_G + m_E)$, где m_G – расход пара (газа), кг/с. Из равенства $E = D$ следует квадратное уравнение относительно безразмерного расхода ка-

пель в ядре потока $e = m_E/m_L$. Его решение, не содержащее каких-либо новых дополнительных параметров, кроме C_2 из (5), оказалось, как отмечалось в [11], в удивительно хорошем согласии с опытными данными для парожидкостных потоков воды [5] и хладона R-113 [12, 13]. Эти опытные данные были получены в диапазоне приведенных давлений 0.04–0.53, для которого гипотеза о турбулентной диффузии вполне логична.

Вместе с тем в [11] выявлено, что большинство опытных данных по газовойдынным потокам низкого давления не согласуется с расчетами по предложенной методике. В [14] сделана попытка описать эти экспериментальные данные, опираясь на предположение о том, что при низких давлениях расход жидкости в пленке существенно ниже, чем в условиях работы [5], для которых построена модель уноса, ведущая к (5) (течение в пленке предполагалось ламинарным). Ранее авторами настоящей статьи уже было получено выражение для толщины ламинарной пленки [15]:

$$\delta = C_3 \left(\frac{\nu \Gamma_F}{\rho''} \right)^{1/2} \frac{1}{w_0''}, \quad (6)$$

где ν – кинематическая вязкость жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$.

В результате было выведено уравнение для плотности потока уноса, отличное от (5). Для потока осаждения использовано соотношение, основанное на модели турбулентной диффузии, то же, что и в [11]. Из условия $E = D$ следует уравнение для распределения жидкости между пленкой и ядром. С целью улучшить согласие между расчетом и экспериментом по расходу жидкости в пленке для потока вода/гелий в него был введен эмпирический множитель $(\rho''/\rho')^{1/4}$, что позволило точнее описать весь массив данных (510 точек) для всех газовойдынных потоков: 78.6% измеренных значений расхода в пленке оказались в полосе $\pm 30\%$ расчетной кривой, а 93.7% – в полосе $\pm 50\%$. Эти показатели превосходят точность расчетов по методике [3].

Упомянутые ранее опытные данные из [6] при давлениях выше 10 МПа указывают на существенно большую интенсивность капельного уноса жидкости, чем это предсказывает универсальное уравнение Чионколини – Томи [3]. Методика авторов настоящей статьи, представленная в [11], удовлетворительно описывает данные японских авторов [6] при $p = 0.2\text{--}7.0$ МПа, но тоже сильно завышает расходы жидкости в пленке при больших давлениях. Так как данные [6] для $p > 10$ МПа являются единственными, остается сомнение в их достоверности. Однако, во-первых, они составляют часть большого массива, в котором данные при умеренных давлениях вполне согласуются с результатами других исследователей. Во-вторых,

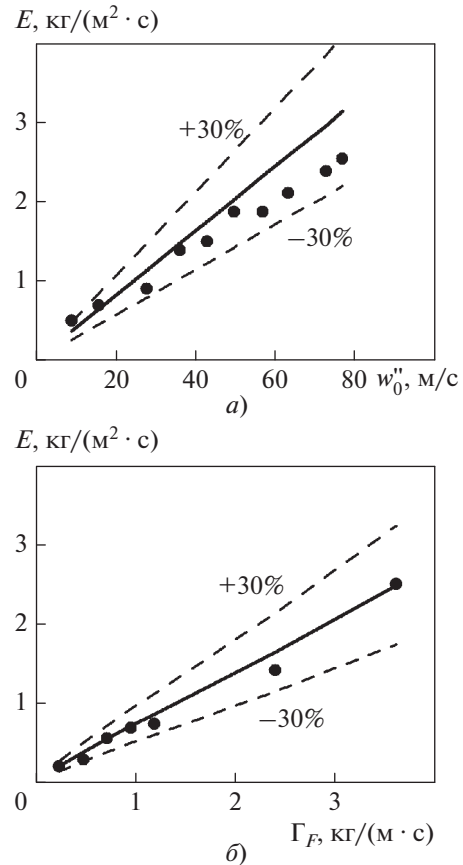


Рис. 2. Зависимость интенсивности уноса капель от приведенной скорости пара (а) и от массового расхода жидкости в пленке, приходящегося на единицу длины периметра трубы (б).

Сплошная линия – расчет по формуле (5); точки – эксперимент [5].

