

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. С. Горелик, О. Н. Кашинский, В. Е. Накоряков,
Теплообмен от стенки к восходящему пузырьково-
му течению при малых скоростях жидкой фазы,
ТВТ, 1989, том 27, выпуск 2, 300–305

Использование Общероссийского математического портала Math-
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользователь-
ским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.86

19 февраля 2025 г., 02:03:48



УДК 536.24:532.529.6

ТЕПЛООБМЕН ОТ СТЕНКИ К ВОСХОДЯЩЕМУ ПУЗЫРЬКОВОМУ ТЕЧЕНИЮ ПРИ МАЛЫХ СКОРОСТЯХ ЖИДКОЙ ФАЗЫ

Горелик Р. С., Кашинский О. Н., Накоряков В. Е.

Приведены результаты экспериментального исследования теплообмена от стенки трубы к восходящему монодисперсному пузырьковому течению при малых скоростях жидкой фазы. Предложенные корреляции для расчета среднего истинного газосодержания и размера теплового подслоя сравниваются с экспериментальными данными по перепаду давления и результатами измерений профилей температуры. Наблюдается удовлетворительное согласие между решением задачи теплообмена от стенки к жидкости, фильтрующейся через неподвижный слой шаров, и средними по длине участка экспериментальными коэффициентами теплообмена от стенки к пузырьковому потоку.

Пузырьковый режим течения газожидкостной смеси при малых скоростях жидкой фазы имеет ряд особенностей, затрудняющих применение для его расчета известных соотношений для двухфазного течения. Даже при малых объемных расходных газосодержаниях $\beta=1-5\%$ течение значительно отличается от однофазного с той же скоростью жидкой фазы. Большинство режимов характеризуется резко выраженным максимумом концентрации газовой фазы в пристенной области [1, 2] и значительным возрастанием напряжения трения на стенке трубы [3, 4].

Профили скорости отличаются от параболического однофазного: вблизи стенки трубы градиент скорости значительно больше, чем в однофазном течении; в ядре потока скорость практически постоянна. Течение существенно несимметрично, на что указывает неравномерность распределения трения по периметру трубы при постоянном среднем трении [5].

Теплообмен при ламинарных по жидкости числах Рейнольдса значительно выше, чем в развитом однофазном течении, и его интенсивность зависит только от приведенной скорости газовой фазы [6].

Полумпирические зависимости [7, 8] достаточно хорошо описывают режимы течения, при которых относительное движение фаз несущественно, — определяющей является турбулентность несущей фазы.

Цель данной работы — экспериментальное исследование теплообмена от стенки вертикальной трубы к восходящему монодисперсному пузырьковому течению при постоянном тепловом потоке q_c на стенке.

Двухфазный поток организовывался путем подачи в жидкость пузырьков газа фиксированного размера с помощью специального устройства генератора пузырей [4].

Теплообменный участок (рис. 1), расположенный на расстоянии 2,5 м от ввода пузырей, представлял собой медную трубку внутренним диаметром 15 мм, длиной 0,68 м и толщиной стенки 1,5 мм. С внешней стороны трубки в специальных пазах глубиной 0,75 мм заложены 16 нихром-константановых термопар с диаметром проволоки 0,2 мм. Термопары закладывались с интервалами 25 и 50 мм по длине трубы. Нагревателем служила нихромовая лента 3в, отделенная от наружной поверхности трубки слоем слюды 3б. Источником напряжения служил трансформатор РНО-250-10. Нагреватель с внешней стороны изолировался слоем асбеста 3г. Потери тепла в окружающую среду определялись в специальных тарировочных опытах без прокачки жидкости через канал в зависимости от разности температур нагревателя и окружающей среды. Перед теплообменным участком и на выходе после смесителя 5 были установлены

