

УДК 536.24

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС ПРИ ПОДАВЛЕНИИ ПРИСТЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ТЕПЛООТДАЧЕЙ И СОПРОТИВЛЕНИЕМ ТРЕНИЯ

© 2019 г. А. Ф. Поляков*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: paf2003@mail.ru

Поступила в редакцию 30.10.2017 г.

После доработки 07.12.2017 г.

Принята к печати 26.12.2017 г.

Проведен анализ полученных ранее экспериментальных данных о более сильном уменьшении турбулентного переноса тепла по сравнению с переносом импульса при подавлении пристенной турбулентности. При этом теплоотдача уменьшается значительно сильнее, чем сопротивление трения. Рассмотрены три группы таких данных: начальная стадия влияния термогравитации на вынужденную конвекцию в вертикальных трубах; конфузурность течения; влияние полимерных добавок.

DOI: 10.1134/S0040364419010204

ВВЕДЕНИЕ

В статье анализируются полученные ранее в различных условиях экспериментальные данные по уменьшению теплоотдачи и сопротивления трения, обусловленному подавлением пристенной турбулентности. Рассматриваются три серии экспериментов, выполненных в различных институтах. Сначала анализируются данные по подавлению турбулентности в вертикальных трубах при устойчивой термической стратификации плотности (УТСП), когда влияние свободной конвекции еще несущественно (ИВТАН, [1–3]). Теплообмен в конфузурных каналах исследован в ИФТПЭ (Каунас) [4], МГТУ [5], ЦАГИ [6]. Влияние полимерных добавок к воде на подавление турбулентности и теплообмен изучено в Институте теплофизики СО РАН [7].

ПОДАВЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В УСЛОВИЯХ УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ ПЛОТНОСТИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБАХ

Иллюстрация режимов с уменьшением теплоотдачи представлена на рис. 1 в виде зависимости местного числа Нуссельта $Nu = \frac{q_w d}{(T_w - T_b)\lambda}$ от безразмер-

ной продольной координаты при установившемся турбулентном течении воздуха в трубе и постоянной плотности теплового потока на стенке $q_w = \text{const}$.

В условиях отсутствия влияния сил плавучести (термогравитации) при числе Прандтля $Pr = 0.7$ и числе Рейнольдса $Re = \bar{u}d/\nu = 5.1 \times 10^3$ вдали от

начала обогрева ($x/d > 40$) число Нуссельта принимает постоянное значение, равное 19 (рис. 1, точки 1), которое соответствует расчету по формуле для числа Нуссельта Nu_0 [8, 9], справедливой в диапазонах параметров $Pr = 0.6–10$, $Re = 4 \times 10^3–5 \times 10^4$:

$$Nu_0 = \frac{(\xi/8) Re Pr}{1 + 900/Re^{1.125} + 12/7 \sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (1)$$

$$\xi = 0.316/Re^{1/4}.$$

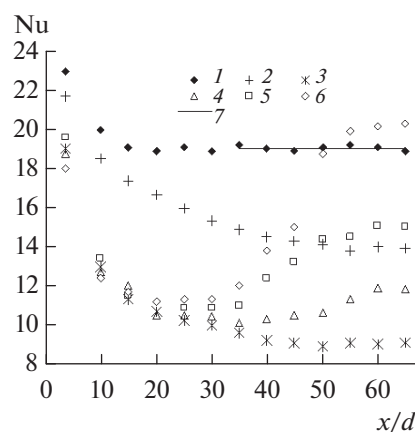


Рис. 1. Изменение числа Нуссельта при течении воздуха снизу вверх в обогреваемой трубе [2, 3] при $Re = 5.1 \times 10^3$: 1 — $Gr/Gr_0 < 1$, $Gr_0 = 9.4 \times 10^5$; 2 — $Gr = 4.7 \times 10^6$, $Gr/Gr_0 = 5$; 3 — 1.5×10^7 , 16; 4 — 2.9×10^7 , 30.8; 5 — 7.5×10^7 , 79.8; 6 — 2.3×10^8 , 244.7; 7 — расчет по (1).