Режимные параметры: а – $p = 2.94$ МПа, $\Gamma_F = 1.2$ кг/(м·с); б – $p = 4.9$ МПа, $w_0'' = 20$ м/с

подробные, качественно выполненные в ФЭИ им. А.И. Лейпунского исследования паровойдынных потоков высокого давления [16, 17] показали, что при давлениях выше примерно $0.5p_{cr}$ (p_{cr} – критическое давление) наблюдаются качественные изменения в структуре двухфазного потока. Для анализа, проводимого авторами данной статьи, наиболее существенно изменение профиля массовой скорости жидкости с М-образного при $p \leq 10$ МПа к выпуклому при более высоких давлениях (до 13.7 МПа). Фактически этот профиль характеризует распределение капель в ядре потока. Хотя условия в “холодном” водовоздушном потоке в работе [6] отличаются от изученных в работах П.Л. Кириллова и его коллег [16, 17] (прежде всего значением поверхностного натяжения), можно ожидать, что на профиль массовой скорости и долю жидкости в ядре потока сильнее влияет отношение плотностей фаз. По-

этому предпринятая в [18] попытка разработать приближенную модель уноса капель в области высоких приведенных давлений ($\rho''/\rho' < 10$) весьма целесообразна.

При высокой плотности газовой фазы динамический напор $\rho'' w_0''^2$ во всех реализованных в опытах режимах не опускается ниже $10^3 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2)$, что свидетельствует о малости характерных линейных масштабов – длины волны на поверхности жидкой пленки l_0 и диаметра срываемых жидких капель d_d . Принято, что на поверхности тонкой жидкой пленки существует мелкая рябь. Ее гребни представляют собой потенциальные центры срыва капель, поверхностная плотность которых

пропорциональна $l_0^{-2} = \left(\frac{\rho'' w_0''^2}{\sigma} \right)^2$. Как и в работе

[2], авторами данной статьи предполагается, что срыв капель вызван энергонесущими турбулентными вихрями, однако при рассматриваемых условиях они срывают не отдельные капли с гребней волн возмущения, а множество мелких капель с некоторого участка поверхности пленки. Частота этих вихрей с учетом эффекта двухфазности оценивается как $\omega \sim \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^n \frac{w_0''}{d}$. Качественно

введение параметра $(\rho''/\rho')^n$ вполне естественно, если иметь в виду высокую степень “заселенности” газового ядра жидкими каплями в рассматриваемой области параметров потока. При давлениях, близких к атмосферному, показатель степени n выбирают обычно равным 0.50–0.65. В данном случае из-за большой плотности газа и использования приведенной, а не истинной его скорости можно ожидать существенно большего влияния параметра двухфазности, т.е. больших значений n .

Согласно [18], размер срываемых капель в рассматриваемых условиях зависит от двух других линейных масштабов – толщины пленки δ и характерного расстояния между гребнями волн l_0 . Для тонкой пленки естественно принять ламинарный режим течения и рассчитывать δ по формуле (6) (ранее l_0 определено как длина капиллярных волн). Поскольку в экспериментах [5] линейная зависимость интенсивности уноса от расходов газа и жидкости в пленке обнаружена и при высоких давлениях, конкретный вид зависимости d_d от двух обсуждаемых параметров выбран таким образом, чтобы такой ее вид сохранился и при $p > 10$ МПа:

$$d_d = (l_0 \delta^2)^{1/3}. \quad (7)$$

При определенных значениях диаметра капли, поверхностной плотности точек их срыва и его

частоты для потока массы жидкости, срываемой с поверхности пленки, в [18] было получено соотношение

$$E_h = C_4 \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^n \frac{\mu \Gamma_F w_0''}{\sigma d}. \quad (8)$$

В области наиболее высоких давлений турбулентная диффузия как механизм осаждения капель вполне естественна. Плотность потока массы капель на эффективно-гладкую поверхность пленки определяется рейнольдсовым поперечным потоком

$$D = \frac{4}{\pi d^2} \frac{\left(\frac{\xi''}{8} \right) m_E}{1 - 12.7 \sqrt{\frac{\xi''}{8}}}. \quad (9)$$

В этой формуле с учетом принятых допущений коэффициент трения ξ'' рассчитывается по формуле Филоненко по приведенной скорости газа и диаметру трубы. Следует отметить, что обусловленный турбулентными пульсациями поперечный поток массы определяется плотностью потока массы в ядре потока $4m_E/(\pi d^2)$.