термопары для измерения начальной температуры и среднemasсовой температуры смеси на выходе из рабочего канала. Профили температур по поперечному сечению рабочего участка измерялись подвижными нихром-константановыми термопарами, изготовленными из проволоки диаметром 0,06 мм, королек термопары имел размер в направлении к стенке 40 мкм (4). Термопара перемещалась по сечению канала с помощью координатника. Длина микротермопары 57 мм, ее горячий спай расположен в сечении, где находился спай термопары, заложенной в стенку. Начальная координата устанавливалась по совмещению королька и его зеркального отображения в стенке трубы. Из-за малого размера термопара реагировала на пульсации потока. ТермоЭДС измерялась цифровым вольтметром Ф 30. Для получения средней температуры показания вольтметра осреднялись на частотомере 43-34А с временным интервалом 40 и 400 с. Все термопары тарировались в ультратермостате с погрешностью 0,1° С.

Рабочей жидкостью служил раствор 0,5 н едкого натра и 0,01 н ферри и ферроцианида калия в дистиллированной воде.

Опыты проводились при малых перепадах температуры между стенкой и потоком жидкости (<15° С) для исключения влияния естественной конвекции и испарения жидкости в газовой пазуры. Совпадение теплового баланса не хуже 5%.

Замеры температур по длине участка сравнивались с существующими зависимостями для течения однофазной жидкости с ламинарным и турбулентным режимами течения.

Во всех режимах поток фотографировался на участке визуализации 2 перед входом в обогреваемый участок с освещением импульсной лампой-вспышкой ИФК 20. В ряде режимов поток освещался двумя лампами-вспышками через фиксированный интервал времени, длительность которого задавалась с помощью генератора импульсов Г5-56. Скорость жидкой фазы в месте съемки определялась электрохимическим методом [5], скорость пузыря относительно стенки трубы — визуально. Стробоскопические фотографии снимались для двух позиций с фокусом на оси трубы (рис. 2) и на расстоянии от стенки порядка радиуса пузыря.

Определенная таким образом относительная скорость пузырей в ядре потока сравнивалась с зависимостями для всплывания твердых сфер [9].

$$v_r = 0,307r^{1,21}, \quad 1,5 < r < 10,$$

$$v_r = 0,693r^{0,858}, \quad 10 < r < 36,$$

где $v_r = (1/v_{жg})^{1/2} v_\infty$, $r = (g/v_{ж}^2)^{1/2} r_p$, v_∞ — скорость всплывания пузыря в большом объеме; r_p — радиус пузыря; $v_{ж}$ — вязкость жидкости; g — ускорение силы тяжести. Совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей для оси трубы удовлетворительное. Эти результаты хорошо согласуются с данными [10].

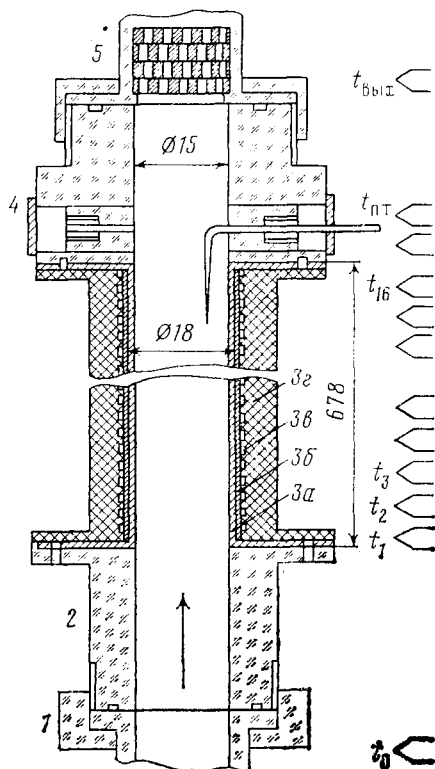


Рис. 1. Схема теплообменного участка.