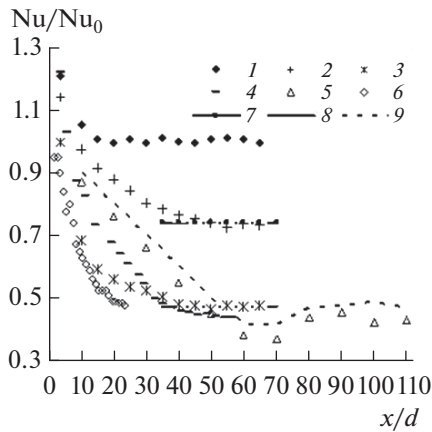


Рис. 2. Экспериментальные данные по относительным числам Нуссельта при подъемном течении воздуха (1–5, 7, 8) и воды (6) в обогреваемых трубах: 1 – [2, 3], Pr = 0.7, Re = 5.1 × 10³, Gr < Gr₀ = 9.4 × 10⁵; 2 – Gr = 4.7 × 10⁶, Gr/Gr₀ = 5; 3 – 1.5 × 10⁷, 16; 4 – [12], Pr = 0.7, Re = 9.8 × 10³, Gr = 1.22 × 10⁸, Gr/Gr₀ = 21; 5 – [13], Pr = 0.7, Re = 12.4 × 10³, Gr = 2 × 10⁸, Gr/Gr₀ = 18; 6 – Pr = 7, Re = 12 × 10³, Gr = 3.5 × 10⁹, Gr/Gr₀ = 25 [14]; 7, 8 – по (3) для 2, 3 соответственно; 9 – расчет [15] для 5.

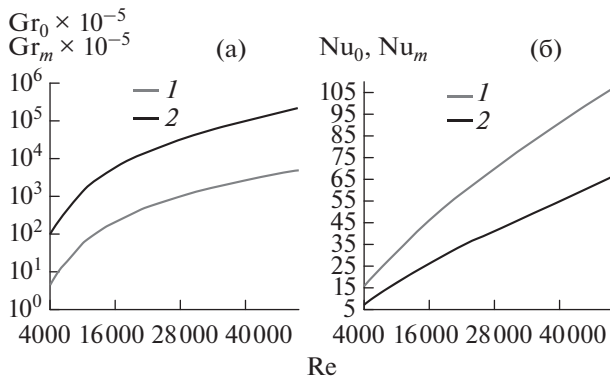


Рис. 3. Границы начала влияния термогравитации Gr₀ (а) – 1 и значения чисел Грасгофа Gr_m (а) – 2, соответствующие минимальному значению теплоотдачи Nu_m (б) – 2 при Pr = 0.7; Nu₀ – значения чисел Нуссельта в отсутствие влияния подъемных сил (б) – 1.

Влияние термогравитационных сил на коэффициент теплоотдачи становится заметным при числах Грасгофа Gr > Gr₀ (здесь и далее Gr = gβq_wd⁴/(λν²), d – диаметр трубы, g = 9.81 м/с² – ускорение силы тяжести, ν – кинематический коэффициент вязкости, ρ – плотность, λ – коэффициент теплопроводности, β = -1/ρ (∂ρ/∂T)_p – коэффициент объемного расширения жидкости).

Предельное число Грасгофа Gr₀, при котором подъемные силы еще не влияют существенно на теплоотдачу при вынужденном течении [1], характеризуется отклонением на 1% числа Нуссельта от его значения без влияния термогравитации при Pr = ρc_pν/λ = 0.6–200 и определяется следующей зависимостью:

$$Gr_0 = 9 \times 10^{-5} Pr^{1.15} Re^{2.75} \quad (2)$$

Анализ и обобщение экспериментальных данных проводятся для режимов с монотонным уменьшением теплоотдачи (рис. 1, точки 2, 3), обусловленных УТСП [10], в сопоставлении со стандартными данными (рис. 1, точки 1). При более высоких тепловых нагрузках начинает проявляться влияние свободной конвекции, что приводит, в конце концов, к развитию “режиму свободной конвекции” (точки 6) [11]. При этом вдали от начала обогрева теплоотдача также стабилизируется, однако при несколько больших расстояниях, а именно при x/d > 50. Подтверждением приведенных на рис. 1 данных для УТСП служат представленные на рис. 2 в относительных координатах результаты [12–15].