Для установившегося течения $E_h = D$, что при использовании формул (8) и (9) позволяет получить зависимость расхода жидкости в пленке от заданных параметров процесса:

$$m_F = m_L \left[C_4 \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^n \frac{8 \mu m_G (1 - 12.7 \sqrt{\xi''/8})}{\pi d^2 \sigma \rho'' \xi''} + 1 \right]^{-1}.$$

Значения числового коэффициента $C_4 = 8.2$ и показателя степени $n = 8/5$ были выбраны на основе сравнения с опытными данными [6] при давлениях 10–20 МПа. После элементарных преобразований итоговая формула приобретает вид

$$m_F = m_L \left[16.4 \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{3/5} \frac{\nu \rho'' w_0'' (1 - 12.7 \sqrt{\xi''/8})}{\sigma \xi''} + 1 \right]^{-1}. \quad (10)$$

На рис. 3 для сравнения представлены результаты расчета по (10) опытные данные. Следует отметить, что при высоких долях унесенной жидкости погрешность первичных данных очень высока. В таблицах, приведенных в [6], есть значения $e = m_E/m_L$, превышающие единицу, например 1.05. Ясно, что вблизи $e = 1.0$ даже 5%-ная погрешность в определении доли уноса дает кратные отличия в значениях m_F . При долях жидкости в ядре потока $m_E/m_L > 0.7$ 10%-ная погрешность в определении m_E приводит к погрешности выше 50% при расчете m_F . Поэтому для сравнения использовались экспериментальные данные при

$m_E/m_L < 0.7$, для которых 67% точек попало в полосу отклонений $\pm 30\%$.

В [18] представлено более детализированное сопоставление результатов расчетов расхода жидкости в пленке по зависимости (10) с опытными данными [6] для давлений 10, 15 и 20 МПа в широком диапазоне изменения расхода воздуха. Кривые, построенные по уравнению Чионколини – Томи (1), проходят намного выше опытных значений расхода в пленке. Расчет по эмпирической методике [7], построенной специально под опытные данные [6], дает лучшее согласие с экспериментом: 59% точек находятся в полосе отклонений $\pm 30\%$. Но отсутствие в основе методики физического содержания объективно ничего не добавляет к первичным опытным данным.

Поскольку сегодня не известны какие-либо другие (кроме [6]) данные о распределении жидкости по сечению канала при $p/p_{cr} > 0.45$, у авторов настоящей статьи нет ни возможности проверить предложенную модель на новых результатах, ни оснований для ее уточнения или пересмотра. В настоящее время можно констатировать, что (10) – единственная полумпирическая формула, пригодная для использования в этой области параметров.

МОДЕРНИЗАЦИЯ МОДЕЛЕЙ УНОСА И ОСАЖДЕНИЯ КАПЕЛЬ ДЛЯ УМЕРЕННЫХ И НИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ

Модели и следующие из них расчетные соотношения, представленные в [2, 11, 14, 18], важны, поскольку дают определенное объяснение механизмов уноса и осаждения капель в дисперсно-кольцевых потоках. На этом основании можно вести предметную дискуссию, а также искать альтернативные пути совершенствования предложенных соотношений. Практическое использование последних в расчетах не только подтвердило их “работоспособность”, но и выявило необходимость их модернизации.

Прежде всего гипотеза о турбулентной диффузии как основном механизме осаждения капель, применение которой оправдано в области высоких приведенных давлений, использована, вероятно, излишне широко. При полидисперсном составе роль крупных капель в потоке осаждения преобладает, поскольку масса капли пропорциональна кубу ее диаметра. Турбулентная диффузия капель, само понятие градиента их концентрации, позволяющие использовать модель Рейнольдса эффективного потока массы, не описывают движение крупных капель.

Если в области высоких приведенных давлений расчет коэффициента трения в (9) по формуле для гладкой трубы основан на четко сформулированных представлениях об особенностях течения, то для низких давлений [14] такое обоснование не

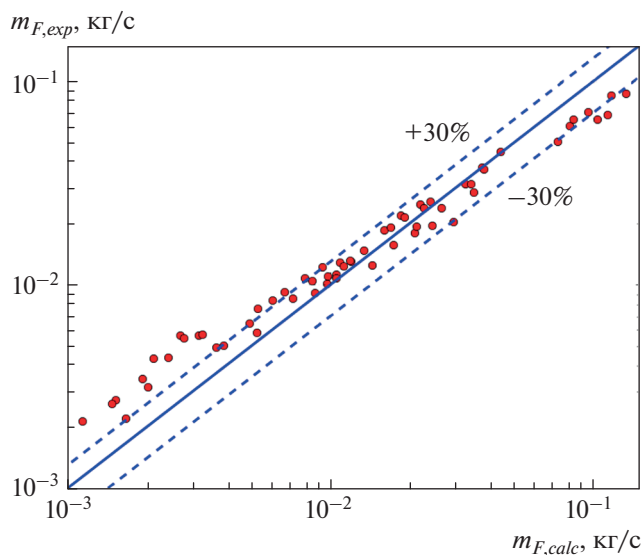


Рис. 3. Рассчитанные по формуле (10) значения $m_{F,calc}$ расхода жидкости в пленке и экспериментальные данные $m_{F,exp}$ из работы [6].