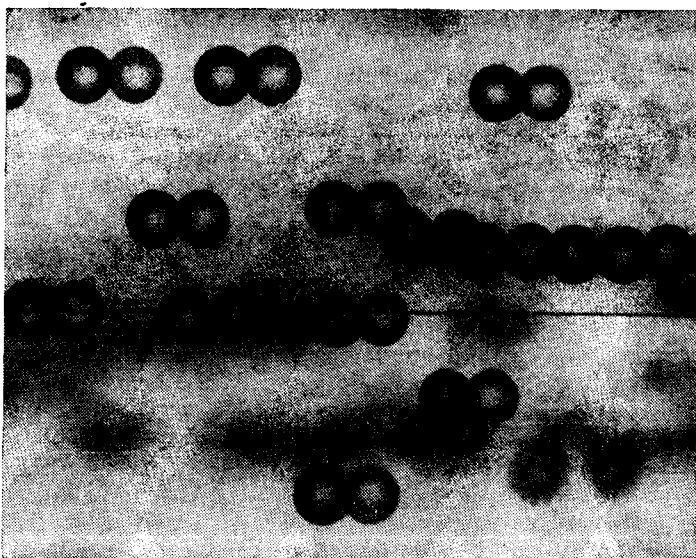


Рис. 2. Стробоскопическая фотография пузырей у стенки капала
($Re' = 1000$, $d_p = 0,6$, $\Delta t = 5$)

Были получены экспериментальные данные для чисел Re' до $4 \cdot 10^3$, газосодержаний β до 40% и диаметра пузыря 1,1 мм. В обработке использовались результаты [6] для Re' до 10^4 .

Наличие в потоке жидкости пузырьков газа существенно интенсифицирует процесс теплообмена (рис. 3, а, б). Теплообмен определяется двумя параметрами: диаметром пузыря и количеством газа. Независимо от Re' практически со входа в участок при $\beta > 1\%$ и $d_p \sim 1$ мм процесс теплообмена становится стабилизированным; только для очень малых газосодержаний стабилизация несколько затягивается (рис. 3, б).

При $Re' \leq 2000$ коэффициент теплообмена зависит только от количества газа при одном и том же диаметре пузыря и не зависит от приведенной скорости жидкости W_0' (рис. 4). В этих режимах течение существенно несимметричное, коэффициент теплообмена несколько колеблется по длине в зависимости от наполнения пузырькового подслоя по периферии трубы. Несимметрия исчезает с увеличением газосодержания и Re' . Среднее число $\overline{Nu} = \bar{\alpha} 2R / \lambda_{ж}$ постоянно для данного расхода газа и диаметра пузыря.

Профили температур по поперечному сечению рабочего участка (рис. 5, а, б) строились в безразмерных координатах $(T - T_{осн}) / (T_c - T_{осн}) = f(r/R)$. Они имеют два характерных участка: область линейного изменения температуры у стенки и ядро потока, где температура практически постоянна. Между этими областями находится переходная (буферная) зона, размер которой по порядку величины совпадает с диаметром пузыря.

Для нахождения корреляционной зависимости для расчета теплообмена предположим, что основное термическое сопротивление сосредоточено в тонком пристенном слое жидкости. Воспользуемся решением простой двухслойной задачи [11] о теплообмене от стенки к жидкости, фильтрующейся через неподвижный слой шаров при $q_c = \text{const}$

$$\overline{Nu}_p = \frac{2}{\lambda_{ж} / 4\lambda_{т} + \delta_{т} / R}, \quad (1)$$

где $\delta_{т}$ — толщина теплового подслоя. Толщина теплового подслоя определялась по профилям температур в месте отклонения температуры от линейной зависимости $q_c = \lambda_{ж} \partial T / \partial y$ и для исследованных режимов оказалась функцией параметра Re_{p21} , построенного по приведенной скорости