Для расчета теплоотдачи в рассматриваемой области начального влияния термогравитации в условиях УТСП при x/d > 40 с использованием результатов анализа [11] предлагается следующая формула:

$$Nu_g = \frac{Nu_0}{1 + 2.1 \times 10^5 Gr / (Pr Re^{3.4})} \quad (3)$$

где число Нуссельта без влияния термогравитации Nu₀ рассчитывается по (1).

Из приведенной ниже неявной зависимости при заданных Pr и Re (x/d > 40) определяется число Грасгофа Gr_m, при котором число Нуссельта минимально, а температура имеет наибольшее значение:

$$Nu_m = \frac{Nu_0}{1 + 2 \times 10^5 Gr_m / (Pr Re^{3.4})} = 0.19(Pr Gr_m)^{1/4} - 460(Pr Gr_m)^{-1/3} \quad (4)$$

Уравнения (3), (4) справедливы в диапазонах 0.6 < Pr < 10, 4 × 10³ < Re < 10⁵. В качестве примера на рис. 3а представлены значения Gr_m для Pr = 0.7 при 4 × 10³ < Re < 5 × 10⁴. Нужно иметь в виду, что значение Gr_m является предельным для достоверности зависимости (3). На этом же графике нанесена 1%-ная граница начала влияния термогравитации (подъемных сил в неизотермических условиях) на теплоотдачу Gr₀ (2). Таким образом, показанные данные определяют диапазон начального влияния подъемных сил [Gr₀...Gr_m],

связанный с уменьшением теплоотдачи. На рис. 3б показаны значения Nu_m , позволяющие определить максимальный перегрев стенки вертикальной трубы. Во всем показанном диапазоне влияние термогравитации может приводить к двукратному уменьшению теплоотдачи. В то же время, как показано в [16], сопротивление трения уменьшается на значительно меньшую величину. В таблице приведены примеры сопоставления соответствующих экспериментальных данных, числа Нуссельта для которых показаны на рис. 1 точками 2, 3. Видно, что теплоотдача уменьшается значительно сильнее, чем сопротивление трения.

Показанное различие изменений теплоотдачи и сопротивления трения при УТСП обусловлено затуханием пристенной турбулентности. При этом возникает необходимость выяснения, как это связано с изменениями турбулентного переноса тепла и турбулентного переноса импульса.

Вклад коэффициента турбулентной теплопроводности $a_t = \nu_t / Pr_t$ в теплоотдачу при $Pr > 0.5$ можно приближенно проследить по интегральному соотношению – интегралу Лайона [17]:

$$\frac{1}{Nu} = \frac{(T_w - T_b)\lambda}{q_w d} = 2 \int_0^1 \frac{\left(\int_0^R \frac{u}{\bar{u}} R dR \right)^2}{\left(1 + \frac{a_t}{a} \right) R} dR. \quad (5)$$

Подтверждением достоверности интеграла Лайона является то, что для ламинарного течения ($a_t = 0, U = 1 - R^2$) он дает общеизвестное значение $Nu = 48/11 = 4.36$. Влияние a_t на теплоотдачу можно условно в первом приближении проследить по (5), полагая $a_t = \text{const}$. При этом Nu уменьшается с ростом a_t . Далее исследовано изменение a_t , а в связи с ним и Nu при подавлении пристенной турбулентности в условиях влияния УТС. В рассматриваемых случаях, когда влияние свободной конвекции еще несущественно для такого анализа, возможно использовать соотношение (5).

На рис. 1–3 представлены экспериментальные данные по теплоотдаче для двух режимов с влиянием УТСП при $Pr = 0.7, Re = 5.1 \times 10^3$ и тепловых нагрузках $Gr = 4.7 \times 10^6$ ($Gr/Gr_0 = 5$), $Gr = 1.5 \times 10^7$ ($Gr/Gr_0 = 16$). Экспериментальные данные по характеристикам турбулентности получены в [2, 3] для промежуточного значения тепловой нагрузки: $Gr = 9 \times 10^6, Gr/Gr_0 = 9.6$.

Распределение скорости описывается выражением, предложенным в [18]:

$$U_c = 1 - \frac{(n-s)R^2 + (s-1)R^{2n}}{n-1}, \quad \bar{U}_c = \frac{n+s}{2(n+1)}, \quad (6)$$

$$\left. \frac{dU_c}{dR} \right|_{R=1} = -\frac{\xi Re \bar{U}_c}{16} = -2s,$$

где $U_c = u/u_c$ – безразмерная скорость, отнесенная к скорости на оси u_c ; $\bar{U}_c = \bar{u}/u_c$ – безразмерная средняя скорость; n, s – постоянные, определяемые по экспериментальным данным.