Сплошная линия – точное совпадение данных

представлено, а для области умеренных давлений [11] оно противоречит одному из допущений, принятых при анализе уноса капель [2]. Нуждаются в проверке или в более ясном физическом объяснении различия в закономерностях распределения жидкости по сечению трубы в области умеренных и низких [14] приведенных давлений, а понятие “низкий расход жидкости в пленке” требует уточнения.

По модели, предложенной в работе [2], с гребней волн возмущения должны срываться относительно крупные капли. Под влиянием турбулентных пульсаций они дробятся, при $E = D$ формируется определенный спектр размеров капель. Механизм турбулентной диффузии способствует осаждению мелких капель, но основной поток осаждения формируется крупными каплями. Логично принять, что при равенстве потоков уноса и осаждения спектральный состав образующих их капель должен быть близким. В [14] авторы данной статьи рассматривали схему взаимодействия крупного турбулентного вихря с поверхностью пленки для объяснения срыва капель. Газовый вихрь, несущий крупную каплю, может также вызвать ее осаждение. Механизмы уноса и осаждения аналогичны в отношении роли энергонесущих турбулентных вихрей, но при уносе определяющим является взаимодействие с гребнем волны на поверхности пленки [2], а при осаждении – массовая доля капель в ядре потока ($1 - x_c$).

В качестве масштаба поперечной скорости капли естественно принять динамическую ско-

рость пара вблизи поверхности пленки $v_* = \left(\frac{\tau_i}{\rho''}\right)^{1/2} = w_0'' \sqrt{\frac{\xi''}{8}}$, ее абсолютное значение имеет порядок средних значений пульсаций скорости [8]. Ранее в статье было показано, что на волнообразной поверхности пленки коэффициент трения определяется относительной толщиной пленки, т.е. $\xi'' = \xi_i = k\delta/d$, где k – числовой множитель порядка 1. Принимая во внимание эти соображения и вводя эмпирический множитель в виде отношения плотностей фаз для учета влияния двухфазности на турбулентные пульсации, плотность потока массы осаждающихся капель с точностью до числового множителя определяют как

$$D = C_5 \rho' w_0'' (\xi'')^{1/2} (1 - x_c) \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^n; \quad (11)$$

$$1 - x_c = \frac{m_E}{m_G + m_E}; \quad \xi'' = \frac{k\delta}{d}.$$

Входящую в (11) толщину жидкой пленки вычисляют по формуле (4). Поскольку доступные сегодня экспериментальные данные не позволяют отдельно определять интенсивность осаждения капель, константу C_5 на этом этапе можно оценить только на уровне порядка (как 10^{-2}).

Принимая во внимание динамическое равновесие уноса и осаждения ($E = D$), а также (4), (11) и очевидное равенство $\Gamma_F = m_F/(\pi d)$, можно получить следующее соотношение:

$$m_F = C_6 \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{3n/2} \frac{d^{5/4} \rho''^{1/2} \sigma^{3/4} \left(\frac{m_L - m_F}{m_G + m_L - m_F}\right)^{3/2}}{\left(\xi'' w_0''\right)^{1/2} \rho''^{1/4}}.$$

Учитывая, что

$$m_G = \rho'' w_0'' \frac{\pi d^2}{4}; \quad x = \frac{m_G}{m_G + m_L},$$

а число Вебера, построенное по диаметру канала,

$$We = \frac{\rho'' w_0''^2 d}{\sigma},$$

полученное выражение можно записать в следующем виде:

$$\frac{m_F}{m_L} \frac{\left[1 - \frac{m_F}{m_L} (1 - x)\right]^{3/2}}{\left(1 - \frac{m_F}{m_L}\right)^{3/2}} =$$

$$= C_7 \left(\frac{\rho''}{\rho'}\right)^{(3n-1)/2} \frac{1}{We^{3/4}} x (1 - x)^{1/2} \quad (12)$$

($\xi''^{1/2}$ входит в значение константы C_7).

СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Итоговое соотношение (12), позволяющее рассчитывать расход жидкости в пленке при умеренных и низких давлениях, было проверено на доступных экспериментальных данных [5, 6, 12, 13, 19–27], представленных в табл. 1

Экспериментальные данные [6], использованные для проверки (12), были ограничены условием $m_E/m_L < 0.7$, поскольку при значительных расходах жидкости в виде капель неопределенность результатов измерений становится недопустимо большой (это уже обсуждалось применительно к области высоких давлений – более 10 МПа). Опытные данные автора обзора [28] были любезно предоставлены им авторам настоящей статьи².

