

Г.И.Пальченко¹, В.А.Бородуля¹, К.Брейтхольц², Б.Леккнер²

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В НАДСЛОЕВОМ ОБЪЕМЕ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО И ЦИРКУЛИРУЮЩЕГО ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЕВ: ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ?

¹АНК “Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова” НАН Беларуси

²Чалмерсский технологический университет, Гетеборг, Швеция

Моделирование, расчет и проектирование перспективных топочных устройств с псевдоожигенным слоем (ПС) и циркулирующим псевдоожигенным слоем (ЦПС) требуют детального знания закономерностей тепло- и массообмена в топочной камере, которые, в свою очередь, тесно связаны с гидродинамикой слоя. Основное различие между этими разновидностями псевдоожигенных систем состоит в том, что скорости фильтрации газа U в ПС существенно ниже скорости витания среднестатистической частицы слоя U_t , тогда как в ЦПС $U > U_t$. Соответственно концентрация частиц в верхней (транспортной) зоне ЦПС намного выше, чем в надслоевом объеме ПС.

Экспериментально установлено, что вследствие “взрывов” газовых пузырей на выходе из СПС течение газа в надслоевом объеме ПС имеет турбулентный характер, причем масштабы турбулентности на интегральном уровне определяются частотой и другими характеристиками пузырей [1, 2]. Недавние исследования [3, 4] показали, что при наличии достаточно большого количества твердого материала в контуре циркуляции, несмотря на высокие скорости фильтрации, в прирешеточной зоне ЦПС формируется подслоя со столь же высокой средней концентрацией частиц, как в ПС. В этом подслое наблюдается сегрегация твердой и газовой фаз, характерная для ПС, выражающаяся в образовании и мощных “взрывах” своеобразных газовых пузырей. Последнее обстоятельство позволяет предположить общность механизмов возникновения турбулентных (псевдотурбулентных) пульсаций газа и частиц в надслоевом объеме ПС и транспортной зоне ЦПС (которая в дальнейшем для простоты также именуется «надслоевым объемом»).

В работе [5] были проведены оценки характеристик турбулентности, обусловленной взрывами пузырей, на верхней границе плотного подслоя в топке экспериментально-промышленного котла с ЦПС тепловой мощностью 12 МВт_т Чалмерсского технологического университета. Оценки, основанные на экспериментальных спектрах пульсаций статического давления, показали, что среднеквадратичная пульсационная скорость имеет величину порядка средней скорости фильтрации газа, а интегральный масштаб турбулентности – эквивалентного диаметра топки. В то же время анализ экспериментальных данных по горизонтальному перемешиванию газа и частиц в надслоевом объеме ЦПС показал, что эти процессы характеризуются значительно меньшими масштабами, соответствующими оценкам [5]

тейлоровского пространственного и скоростного масштаба. Это косвенно указывает на каскадный перенос энергии крупных вихрей (роль которых особенно велика в зоне динамических выбросов непосредственно над подслоем), порождаемых взрывами пузырей, к более мелким структурам. Последние, согласно гипотезе Кармана, ответственны за локальные условия течения в транспортной зоне и турбулентное перемешивание [6].

Известно, что искусственная турбулизация однофазных потоков приводит к существенной интенсификации тепло- и массообмена. Типичным примером этого является увеличение коэффициента теплоотдачи в поперечно обтекаемом пучке труб при переходе от первого по ходу газов ко второму и третьему рядам труб (см., например, [7]). Причиной этого является срыв кармановых вихрей при обтекании труб, что приводит к последовательному росту завихренности потока в окрестности второго и третьего рядов и последующей стабилизации течения в глубине пучка.

Иная картина наблюдалась при установке пучка труб с редкими кольцевыми ребрами в надслоевом объеме ПС [8]. При относительно низких скоростях фильтрации газа, когда выбрасываемые из слоя частицы еще не достигали пучка, коэффициенты теплоотдачи труб первого (нижнего) и последующих рядов практически не различались и были существенно выше, чем в однофазном потоке. Объяснением этому может служить турбулизация газового потока взрывами пузырей до входа в пучок. При этом, очевидно, набегающий поток содержал вихри с волновыми числами, близкими к кармановым.