При $s = 1$ выражение (6) соответствует параболическому профилю скорости для ламинарного течения.

В результате обработки экспериментальных данных получены распределения скорости при $Re = 5100, Gr < Gr_0$ и $Gr = 9 \times 10^6$ соответственно:

$$U_{c0} = 1 - 0.2941R^2 - 0.7059R^{12...2}, \quad (7)$$

$$U_c = 1 - 0.14R^2 - 0.86R^{9...21}$$

с учетом соответствующих значений $n_0 = 6.1, s_0 = 4.6; n = 4.6, s = 4.1$.

Определение числа Нуссельта по (7) с использованием экспериментальных данных [2, 3] по распределениям скорости и коэффициенту турбулентного переноса тепла a_t начинается с вычисления для нормальных условий, т.е. без влияния термогравитации. Экспериментальные данные по a_{t0} описываются эмпирической зависимостью по радиусу трубы $0 \leq R \leq 1$:

$$\left(\frac{a_t}{a} \right) = 8R^{0.55}(1 - R^{5.5})^2. \quad (8)$$

Сопоставление зависимости (8) с данными экспериментов (точки 2) показано на рис. 4 линией 7.

Используя эмпирические соотношения (7), (8) для числа Нуссельта при $Re = 5100, Pr = 0.7, Gr < Gr_0$, получим

$$\frac{1}{Nu_0} = 8 \frac{(n_0 + 1)^2}{(n_0 + s_0)^2} \times \int_0^1 \frac{\left[\int_0^R R(1 - 0.2941R^2 - 0.7059R^{12...2}) dR \right]^2}{[1 + 8R^{0.55}(1 - R^{5.5})^2]R} dR. \quad (9)$$

Выполнив интегрирование в числителе и аппроксимируя степенной функцией подынтегральное выражение, находим следующее значение числа Nu_0 :

$$\frac{1}{Nu_0} = 0.0526 \int_0^1 (0.4R^2 + 2.5R^3 + 6.6R^{24}) dR = 0.0538, \quad Nu_0 = 18.6. \quad (10)$$

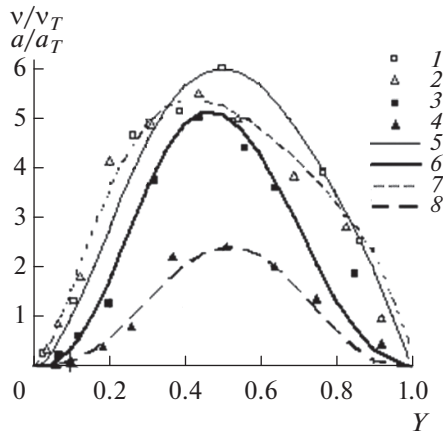


Рис. 4. Распределение в пристенной области и по сечению трубы относительных коэффициентов турбулентных переносов импульса (1, 3) и тепла (2, 4) по опытным данным, а также (5), (7) и (6), (8) по формулам (14) и (8), (11) соответственно при $Re = 5.1 \times 10^3$: 1, 2, 5, 7 – $Gr < Gr_0$; 3, 4, 6, 8 – $Gr = 9 \times 10^6$.

Рассчитанное таким образом значение Nu_0 с точностью 2.2% соответствует измеренному значению (рис. 1, точки 1) и значению, вычисленному по (1) и равному 19.

В [2, 3] выполнены измерения профилей скорости и температуры, корреляций, характеризующих турбулентный перенос импульса $\langle u'v' \rangle$ и тепла $\langle T'v' \rangle$. В выполненном расчете Nu_0 использованы экспериментальные данные по a_0 .

Проведенный анализ для стандартных условий теперь повторим для условий подавления пристенной турбулентности при $Re = 5100$, $Pr = 0.7$, $Gr = 9 \times 10^6$, $Gr/Gr_0 = 9.6$.

Экспериментальные данные по a_t описываются в диапазоне $0 \leq R \leq 1$ следующей эмпирической зависимостью:

$$\frac{a_t}{a} = 1900R^{3...5}(1 - R^{0.4})^3. \quad (11)$$

Как показано на рис. 4, линия 8, построенная по зависимости (11), удовлетворительно описывает измеренные данные (точки 4).