При сравнении результатов расчетов по соотношению (12) с экспериментальными данными, представленными в табл. 1, методом наименьших квадратов были подобраны значения констант C_7 и n (минимизировалось значение соотношения $\left(\frac{m_{F,calc} - m_{F,exp}}{m_{F,exp}}\right)^2$, где $m_{F,calc}$, $m_{F,exp}$ – расчетное и экспериментальное значение соответственно):

$$C_7 = 570; \quad 3n/2 = 0.43 \quad [3n - 1)/2 = -0.07].$$

Если выполнить подбор константы C_7 в предположении, что $(3n - 1)/2 = -0.07 \approx 0$, то итоговое соотношение преобразуется следующим образом:

$$\frac{m_F}{m_L} \frac{\left[1 - \frac{m_F}{m_L} (1 - x)\right]^{3/2}}{\left(1 - \frac{m_F}{m_L}\right)^{3/2}} = 776 \frac{1}{We^{3/4}} x (1 - x)^{1/2}. \quad (13)$$

Эта формула содержит только один эмпирический числовой множитель (776), взаимосвязь искомого параметра (m_F/m_L) с определяющими параметрами (x , We) получена аналитически с помощью приближенных моделей. Для сравнения результаты расчета по соотношению (13) и экспериментальные данные представлены на рис. 4 и в табл. 2. В диапазоне отклонений $\pm 30\%$ от расчетной кривой оказалось около 81% точек. Также в табл. 2 приведены результаты расчета для данных, полученных отдельными авторами, и результаты расчета этих данных по формуле Чионколини – Томи (1). Следует отметить, что в работах авторов [3, 4] было использовано для сопоставления с расчетом большее количество опытных точек. Отчасти это связано с тем, что они не выделяли отдельно данные [6] для водовоздушных потоков

² Опытные данные содержатся в диссертации автора обзора [28] на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, защищенной в 2019 г.

Таблица 1. Экспериментальные данные, использованные для проверки уравнения (12)

Автор(ы), источник	Состав смеси	d , мм	p , МПа	p/p_{cr}	Количество точек
Han H. et al., [19]	Вода–воздух	9.525	0.1	0.005	30
Jepson D.M. et al., [20]	То же	10.26	0.15	0.007	25
	Вода–гелий	10.26	0.15	0.007	24
Azzopardi B.J. et al., [21]	Вода–воздух	38	0.15	0.007	28
Sawant P. et al., [22]	То же	9.4	0.12; 0.37; 0.4	0.005; 0.017; 0.018	105
Okawa T. et al., [23]	»	5	0.14–0.76	0.006–0.03	167
Schadel S.A. et al., [24]	»	25.4; 42; 57.2	0.15	0.007	56
Gill L.E. et al., [25]	»	31.75	0.15	0.007	49
Hinkle W.D., [26]	»	12.6	0.28–0.62	0.013–0.028	26
Нигматулин Б.И. и др., [5]	Вода	13.3	0.98–11.77	0.04–0.53	43
Lopez de Bertodano M.A. et al., [12]	R-113	10	0.32–0.53	0.094–0.160	48
Sawant P. et al., [13]	R-113	10.2	0.28–0.85	0.083–0.250	22
Würtz J., [27]	Вода	10; 20	3–9	0.14–0.41	93
Nakazatomi M., Sekoguchi K., [6]	Вода–воздух	19.2	0.3–10	0.014–0.450	88
Черданцев А.В.	То же	11.7; 15	0.1	0.005	42
Всего					846

при давлениях выше 10 МПа, их анализ был представлен ранее (см. рис. 3). Часть массива опытных данных, использованных в [3, 4], для авторов настоящей статьи оказалась недоступной.

Ранее было отмечено, что на основе прежних моделей [2, 11, 14], разработанных авторами данной статьи, были получены два различных соотношения для умеренных и низких приведенных давлений. Уравнение (13) описывает опытные данные для абсолютных давлений от 0.1 до 10.0 МПа, причем экспериментальные данные, относящиеся к низким давлениям (до 1.0 МПа), для которых в [14] вводился эмпирический поправочный множитель, показывают очень хорошее согласие с расчетом. Рисунок 2 свидетельствует о соответствии расчетного соотношения (4) для плотности потока уноса опытным данным [5]. Оказалось неожиданным, что опытные данные из этой работы о распределении жидкости по сечению канала хуже согласуются с расчетом по (13), чем данные из других работ. В [5] специальными экспериментами было показано, что при подаче жидкости через пористую вставку на стенке трубы динамическое равновесие потоков уноса и осаждения ($E = D$) достигается на существенно большей длине канала, чем при подаче парокapельного потока через полное сечение канала. Опытные данные, о которых идет речь, были получены в условиях раздельной подачи пара и жидкости, так что в сече-