Таким образом, турбулизация газового потока пузырями способна интенсифицировать перенос тепла к поверхностям нагрева, размещенным в надслоевом объеме топок с ПС, а также тепло- и массообмен горящих частиц топлива, попадающих туда вследствие динамических выбросов и уноса твердого материала из ПС. Влияние турбулентности на процессы переноса может быть особенно важным в топках с ЦПС, где концентрация частиц намного выше, чем в надслоевом объеме с ПС. Последнее обстоятельство, однако, способно привести к подавлению турбулентных пульсаций газа большими массами взвешенных частиц. В настоящей работе представлены результаты измерения газоконвективной (далее – просто “конвективной” в отличие от “кондуктивного” переноса тепла конвекцией частиц) составляющей коэффициента теплоотдачи поперечно обтекаемого цилиндра и сферы, расположенных в надслоевом объеме ПС и ЦПС. На основании сопоставления этих данных между собой, а также с аналогичными измерениями в однофазных потоках обсуждается возможность существования турбулентности в надслоевом объеме ЦПС.

Эксперимент. Измерения проводились в установках, схематично изображенных в одном масштабе на рис. 1. Условия опытов приведены в табл. 1.

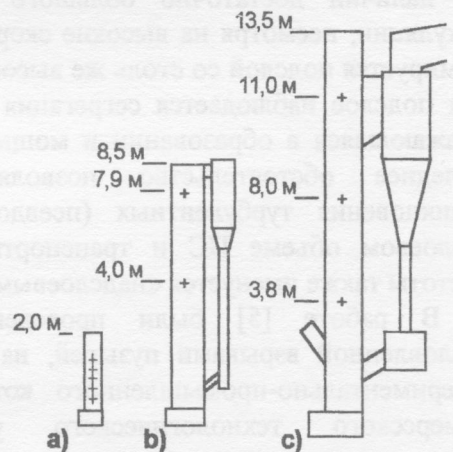


Рис. 1. Опытные стенды: а) холодный ПС (серия 1), б) холодный ЦПС (серия 2), в) топка котла с ЦПС мощностью 12 МВт_т (серия 3). Позиции датчиков отмечены крестиками

Таблица 1

Характеристика	Серия 1	Серия 2	Серия 3
Тип установки	Холодный ПС	Холодный ЦПС	Топка с ЦПС
Поперечное сечение, м	0,40 × 0,25	0,70 × 0,12	1,72 × 1,44
Высота аппарата, м	2,0	8,5	13,5
Статическая высота слоя, м	0,25	0,4	0,35
Высота установки датчика, м	0,315; 0,365; 0,465; 0,620; 1,200	4,05; 7,85	3,8; 8,0; 11,0
Форма датчика	Цилиндр	Сфера	Сфера
Диаметр датчика, мм	30	5; 10; 15	10; 15
Материал датчика	Медь	Латунь	Сталь, серебро
Материал частиц слоя	Корунд, песок, аглопорит, шамот	Песок	Песок
Средний диаметр частиц, мм	0,13; 0,25; 1,68; 3,46	0,46	0,22; 0,35
Плотность частиц, кг/м ³	3800; 2540; 1640; 2300	2600	2600
Температура слоя, К	303	303	1123
Скорость фильтрации, м/с	0,1 - 2,5	1,0 - 6,0	1,5 - 4,5
Средняя плотность слоя на уровне датчика, кг/м ³	ρ_T	$\rho_T - 27$	1 - 35

Серия 1. В опытах измерялся суммарный коэффициент теплоотдачи одиночного горизонтального цилиндра, установленного в надслоевом объеме ПС [9]. Датчик-калориметр, снабженный внутренним электрическим обогревателем, имел наружный диаметр 30 мм и устанавливался на уровне 65-950 мм над статической высотой слоя. Систематическая погрешность измерения, обусловленная высокой температурой нагревателя и потерями тепла через торцы датчика (не более +6 %), учитывалась при обработке данных. Случайная погрешность измерения среднего коэффициента теплоотдачи не превышала $\pm 3\%$.