Экспериментальные данные по уменьшению теплоотдачи и сопротивления трения в условиях УТСП

Gr	Gr/Gr ₀	Nu	ξ	Nu/Nu ₀	ξ/ξ ₀
$< 9.4 \times 10^5$	<1	19	0.037	1	1
4.7×10^6	5	14	0.034	0.74	0.91
1.5×10^7	16	9	0.032	0.47	0.86

Используя эмпирическую зависимость для скорости U_c (7) и зависимость (11) в соответствии с (5), для числа Нуссельта получим выражение, подобное (9) для Nu_0 :

$$\frac{1}{Nu} = 8 \frac{(n+1)^2}{(n+s)^2} \times \int_0^1 \frac{\left[\int_0^R R(1 - 0.14R^2 - 0.86R^{9.21}) dR \right]^2}{[1 + 1900R^{3.5}(1 - R^{0.4})^3]R} dR.$$

Выполнив интегрирование в числителе и аппроксимируя степенной функцией подынтегральное выражение, найдем следующее значение числа Nu:

$$\frac{1}{Nu} = 0.8286 \int_0^1 (0.078R^2 + 0.532R^{5.25}) dR = 0.092, \quad (12)$$

$$Nu = 10.9.$$

Определенное таким образом значение Nu с точностью 4% соответствует рассчитанному по (3) значению 11.4.

Если для описания теплоотдачи, определяемой интегралом Лайона, необходимо знать коэффициент турбулентного переноса тепла, то для нахождения сопротивления трения необходимы надежные данные о профиле скорости, как это следует из (6), а именно

$$\xi = \frac{64s(n+1)}{Re(n+s)}. \quad (13)$$

При $Re = 5100$ с использованием значений $n_0 = 6.1$, $s_0 = 4.6$ (7) для изотермического течения по (13) получаем значение, в пределах 2% соответствующее величине, рассчитанной по формуле Блазиуса $\xi = 0.3164/Re^{1/4} = 0.0374$. Для рассматриваемого случая при $Gr = 9 \times 10^6$ с $n = 4.6$, $s = 4.1$ (7) по (13) получено решение $\xi/\xi_0 = 0.88$, которое находится в диапазоне значений, приведенных в таблице.

Таким образом, при затухании пристенной турбулентности происходит существенное уменьшение теплоотдачи, в то время как сопротивление трения уменьшается незначительно. Такое поведение интегральных характеристик определяется соответствующими изменениями турбулентных теплопереноса и переноса импульса.

На рис. 4 видно, что при $Gr = 9 \times 10^6$ в условиях УТСП коэффициент турбулентной теплопроводности a_t/a (точки 4, линия 8, (11)) уменьшается очень сильно по сравнению с исходными данными без влияния термогравитации (точки 2, линия 7). Кривая 7 построена по интерполяцион-

ной формуле (8). В частности, максимальное значение уменьшилось в 2.3 раза.

В то же время коэффициент турбулентного переноса импульса (турбулентная вязкость) v_t/v уменьшается незначительно (точки 3, линия б) по сравнению с исходными данными (точки 1, линия 5). Максимальное значение уменьшилось лишь в 1.2 раза.

Линии 5, 6 построены по следующим интерполяционным формулам:

$$\frac{v_{t0}}{v} = 14.2R^{0.86}(1 - R^3)^2, \quad \frac{v_t}{v} = 43R^{2.1}(1 - R^{2.3})^3. \quad (14)$$

При этом соотношение между коэффициентами турбулентного переноса импульса и тепла, а именно турбулентное число Прандтля $Pr_t = v_t/a_t$, приобретает максимальное значение в пристенной области при $Y = 2y/d = 0.2$ ($y^+ \cong 20$) $Pr_t|_{\max} = 3$.