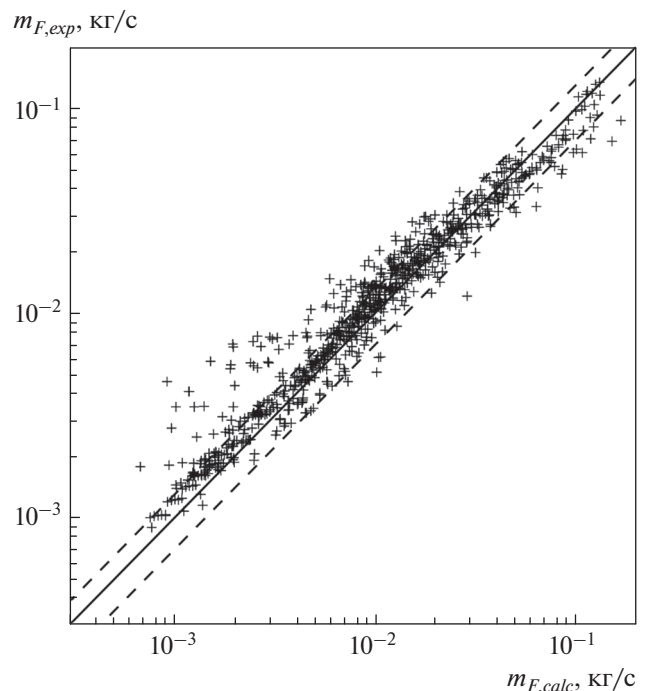


Рис. 4. Соотношение расчетных $m_{F,calc}$ и экспериментальных $m_{F,exp}$ значений расхода жидкости в пленке для данных из табл. 1. Сплошная линия – точное совпадение данных; пунктирные линии – диапазон отклонений $\pm 30\%$

Таблица 2. Результаты расчета по соотношениям (13) и (1) и экспериментальные данные табл. 1

Автор(ы), источник	Количество точек	Соотношение (13)		Соотношение (1)	
		Количество точек, попавших в диапазон		Количество точек, попавших в диапазон	
		±30%	±50%	±30%	±50%
Han H. et al., [19]	30	100	100	100	100
Jepson D.M. et al., [20]	25	96	100	100	100
	24	100	100	100	100
Azzopardi B.J. et al., [21]	28	93	100	50	100
Sawant P. et al., [22]	105	79	93	93	99
Okawa T. et al., [23]	167	91	99	65	93
Schadel S.A. et al., [24]	56	66	93	77	96
Gill L.E. et al., [25]	49	73	88	77	100
Hinkle W.D., [26]	26	100	100	100	100
Нигматулин Б.И. и др., [5]	43	42	74	19	72
Lopez de Bertodano M.A. et al., [12]	48	88	100	85	100
Sawant P. et al., [13]	22	100	100	59	100
Würtz J., [27]	93	74	92	62	95
Nakazatomi M., Sekoguchi K., [6]	88	73	84	80	88
Черданцев А.В.	42	98	100	98	98
Всего	846	82	94	75	95

нии последнего по течению отбора жидкой пленки динамическое равновесие могло еще не установиться.

Таблица 2 подтверждает, что эмпирическая методика (1) на использованном массиве опытных данных несильно уступает в точности расчетам по уравнению (13). В [11] авторами данной статьи было отмечено, что в работе [3] представлена лучшая (на 2014 г.) эмпирическая методика расчета распределения жидкости по сечению канала в дисперсно-кольцевых потоках. Однако в обзоре [28] она оценивается весьма критически. Вместе с тем хотя сегодняшние возможности проведения численных расчетов и впечатляют, но они не могут противостоять разработке приближенных физических моделей процесса. Это было показано ранее в данной статье в отношении влияния на унос расхода жидкости в пленке, не учтенного в методике (1), и в полной непригодности этой методики для высоких давлений (более 10 МПа). Есть еще одно общее соображение: методика, основанная на компьютерной обработке массива опытных данных, выступает для пользователя как “черный ящик”, поэтому ее невозможно совершенствовать. Приближенные модели, ведущие к формулам (10) и (13), открыты для критики и уточнений.

ВЫВОДЫ

1. Для проведения расчетов параметров дисперсно-кольцевых двухфазных потоков необходимы надежные соотношения для определения потоков уноса и осаждения капель. Эмпирические расчетные соотношения пригодны лишь в узких диапазонах режимных параметров, как правило, далеких от тех, которые актуальны для энергетики. Компьютерная обработка больших массивов опытных данных представляет собой современный вариант эмпирических формул и не гарантирует от грубых ошибок.