Типичные экспериментальные зависимости коэффициента теплоотдачи от скорости фильтрации газа показаны на рис. 2. Результаты измерений на разных уровнях над статической высотой слоя, полученные при низких скоростях газа, практически совпадают и накладываются на единую кривую. Эта часть данных соответствует конвективному теплообмену ($\alpha = \alpha_{\text{конв}}$), поскольку частицы слоя не достигали поверхности датчика. С увеличением скорости газа частицы попадают на все более высокие уровни надслоевого объема и их средняя во времени локальная концентрация возрастает. Это приводит к отчетливой зависимости суммарного коэффициента теплоотдачи от высоты над слоем, что обусловлено вкладом кондуктивной составляющей в суммарный коэффициент теплоотдачи: $\alpha = \alpha_{\text{конв}} + \alpha_{\text{конд}}$. Нижняя оценка

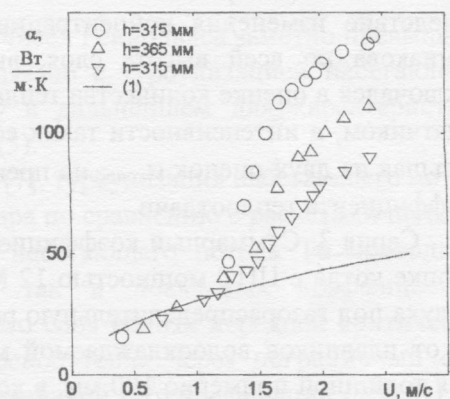


Рис. 2. Суммарный коэффициент теплоотдачи горизонтальной трубы на разных уровнях h над статической высотой ПС. Материал слоя — шамот, $d=3.2$ мм

конвективной составляющей в последнем выражении была получена путем экстраполяции кривой, описывающей значения α в области низких скоростей на рис. 2, на область высоких скоростей. Эта оценка подразумевает, что присутствие частиц в окрестности датчика не влияет на конвективную составляющую коэффициента теплоотдачи (хотя последняя может возрастать вследствие перекрытия поперечного сечения твердой фазой и "обновления" пограничного слоя соударяющимися с датчиком частицами) и используется в дальнейшем в качестве $\alpha_{\text{конв}}$. В результате обобщения собственных и литературных данных в [9] получена следующая эмпирическая зависимость для расчета конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи цилиндра ($Re = 200 - 5000$, $Pr \approx 0,7$):

$$Nu = 0.89 Re^{0.5} Pr^{0.33} \quad (1)$$

Серия 2. В опытах измерялся суммарный коэффициент теплоотдачи латунного сферического датчика, размещенного в верхней зоне холодной установки с ЦПС. При скоростях фильтрации газа менее 4 м/с, что было близко к скорости витания одиночной частицы, в аппарате практически отсутствовала внешняя циркуляция материала, т.е. слой существовал в режиме ПС. При более высоких скоростях слой переходил в состояние ЦПС, хотя в его нижней зоне высотой порядка 0,5 м наблюдался плотный подслой с характерным для ПС образованием пузырей.

Датчик нагревался вне слоя до температуры около 200°C, после чего быстро вводился на рабочую позицию в центре аппарата. Коэффициент теплоотдачи рассчитывался по темпу охлаждения датчика, измеряемому с помощью вваренной в него термопары. Конвективная составляющая коэффициента теплоотдачи в режиме ПС определялась как $\alpha_{\text{конв}} = \alpha$, а в режиме ЦПС - как разность между суммарным α и кондуктивной составляющей $\alpha_{\text{конд}}$. Последняя оценивалась двумя методами. Первый был основан на предположении, что $\alpha_{\text{конд}}$ изменяется по высоте аппарата только вследствие изменения концентрации частиц, причем зависимость $\alpha_{\text{конд}} = f(1 - \varepsilon)$ одинакова по всей высоте слоя, включая плотный подслой [10]. Второй подход заключался в оценке количества тепла, передаваемого частице слоя при ее соударении с датчиком, и интенсивности таких соударений [11]. При расчете $\alpha_{\text{конв}}$ использовалась бóльшая из двух оценок $\alpha_{\text{конд}}$, не превышавшая в условиях опытов 6 % от суммарного коэффициента теплоотдачи.

Серия 3. Суммарный коэффициент теплоотдачи сферического датчика измерялся в топке котла с ЦПС мощностью 12 МВт_т [10]. Опыты проводились при подаче всего воздуха под газораспределительную решетку. Датчики размещались на расстоянии 250 мм от плавников водоохлаждаемой мембранной стенки - за пределами пристенного слоя толщиной примерно 100 мм, в котором наблюдается опускное движение частиц и сосредоточены основные температурные и концентрационные перепады между холодной стенкой и ядром слоя.