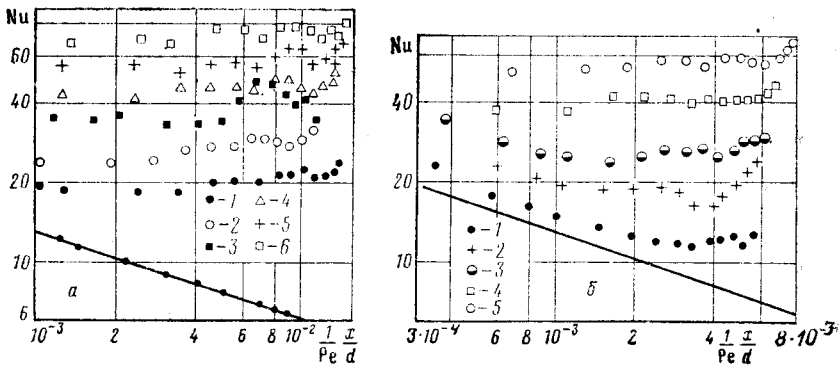


Рис. 3. а: зависимость коэффициента теплообмена от безразмерной приведенной длины ($Re'=500$, $d_n=1,1$ мм): 1 - $\beta=2,1\%$; 2 - 3,4; 3 - 6; 4 - 11; 5 - 16; 6 - зависимость коэффициента теплообмена от безразмерной приведенной длины ($Re'=1000$, $d_n=1,1$ м): 1 - $\beta=0,6\%$; 2 - 1,21; 3 - 2,1; 4 - 5,7; 5 - 10,7

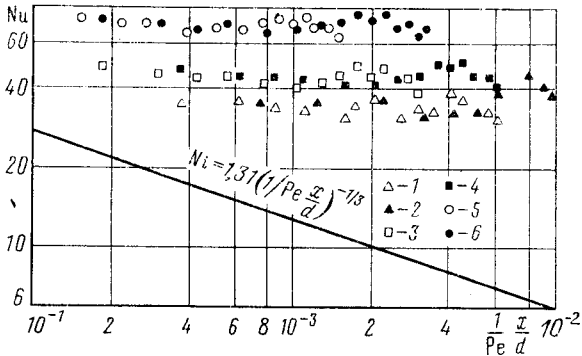


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплообмена от безразмерной приведенной длины: 1 - $Re'=4000$, $\beta=3\%$; 2 - 500, 6; 3 - 2000, 3; 4 - 1000, 6; 5 - 4000, 6; 6 - 2000, 12

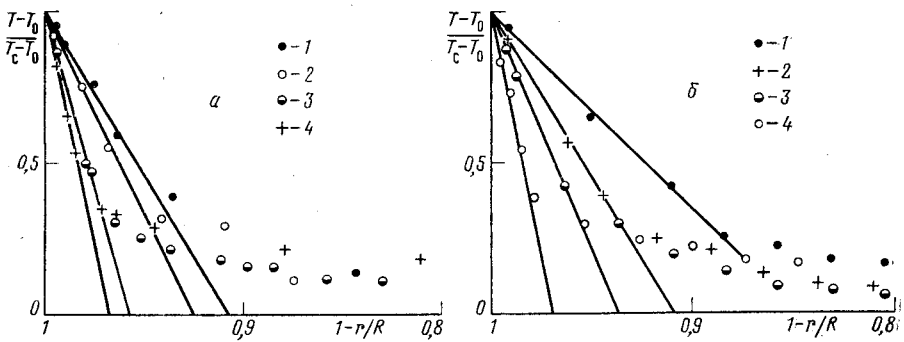


Рис. 5. а: профили температур ($Re'=500$, $d_n=1,1$ м): 1 - $\beta=2,1\%$; 2 - 3,4; 3 - 8,9; 4 - 16; б - профили температур ($Re'=1000$, $d_n=1,1$ м): 1 - $\beta=0,6\%$; 2 - 1,21; 3 - 2,26; 4 - 10,7

дрейфа [12] $j_{21}=W_{21}\bar{\varphi}(1-\bar{\varphi})$, диаметру пузыря d_n и вязкости жидкости $\nu_{ж}$. Здесь $W_{21}=W_o''/\bar{\varphi}-W_o'/(1-\bar{\varphi})$.