2. В механике газожидкостных потоков разработка приближенных физических моделей и соответствующих им полуэмпирических расчетных соотношений представляется наиболее целесообразным методом теоретических исследований. Разработанные авторами данной статьи формулы для расчета потока уноса капель при умеренных давлениях и для распределения жидкости по сечению канала в области высоких приведенных давлений вполне пригодны для использования в практических расчетах.

3. Модель турбулентной диффузии можно применять для описания процесса осаждения мелкодисперсных капель, характерных для высоких при-

веденных давлений. Для приведенных давлений ниже 0.45 предложена модель осаждения, ориентированная на крупные капли, увлекаемые энергонесущими турбулентными вихрями газового ядра. На этой основе получено расчетное соотношение для распределения жидкости по сечению канала в дисперсно-кольцевых потоках, проверенное на доступном массиве опытных данных при давлениях 0.1–10.0 МПа.

4. Предложенные расчетные соотношения позволяют описывать двухфазные потоки с кольцевой структурой во всем диапазоне существующих опытных данных (до 20 МПа включительно). Однако граничная область между потоками с возмущенной и гладкой поверхностью пленки, соответствующая для воды давлениям около 10 МПа, нуждается в дополнительных экспериментальных и теоретических исследованиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hewitt G.F., Hall-Taylor N.S.** Annular two-phase flow. Oxford: Pergamon Press, 1970.
<https://doi.org/10.1016/C2009-0-06773-7>
2. **Ягов В.В., Минко М.В.** Моделирование уноса капль в адиабатных дисперсно-кольцевых двухфазных потоках // Теплоэнергетика. 2013. № 7. С. 65–70.
<https://doi.org/10.1134/S0040363613070151>
3. **Cioncolini A., Thome J.R.** Entrained liquid fraction prediction in adiabatic and evaporating annular two-phase flow // Nucl. Eng. Des. 2012. V. 243. P. 200–213.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2011.11.014>
4. **Cioncolini A., Thome J.R.** Annular flow: a mechanistic suite of co-validated methods for two-phase flow and boiling/condensation heat transfer // Proc. of the 12th Intern. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Costa del Sol, Spain, 11–13 July 2016. P. 663–672.
5. **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.
6. **Nakazatomi M., Sekoguchi K.** Effect of pressure on entrainment flow rate in vertical upwards gas-liquid annular two-phase flow. 1st report: experimental results for system pressures from 0.3 MPa to 20 MPa // Heat Transfer – Jpn. Res. 1996. V. 25. Is. 5. P. 267–280.
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. P. 1–4.
<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.04.001>
8. **Ягов В.В.** Теплообмен в однофазных потоках и при фазовых превращениях. М.: Издательский дом МЭИ, 2014.
9. **Ягов В.В., Минко М.В.** Теплообмен в двухфазном потоке при высоких приведенных давлениях // Теплоэнергетика. 2011. № 4. С. 13–23.
10. **Уоллис Г.** Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972.
11. **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.
<https://doi.org/10.1134/S0040363614010093>
12. **Lopez de Bertodano M.A., Assad A., Beus S.G.** Experiments for entrainment rate of droplets in the annular regime // Int. J. Multiphase Flow. 2001. V. 27. Is. 4. P. 685–699.
[https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(00\)00046-X](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(00)00046-X)
13. **Sawant P., Ishii M., Mori M.** Prediction of amount of entrained droplets in vertical annular two-phase flow // Int. J. Heat Fluid Flow. 2009. V. 30. Is. 4. P. 715–728.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2009.03.003>
14. **Ягов В.В., Минко М.В.** Расчет доли унесенной жидкости в адиабатных дисперсно-кольцевых потоках при низком расходе в пленке // Теплоэнергетика. 2016. № 4. С. 60–65.
<https://doi.org/10.1134/S004036361604010X>
15. **Минко М.В., Ягов В.В.** Приближенная модель начала уноса капль в дисперсно-кольцевом двухфазном потоке // Вестник МЭИ. 2012. № 2. С. 30–33.
16. **Experimental data on phase distribution in the upward high pressure steam-water flow in a vertical tube under annular-dispersed regime. Part 1. Profiles of phase mass fluxes and velocities / P.L. Kirillov, Yu.Yu Shtein, R.V. Shumsky, Yu.D. Levchenko // Multiphase Sci. Technol. 2014. V. 26. Is. 2. P. 1–61.
<https://doi.org/10.1615/MultScienTechn.v26.i1.10>**
17. **Experimental data on phase distribution in the upward high pressure steam-water flow in a vertical tube under annular-dispersed regime. Part. 2. Structural and local hydrodynamic characteristics of flow / P.L. Kirillov, Yu.Yu Shtein, R.V. Shumsky, Yu.D. Levchenko // Multiphase Sci. Technol. 2014. V. 26. Is. 2. P. 83–137.
<https://doi.org/10.1615/MultScienTechn.v26.i2.10>**
18. **Минко М.В., Ягов В.В.** Распределение жидкости между ядром и жидкой пленкой в газокapельных потоках при высоких приведенных давлениях // Вестник МЭИ. 2017. № 3. С. 53–59
19. **Han H., Gabriel K.S., Wang Z.** A new method of entrainment fraction measurement in annular gas-liquid flow in a small diameter vertical tube // Flow Meas. Instum. 2007. V. 18. Is. 2. P. 79–86.
<https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2007.01.001>
20. **Jepson D.M., Azzopardi B.J., Whalley P.B.** The effect of gas properties on drops in annular flow // Int. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15. Is. 3. P. 327–339.
[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(89\)90004-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(89)90004-9)
21. **Azzopardi B.J., Zaidi S.H.** Determination of entrained fraction in vertical annular gas-liquid flow // J. Fluids Eng. 2000. V. 122. Is. 1. P. 146–150.
<https://doi.org/10.1115/1.483236>
22. **Sawant P., Ishii M., Mori M.** Droplet entrainment correlation in vertical upward co-current annular two-phase flow // Nucl. Eng. Des. 2008. V. 238. Is. 6. P. 1342–1352.
<https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2007.10.005>
23. **Okawa T., Kotani A., Kataoka I.** Experiments for liquid phase mass transfer rate in annular regime for a small vertical tube // Int. J. Heat Mass Transfer. 2005. V. 48.