Аналогичный результат для теплоотдачи получен в [19], где рассчитаны режимы ухудшенной (с пиками температуры стенки) теплоотдачи при турбулентном течении в круглой трубе двуокиси углерода при сверхкритическом давлении с учетом совместного влияния пульсаций плотности и термического ускорения. Задача решалась в приближении узкого канала при отсутствии свободной конвекции, т.е. силой плавучести пренебрегалось. Для режимов с ухудшенной теплоотдачей получены данные о локальном уменьшении в два раза Nu по сравнению с Nu_0 в режиме без проявления рассматриваемых эффектов. В работе принято постоянное значение $Pr_t = 0.9$, что, к сожалению, часто используется в расчетных исследованиях. Это не позволяет проследить изменения характеристик турбулентного переноса импульса и тепла в их связи с изменением интегральных характеристик теплоотдачи и сопротивления трения.

КОНФУЗОРНОСТЬ ТЕЧЕНИЯ

Выше рассмотрены случаи теплового воздействия на турбулентный перенос импульса и тепла при течении жидкости в трубах. В то же время к подавлению турбулентных переносов в пристенных течениях приводит и механическое воздействие на движение жидкости. В [4] представлены результаты экспериментального исследования ламинаризации течения и закономерностей теплопереноса при больших ускорениях потока ($dp/dx < 0$), т.е. при конфузорном течении. Определяющим параметром в этом случае является

$$K = \frac{v}{u_\infty^2} \frac{du_\infty}{dx}. \quad \text{Ламинаризация пристенного потока}$$

происходит при $K \cong 3.5 \times 10^{-6}$.

Установлено, что при ламинаризации пристенной области потока происходит двукратное

уменьшение теплоотдачи (Nu): при течении воздуха ($Pr = 0.7$), трансформаторного масла ($Pr = 100$). При этом турбулентное число Прандтля вблизи стенки достигает $Pr_t = 3$. Такое изменение данных параметров полностью соответствует приведенным выше результатам при влиянии термогравитации в условиях УТСП в вертикальных трубах.

В другой экспериментальной работе [5], выполненной с воздухом при несколько меньшем значении параметра $K(2.3 \times 10^{-6})$, получены близкие к данным [4] результаты. Число Нуссельта уменьшилось в 1.8 раза, а Pr_t вблизи стенки поднялось до 1.7.

Рассматривая экспериментальные данные о структуре неизоэтермического турбулентного течения при продольном градиенте давления, необходимо сказать об исследовании, выполненном в ЦАГИ [6]. В [6] в качестве определяющего параметра используется “безразмерный формпараметр $F = (v_\infty/\rho_\infty u_\infty^3) dp/dx$ ”, а соотношение между теплоотдачей и сопротивлением трения определяется “значением коэффициента аналогии Рейнольдса

$$s = \frac{2St}{c_f}, \quad St = \frac{q_w}{\rho_\infty u_\infty c_p (T_\infty - T_w)}, \quad c_f = \frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2/2}.$$

Коэффициент аналогии Рейнольдса, так же как соотношения между коэффициентами теплоотдачи $Nu/Nu_0 = St/St_0$ и коэффициентами трения c_f/c_{f0} , ξ/ξ_0 , является показателем изменения соотношения между осредненными характеристиками затухания пристенной турбулентности s/s_0 .

В зоне максимального ускорения потока при $F = -5.2$ измерены изменения теплоотдачи $St/St_0 = 0.57$ и сопротивления трения $c_f/c_{f0} = 0.92$. Такие изменения интегральных характеристик очень близки к результатам, полученным для рассмотренного в начале статьи случая затухания турбулентности при УТС в вертикальной трубе и приведенным в таблице и в (10), (12). При этом коэффициент аналогии Рейнольдса изменяется как $s/s_0 = 0.8/1.2 = 0.67$. Приведенные результаты измерения распределения температуры показывают, что при $F = -3.18$ профиль температуры практически соответствует профилю при ламинарном течении.

ВЛИЯНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ ДОБАВОК

Рассмотрим еще один своеобразный случай подавления пристенной турбулентности, связанный со структурой самой текущей среды, в частности влияние полимерных добавок к воде на турбулентное течение и теплообмен в трубах [7].

Добавки к воде малых количеств высокополимеров, приводящие к снижению гидравлического сопротивления, вызывают также уменьшение интенсивности теплообмена. Опытным участком являлась круглая труба диаметром 0.01 м и длиной 0.9 м. Измерения проведены в условиях стабилизации теплообмена при $l/d = 60$. Приводятся результаты измерений коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления при течи слабых растворов полиэтиленоксида и полиакриламида. Отмечается более интенсивное снижение коэффициента теплоотдачи по сравнению с коэффициентом гидравлического сопротивления. Добавка полимера может снизить коэффициент теплоотдачи в пять-шесть раз. Различие величин Nu/Nu_0 и ξ/ξ_0 может достигать до 50%.