Для $500 < Re' < 4000$ и $d_n=1,1$ мм эта зависимость имеет вид (рис. 6)

$$\delta_{\tau}/R=0,05/\sqrt{Re_{j_{21}}}. \tag{2}$$

Среднее истинное газосодержание $\bar{\varphi}$ рассчитывалось по эмпирической корреляции Уоллиса $j_{21}=\nu_{\infty}\bar{\varphi}(1-\bar{\varphi})^n$, где $n=1,75$ для второй области по результатам [12]

$$\nu_{\infty}\bar{\varphi}(1-\bar{\varphi})^{1,75}=[W_o''/\bar{\varphi}-W_o'/(1-\bar{\varphi})](1-\bar{\varphi})\bar{\varphi}.$$

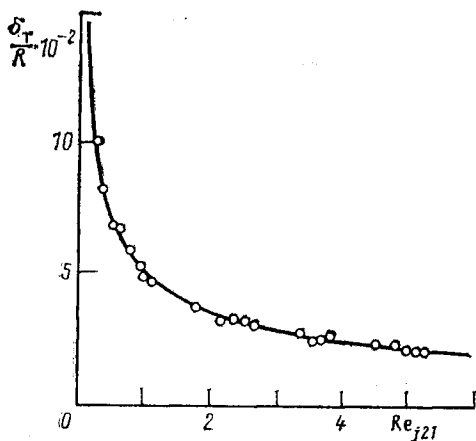


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость толщины теплового подслоя от Re_{j21}

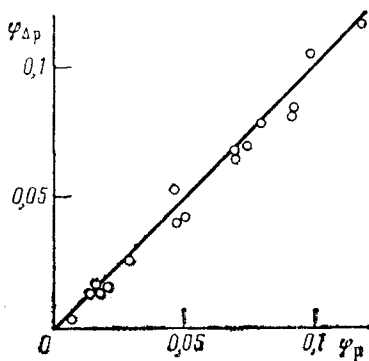


Рис. 7

Рис. 7. Сравнение расчетного (3) и экспериментального среднего истинного газосодержания

Раскладывая в ряд левую часть и ограничиваясь членами второго порядка малости, получим

$$\bar{\varphi}^3 - 2,66\bar{\varphi}^2 + 1,524 \frac{W_0' + W_0'' + v_\infty}{v_\infty} \bar{\varphi} - 1,524 \frac{W_0''}{v_\infty} = 0. \quad (3)$$

Решение кубического уравнения для среднего истинного газосодержания находилось методом Кардано.

Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными, полученными по перепаду давления на канале 15 мм длиной 1,2 м для малых скоростей жидкой фазы (рис. 7). Совпадение удовлетворительное.

Выражение для эффективной теплопроводности λ_T [13] получено в предположении изотропности пространственных пульсаций скорости в хаотической засышке шаров и отличается от [7] функциональной зависимостью от газосодержания

$$\frac{\lambda_T}{\lambda_{жк}} = \frac{2(1-\bar{\varphi})}{2+\bar{\varphi}} + \frac{Re_{j21} Pr_{жк}}{6\sqrt{2}\sqrt{\bar{\varphi}}}, \quad (4)$$

где $Pr_{жк} = \nu_{жк}/a$ — число Прандтля; член $2(1-\bar{\varphi})/(2+\bar{\varphi})$ представляет формулу Максвелла для эффективной теплопроводности жидкой фазы в присутствии адиабатических включений.

На рис. 8 сравниваются расчетный, полученный по (1) с учетом (2) и (4), и экспериментальный коэффициенты теплообмена, средние по длине нагреваемого участка. Отклонение не превышает $\pm 6\%$. Расчетные коэффициенты теплообмена для $Re' > 2000$ и малых газосодержаний при несовпадении расчетных и экспериментальных чисел Nu рассчитывались по формуле

$$\overline{Nu}^2 = \sqrt{Nu_0^2 + Nu_p^2},$$

где Nu_0 определялся по формуле для турбулентного течения однофазной жидкости.

Зависимость (2) получена для распределения газосодержания с «пиком» в пристенной области [5]. При $d_n > 1,3$ мм характерны слабо выраженный максимум или равномерное распределение концентрации по сечению канала [14]; в этом случае меняется константа в (2), сама же зависимость остается прежней.