Суммарный коэффициент теплоотдачи α рассчитывался по темпу нагрева датчика, измеряемому с помощью вваренной в него термопары. Конвективная составляющая коэффициента теплоотдачи определялась как разность $\alpha_{\text{конв}} = \alpha - \alpha_{\text{конд}} - \alpha_{\text{рад}}$, радиационная составляющая - с помощью применения датчиков с разными радиационными характеристиками (стальных и серебряных), различие между показаниями которых при прочих равных условиях обусловлено лучистым переносом тепла. Установлено, что вклад последнего в суммарный коэффициент теплоотдачи

составлял 20 – 30 % для серебряных датчиков и 40 – 60 % для стальных. Вклад кондуктивной составляющей оценивался так же, как в серии 2, и не превышал 10 %. Полученные таким образом величины $\alpha_{\text{конв}}$ в топке с ЦПС следует рассматривать лишь как качественные оценки. Причинами этого являются как отмеченные модельные допущения, так и некоторые экспериментальные проблемы (раздельное измерение локальной температуры слоя в отсутствие датчика, влияние теплопроводности державки датчика и термопары на измеряемую температуру датчика и др.), более подробно обсуждаемые в [10].

Теория. Невозмущенный однофазный поток. Опытные данные различных авторов по теплоотдаче поперечно обтекаемого изолированного цилиндра обобщены в [7] следующей корреляцией (см. рис. 3):

$$Nu = a Re^b Pr^c, \quad (2)$$

где $c=0,4=\text{const}$, а параметры a и b являются функциями числа Рейнольдса: $a=0,715$ и $b=0,46$ при $80 < Re < 5 \cdot 10^3$; $a=0,226$ и $b=0,60$ при $Re > 5 \cdot 10^3$. Впоследствии параметры корреляции (2) были уточнены в [12]: $c=0,37=\text{const}$; $a=0,52$ и $b=0,50$ при $40 < Re < 10^3$; $a=0,26$ и $b=0,60$ при $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$.

Для расчета коэффициента теплоотдачи изолированной сферы в западной литературе обычно используется уравнение Фресслинга [13] с округленными по сравнению с первоисточником параметрами:

$$Nu = 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33}, \quad (3)$$

тогда как в советской литературе чаще использовалась эмпирическая формула [14]

$$Nu = 2 + 0,03 Re^{0,54} Pr^{0,33} + 0,35 Re^{0,58} Pr^{0,35}. \quad (4)$$

На рис. 4 расчеты по (4) в области высоких чисел Рейнольдса заметно превышают аналогичные расчеты по (3). Возможно, это связано с турбулизацией набегающего потока в условиях измерений в [14], поэтому в дальнейшем для характеристики невозмущенного потока используется уравнение (3).

Завихренный набегающий поток. Согласно [7], турбулизация набегающего потока приводит к интенсификации теплоотдачи цилиндра по сравнению с расчетами по (2) на 20-60 %. Увеличение степени турбулентности набегающего потока Tu приводит к повышению как среднего по поверхности, так и локальных коэффициентов теплоотдачи в области ламинарного пограничного слоя вблизи передней критической точки (ПКТ) и в кормовой области [15]. Перенос тепла через пограничный слой возрастает линейно с ростом Tu , достигая максимальной интенсификации ($\approx 50\%$) при $Tu \approx 0,1$ и затем стабилизируясь на этом уровне [16]. Еще более резкий рост локального коэффициента теплоотдачи вблизи ПКТ цилиндра установлен в [17]: отношение коэффициентов теплоотдачи при наличии и отсутствии завихренности достигало 1,5 при $Tu \approx 0,05$ и затем медленно увеличивалось до $\approx 1,6$. Это явление обычно связывают с проникновением мелких вихрей из ядра потока в пограничный слой. Косвенным подтверждением тому является увеличение интенсивности пульсаций локального коэффициента теплоотдачи в области ПКТ [15]. В кормовой зоне, напротив, изначально высокая интенсивность пульсаций коэффициента теплоотдачи,

обусловленная срывом кармановых вихрей, снижается с ростом степени турбулентности набегающего потока. Частота срыва вихрей f_0 увеличивается с ростом числа Рейнольдса таким образом, что соответствующий критерий Струхала остается постоянным ($St = 0,21$). При $Re = \text{const}$ St и f_0 не зависят от степени турбулентности набегающего потока при относительно малом интегральном масштабе турбулентности ($0,1 < L/D < 0,4$), хотя при больших значениях L/D увеличение Tu приводило к снижению St ниже значения $0,21$ [15].