- Is. 3–4. P. 585–598.
<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.08.030>
24. **Rates** of atomization and deposition in vertical annular flow / S.A. Schadel, G.W. Leman, J.L. Binder, T.J. Hanratty // *Int. J. Multiphase Flow*. 1990. V. 16. Is. 3. P. 363–374.
[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(90\)90069-U](https://doi.org/10.1016/0301-9322(90)90069-U)
25. **Gill L.E., Hewitt G.F., Lacey P.M.C.** Sampling probe studies of the gas core in annular two-phase flow – II: Studies of the effect of phase flow rates on phase and velocity distribution // *Chem. Eng. Sci.* 1964. V. 19. Is. 9. P. 665–682.
[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(64\)85054-5](https://doi.org/10.1016/0009-2509(64)85054-5)
26. **Hinkle W.D.** A study of liquid mass transport in annular air–water flow: Ph.D. Thesis. Massachusetts Institute of Technology, Boston, USA, 1967.
27. **Würtz J.** An experimental and theoretical investigation of annular steam–water flow in tubes and annuli at 30 and 90 bar. Danmarks Tekniske Universitet; Risø National Laboratory, 1978. Report No. 372.
28. **Cherdantsev A.V.** Overview of physical models of liquid entrainment in annular gas-liquid flow // XV All-Russian Seminar “Dynamics of Multiphase Media” (DMM2017). AIP Conf. Proc. 2018. V. 1939. Is. 1. 020006
<https://doi.org/10.1063/1.5027318>

The Structure of Disperse-Annular Two-Phase Flows in a Wide Range of Reduced Pressures

V. V. Yagov^{a, *} and M. V. Minko^{a, **}

^a National Research University Moscow Power Engineering Institute, Moscow, 111250 Russia

*e-mail: yagovvv@gmail.com

**e-mail: mvminko@gmail.com

Abstract—An analysis of two-phase disperse-annular flows requires verifying the intensity of droplet entrainment and deposition. Unlike conventional empirical equations, including those derived by processing large arrays of experimental data, we propose approximate physical models of entrainment and deposition of droplets. They are used to obtain semiempirical equations for calculating the liquid distribution over a channel cross-section with an accuracy to numerical coefficients whose values were found from the generalization of experimental data. The turbulent diffusion model applied in our previous works has been demonstrated to be valid for the prediction of the droplet deposition rate only in the range of high reduced pressures (above 0.45), for which fine droplets are characteristic. At moderate and low reduced pressures, the liquid deposition from the flow core onto the film is basically controlled by large droplets transported by energy-carrying turbulent vortices. The model based on this hypothesis yielded a single correlation for the fraction of liquid in the flow core at pressures below 10 MPa. This equation provides good fitting of the available experimental data on the structure of gas-liquid and single-component vapor-liquid two-phase flows and, together with the previously proposed formula for high reduced pressures, enables us to calculate the distribution of liquid in the channel section at pressures from 0.1 to 20 MPa.

Keywords: two-phase flow, disperse-annular flow, liquid film, entrainment and deposition of droplets, turbulent diffusion, energy-carrying vortices