Таким образом, размер теплового подслоя в восходящем пузырьковом течении существенно зависит от концентрации и относительной скорости

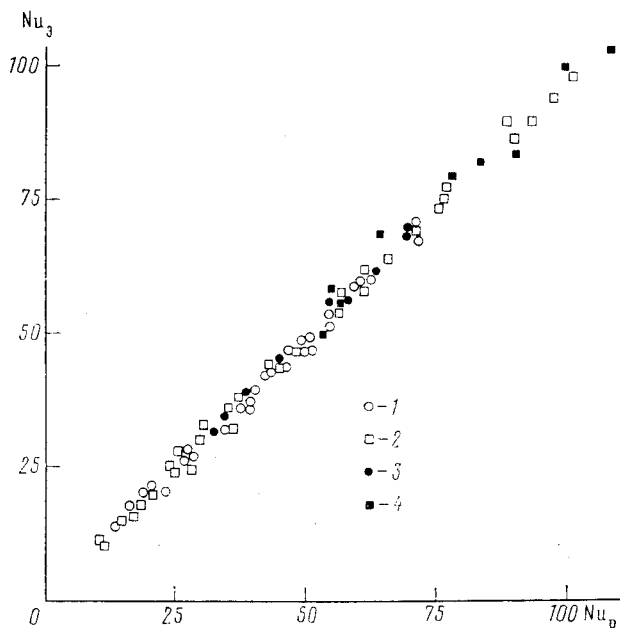


Рис. 8. Зависимость расчетного (1) и экспериментального средних коэффициентов теплообмена: 1 — данные авторов, 2 — [6], 3, 4 — $Re > 2000$

пузырей в пузырьковом подслое и значительно слабее — от концентрации пузырей в ядре потока.

Для малых размеров пузыря $d_p < 0,5$ мм значение ϕ в пузырьковом подслое достигает максимума уже при $\beta \sim 5\%$; дальнейшее незначительное увеличение теплообмена происходит за счет члена $\lambda_{ж}/4\lambda_{т}$ [6].

Механизм взаимодействия стенки с пузырьковым подслоем является определяющим в построении моделей гидродинамики и теплообмена восходящего пузырькового течения.

Институт теплофизики
СО АН СССР

Поступила в редакцию
22.XII.1987

ЛИТЕРАТУРА

1. Субботин В. И., Ибрагимов М. Х., Бобков В. П., Тычинский Н. А. // ДАН СССР. 1971. Т. 197. С. 52.
2. Galaup G. P. These, L'Universite scientifique et medical de Grenoble, 1975. 300 p.
3. Валуйкина Н. В., Кашинский О. Н. // ПМТФ. 1979. № 1. С. 93.
4. Кашинский О. Н., Валуйкина Н. В., Козьменко Б. К. // ИФЖ. 1979. Т. 36. № 4. С. 695.
5. Накоряков В. Е., Бурдуков А. П., Кашинский О. Н., Гешев П. И. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР. 1986. 248 с.
6. Ким И. Г. Исследование тепломассопереноса в псевдотурбулентном течении газожидкостных смесей в вертикальных трубах: Дис. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР. 1982. 201 с.
7. Sato Y., Sadatomi M., Sekoguchi K. // Int. J. Multiphase flow. 1981. V. 7. P. 167.
8. Доманский И. В., Тишин В. Б., Соколов В. Н. // ЖПХ. 1970. Т. 43. № 6. С. 1392.
9. Wallis G. B. // Int. J. Multiphase flow. 1974. V. 1. P. 491.
10. Durst F., Sconung B., Selanger K., Winter M. // Fluid Mech. 1986. V. 170. P. 53.
11. Ким И. Г., Мушин В. А., Смирнова Н. Н. // ПМТФ. 1980. № 6. С. 53.
12. Уоллис Г. Б. Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972. 440 с.
13. Гольдшиг М. А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984. 163 с.
14. Sekogushi K., Nakazatomi M., Sato Y., Tanaka O. // Bull. JSME. 1980. V. 23. N 184. P. 1625.