Средний коэффициент теплоотдачи цилиндра зависит не только от степени турбулентности, но и от ее масштаба [18]:

$$Nu/(Nu)_{Tu=0} = 1 + \varphi(Re \cdot Tu) \cdot \psi(L/D). \quad (5)$$

Функция $\varphi(Re \cdot Tu)$ монотонно растет с увеличением аргумента, а $\psi(L/D) \rightarrow 0$ как при $L \ll D$, так и при $L \gg D$ и имеет максимум при $L/D \approx 1.6$. По-видимому, последняя функция неявно учитывает вклад кормовой зоны в средний коэффициент теплоотдачи. Экстремальный вид этой функции в [18] связан с резонансным эффектом, вызванным совпадением характерной частоты турбулентных пульсаций $f_t \sim U/L$ и частоты срыва вихрей f_0 .

Таким образом, условиями максимальной интенсификации теплоотдачи цилиндра за счет турбулизации набегающего потока являются: а) достаточно высокая степень турбулентности ($Tu > 0,1$); б) близость характерного масштаба турбулентности к диаметру датчика ($L/D \sim 1$); в) близость характерной частоты турбулентности к собственной частоте цилиндра.

Двухфазный поток газ-твердое. Модель турбулентности в надслоевом объеме ПС, вызванной взрывами пузырей, была предложена в [2]. В соответствии с ней пульсационная скорость на верхней границе слоя имеет порядок скорости фильтрации газа и затем незначительно затухает по высоте аппарата (не более чем в два раза для условий серии 1, см. табл. 1). Интегральный масштаб турбулентности на порядок больше среднего диаметра пузыря, $L = 10D_b$. Последняя оценка получена путем регрессионного анализа опытных данных для диапазона $D_b = 0,024 - 0,460$ м. Это соответствует крупномасштабным пульсациям, которые могли бы влиять на теплоотдачу малых датчиков (см. табл. 1) только при развитой турбулентности с присутствием в потоке высокочастотных вихрей, эффективный масштаб которых отвечает уравнению (5) и условиям а – в.

Оценки характеристик турбулентности на верхней границе плотного подслоя ЦПС, выполненные в соответствии с [5] для условий серий 2 и 3 настоящей работы, приведены в табл. 2. Данные оценки основаны на следующих предположениях: 1) интегральный масштаб пульсаций определяется частотой пузырей [1]; 2) полная скорость диссипации энергии оценивается по мощности газового потока на входе в аппарат, приходящейся на единицу массы газа; 3) полная скорость диссипации аддитивно складывается из обычной вязкостной диссипации в газовой фазе ($\epsilon_r \sim gU$) и диссипации, обусловленной наличием частиц; 4) энергетический спектр турбулентности газа соответствует спектральному закону Колмогорова [6].

Как следует из табл. 2, оценки интегрального масштаба и степени турбулентности в ЦПС качественно согласуются с аналогичными оценками для ПС. Соответствующие крупномасштабные пульсации не способны влиять на теплоотдачу малых датчиков. В

то же время оценки тейлоровских длины, скорости $u'_\lambda \sim (\varepsilon_r \lambda)^{1/3}$ и частоты $f_{T,\lambda} \sim u'_\lambda / \lambda$ отвечают уравнению (5) и условиям а – в.

Таблица 2

Аппарат	Интегральный масштаб		Тейлоровский масштаб		
	L / D	u' / U	λ / D	u'_λ / U	$f_{T,\lambda} / f_0$
12 МВт топка с ЦПС		0,9 – 1,2		0,2 – 0,4	0,5 – 1,6
d=0,35 мм, D = 10 мм	57 – 111		1,5 – 1,8		
D = 15 мм	38 – 100		1,0 – 1,2		
d=0,22 мм, D = 15 мм	32 – 57		1,3 – 1,6		
Холодный ЦПС		0,5 – 1,2		0,1 – 0,4	0,6 – 4,4
d=0,47 мм, D = 5 мм	32 – 66		1,2		
D = 10 мм	17 – 32		0,6		
D = 15 мм	11 – 25		0,4		

Результаты и обсуждение. Экспериментальные значения конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи горизонтального цилиндра в надслоевом объеме ПС представлены в безразмерных координатах на рис. 3. Там же показаны литературные данные [19, 20]. Опытные точки на рис. 3 расположены примерно на 50 % выше расчетов по уравнению (1) для однофазного невозмущенного потока. Такая интенсификация теплообмена соответствует влиянию турбулентности с $Tu > 0,1$ на перенос тепла через пограничный слой вблизи ПКТ [16, 17]. Поскольку на рис. 3 приведены средние по поверхности датчика коэффициенты теплоотдачи, можно предположить, что примерно в такой же степени улучшился локальный коэффициент теплоотдачи и в кормовой области цилиндра. Согласно уравнению (5), это могло иметь место при развитой турбулентности, содержащей мелкомасштабные вихри, отвечающие условиям а – в. Напомним, что опытные данные на рис. 3 по определению соответствуют условиям, когда выбрасываемые из слоя частицы не достигали датчика. Таким образом, единственной (кроме турбулентности) причиной интенсификации теплообмена могла быть повышенная запыленность газа продуктами истирания материала ПС. Однако эффект такого механизма не мог быть сколько-нибудь существенным по ограничениям как размера частиц, так и их концентрации [21].

Экспериментальные значения конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи сферы в транспортной зоне холодного ЦПС приведены на рис. 4. Как и на рис. 3, опытные точки, соответствующие $H=4$ м, лежат примерно на 50 % выше расчетов по уравнению (3), которое принимаем за начало отсчета для условий невозмущенного однофазного потока. Подобная интенсификация теплообмена также может быть отнесена на счет турбулентности набегающего потока. При этом оценки характеристик турбулентности, приведенные в табл. 2, подтверждают возможность этого при условии выбора тейлоровского масштаба в качестве эффективного. Опытные

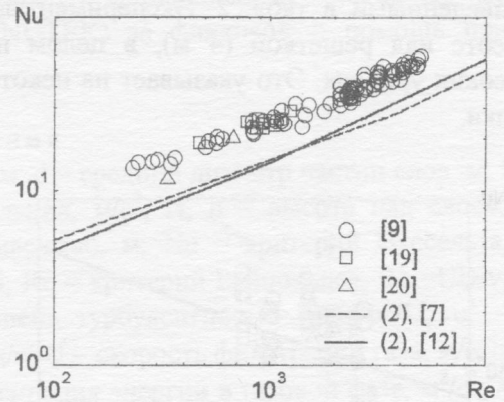


Рис. 3. Конвективный теплообмен цилиндра в надслоевом объеме ПС (серия 1)

данные, измеренные на высоте 7,9 м над газораспределительной решеткой, лежат на рис. 4 несколько ниже, чем при $H=4$ м, хотя и выше расчетов по (3) в среднем на 30 %. Это вполне согласуется с турбулентной природой интенсификации теплообмена, если принять во внимание вырождение турбулентности по высоте аппарата. Интересно отметить, что режимный переход от ПС к ЦПС при $U \approx 4$ м/с не сказался на виде экспериментальной зависимости $Nu=f(Re)$ на рис. 4.

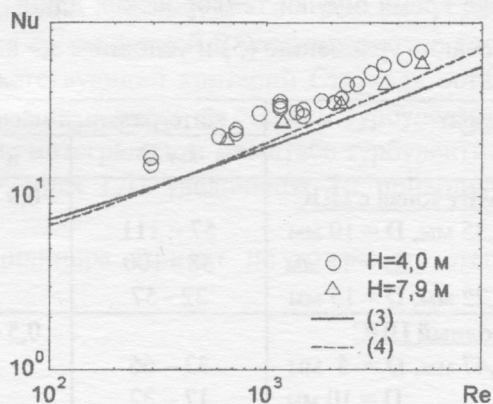


Рис. 4. Конвективный теплообмен сферы в транспортной зоне ЦПС (серия 2)

Результаты измерений в топке с ЦПС приведены на рис. 5. Несмотря на достаточно большой разброс, опытные данные лежат в среднем на 44 % выше расчетов по уравнению (3), что качественно согласуется с предыдущими результатами и оценками характеристик турбулентности, приведенными в табл. 2. Экспериментальные данные, полученные на минимальной высоте над решеткой (4 м), в целом превышают результаты измерений на более высоких уровнях. Это указывает на некоторое вырождение турбулентности по высоте топки.

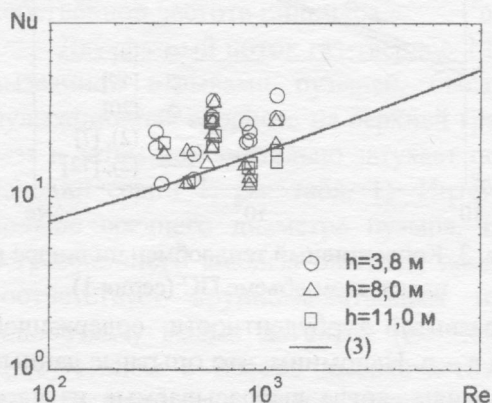


Рис. 5. Конвективный теплообмен сферы в транспортной зоне топки с ЦПС (серия 3)

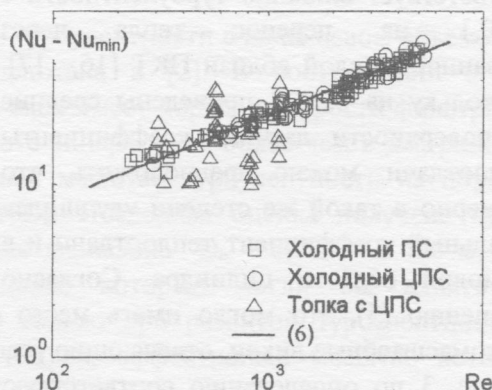


Рис. 6. Сравнение данных по конвективному теплообмену в ПС и ЦПС

На рис. 6 представлено сравнение результатов всех трех серий опытов, включая литературные данные [19, 20] для ПС. Выбор вертикальной координаты ($Nu - Nu_{min}$) связан с тем, что теоретически нижним пределом безразмерного коэффициента теплоотдачи сферы при $Re = 0$ является $Nu_{min}=2$, тогда как для цилиндра $Nu_{min}=0$. Как видно из рис. 6, все данные описываются единым уравнением регрессии (6) со средним относительным разбросом 21 %:

$$Nu = Nu_{min} + 0.89 Re^{0.5} Pr^{0.33} \quad (6)$$

Последний результат свидетельствует о сходстве механизмов конвективного теплообмена в надслоевом объеме ПС и транспортной зоне ЦПС. Приведенный выше

анализ позволяет предположить, что это сходство базируется на турбулентном режиме течения газа, связанном с образованием и взрывами газовых пузырей в ПС и плотном подслое ЦПС.

Разброс данных серии 3 относительно уравнения (6) на рис. 6 значительно превышает среднюю погрешность, однако качественно они группируются вокруг расчетной кривой. Это подтверждает надежность данной серии опытов, несмотря на экспериментальные трудности, не позволившие добиться большей точности измерений. Более простая структура корреляции (6) в сравнении с уравнениями (2) и (4) оправдана относительно узким диапазоном чисел Рейнольдса ($230 < Re < 5300$).

Расчеты по корреляции (6) приведены также на рис. 2 для иллюстрации вклада конвективной составляющей в суммарный коэффициент теплоотдачи в надслоевом объеме ПС. Предполагая справедливость аналогии между конвективным теплообменом и массообменом в рассматриваемых условиях, можно рекомендовать зависимость (6) для оценки коэффициентов массоотдачи в надслоевом объеме ПС и ЦПС путем замены чисел Нуссельта и Прандтля соответственно на критерии Шервуда и Шмидта.

Авторы выражают благодарность Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований и Шведскому национальному техническому управлению по промышленному развитию (NUTEK) за финансовую помощь при выполнении настоящей работы.

Обозначения

D – диаметр датчика, м; D_b – диаметр пузыря, м; d – средний диаметр частиц слоя, м; f – частота, Гц; g – ускорение свободного падения, m/c^2 ; H , h – высота над слоем, газораспределителем, м; L – интегральный масштаб, м; Nu – критерий Нуссельта, $Nu = \alpha_{конв} D / \lambda_r$; Pt – критерий Прандтля, $Pt = \nu / a$; Re – критерий Рейнольдса, $Re = UD / \nu$; St – критерий Струхала, $St = f_0 D / U$; Tu – степень турбулентности, $Tu = u' / U$; u' – среднеквадратичная пульсационная скорость, м/с; U – скорость фильтрации газа, м/с; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(m^2K); ϵ_r – диссипация энергии в газовой фазе, m^2/c^3 ; λ – тейлоровский линейный масштаб, м; ρ , ρ_r – плотность частиц, газа, kg/m^3 ; ϕ , ψ – графические функции в (5). **Индексы:** г – газ; конв – газоконвективный; конд – кондуктивный; min – минимальный; о – срыв вихрей; т – турбулентный; λ – тейлоровский масштаб. **Сокращения:** ПКТ – передняя критическая точка; ПС – псевдооживленный (кипящий) слой; ЦПС – циркулирующий псевдооживленный слой.

Литература

1. Horio M., Taki A., Hsieh Y. S. Elutriation of particles transport through the freeboard of a gas-solid fluidized bed // Fluidization III. New York: Plenum, 1980. P. 509-518.
2. Honing G. van der. Volatile and char combustion in large scale fluidized bed combustors. Ph.D. Thesis. Twente: Twente University of Technology, 1991.
3. Svensson A., Johnsson F., Leckner B. Fluidization regimes in non-slugging fluidized beds: the influence of pressure drop across the air distributor // Powder Technol. 1996. Vol. 86. P. 299-312.
4. Leckner B. Fluidized bed combustion: achievements and problems // Proc. 26th Symp. (Int.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Institute, 1996. P. 3231-3241.
5. Palchonok G.I., Johnsson F., Leckner B. Estimates of turbulence effects in CFB boilers // Circulating Fluidized Bed Technology V. Beijing: Science Press, 1996. P. 440-445.

6. Хинце И.О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1967. 680 с.
7. Михеев М.А. Основы теплопередачи. М.;Л.: Госэнергоиздат, 1949. 396 с.
8. Аббас Фалих Хассан, Пальченко Г.И. Перенос тепла к развитым поверхностям в надслоевом объеме псевдооживленного слоя // Теплообмен-ММФ-92. Теплообмен в дисперсных системах. Т. 5. Минск: АНК "ИТМО им. А.В.Лыкова" АНБ, 1992. С. 19-22.
9. Аббас Фалих Хассан, Пальченко Г.И. Теплообмен в надслоевом объеме кипящего слоя // Изв. вузов. Энергетика. 1991. № 4. С. 73-81.
10. Palchonok G.I., Breitholtz C., Andersson B.-Å., Leckner B. Heat transfer in the boundary layer of a circulating fluidized bed boiler // Fluidization VIII. New York: Engineering Foundation, 1995. P.291-299.
11. Palchonok G.I., Breitholtz C., Thunman H., Leckner B. Impact of heat and mass transfer on combustion of a fuel particle in CFB boiler // Proc. 14th Int. Conf. on Fluidized Bed Combustion. ASME, Vancouver, 1997. P. 871-878.
12. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. М: Наука. 1982. 472 с.
13. Frössling N. Über die Verdunstung fallender Tropfen // Gerlands Beitr. Geophys. 1938. Vol. 52. P. 170-216.
14. Кацнельсон Б.Д., Тимофеева Ф.А. Исследование коэффициента теплоотдачи частиц в потоке в нестационарных условиях // Котлотурбостроение. 1948. № 5. С. 16-22.
15. Boulos M.I., Pei D.C. Dynamics of heat transfer from cylinders in a turbulent air stream // Int. J. Heat Mass Transfer. 1974. Vol. 17. P. 767-783.
16. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
17. Lowery G.W., Vachon, R.I. The effect of turbulence on heat transfer from heated cylinders // Int. J. Heat Mass Transfer. 1975. Vol. 18. P. 1229-1241.
18. Hegge Zijnen B. van der. Heat transfer from horizontal cylinders to a turbulent air flow // Appl. Scient. Res. 1957. Section A. Vol. 7. P. 205-223.
19. Xavier A.M., Davidson I.F. Heat transfer to surfaces immersed in fluidized beds and in the freeboard region // AIChE Symp. Ser. 1981. Vol. 77. P. 368-373.
20. George S.E., Grace I.R. Heat transfer to horizontal tubes in the freeboard region of a gas fluidized beds // AIChE Journ. 1982. Vol. 28. P. 759-765.
21. Горбис З.Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия, 1970. 424 с.