По измеренным профилям скорости и температуры определены значения турбулентного числа Прандтля на различных расстояниях от стенки. Для раствора полиакриламида в значительной части сечения канала ($y/H < 0.6$) величина турбулентного числа Прандтля заметно превышает единицу. Расчет интенсивности теплообмена по измеренным профилям скорости и температуры и обычно принимаемому предположению, что $Pr_t = 1$, приводит к заметному (до 20%) завышению коэффициента теплоотдачи. При $Pr_t = 0.9$ эта погрешность будет еще более существенной.

При слабо запыленном потоке воздуха также наблюдается уменьшение пристенной турбулентности. Теплообмен в работах [20, 21] не исследовался, и поэтому они не выносятся в отдельный раздел. В [20] проанализировано ламинаризирующее (диссипативное) влияние мелкодисперсной примеси на турбулентное течение в трубе с учетом экспериментального исследования [21], в котором измерены распределения продольной и поперечной составляющих пульсаций скорости стационарного восходящего гидродинамически развитого газового потока в вертикальной трубе. В качестве дисперсной фазы использовались частицы стекла (SiO_2) с диаметрами 50 и 100 мкм, а также окиси алюминия ($3Al_2O_3$) размером 50 мкм. Присутствие относительно мелких частиц в результате тормозящего (демпфирующего) воздействия, связанного с неполнотой их вовлечения в пульсационное движение газа, вызывает дополнительную диссипацию и уменьшение интенсивности турбулентных пульсаций. С ростом размера частиц происходит смена ламинаризирующего влияния дисперсной фазы на турбулизирующее. Как отмечается в [22], заметное влияние на турбулентные характеристики сплошной фазы может оказывать диффузионный турбулентный перенос частиц, обусловленный неравномерностью распределения дисперсной фазы в пространстве (своеобразный аналог влияния термогравитаци-

онных сил на турбулентность в однофазном неизотермическом потоке). Таким образом, отмечается определенная аналогия между данным случаем и проведенным выше анализом затухания турбулентности под влиянием термогравитационных сил в начальной стадии развития смешанной конвекции при подъемном течении в вертикальной обогреваемой трубе. В режимах развитой свободной конвекции ламинаризация сменяется турбулизацией потока жидкости, приводящей к росту гидравлического сопротивления и теплоотдачи [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненного исследования можно сделать следующие выводы. Работа связана с анализом случаев подавления пристенной турбулентности при течении в обогреваемых (охлаждаемых) трубах различных газов и жидкостей ($Pr > 0.5$). Показано, что во всех рассмотренных случаях подавления пристенной турбулентности уменьшение турбулентного переноса импульса существенно слабее, чем подавление турбулентного переноса тепла, а соответственно и их интегральных характеристик – касательного напряжения (коэффициента трения) и теплоотдачи (числа Нуссельта). При этом турбулентное число Прандтля существенно больше единицы. Таким образом, принимаемое часто в расчетах значение $Pr_t \cong 0.9$ вносит в результаты расчета теплоотдачи значительные погрешности. Изложенные результаты показаны на примерах подавления пристенной турбулентности в вертикальных трубах при устойчивой термической стратификации плотности [2, 3, 19]; в условиях ускорения течения при сильном падении давления – конфузурности [4–6]; при полимерных добавках в протекающую жидкость [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петухов Б.С., Поляков А.Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. М.: Наука, 1986. 192 с.
2. Поляков А.Ф., Шиндин С.А. Турбулентный перенос импульса и тепла при смешанной конвекции в вертикальных каналах // ТВТ. 1986. Т. 24. № 5. С. 1031.
3. Polyakov A.F., Shindin S.A. Development of Turbulent Heat Transfer over the Length of Vertical Tubes in the Presence of Mixed Air Convection // Int. J. Heat Mass Transfer. 1988. V. 31. № 5. P. 987.
4. Пядишюс А., Шланчяускас А. Турбулентный теплоперенос в пристенных слоях. Вильнюс: Мокслас, 1987. 283 с.
5. Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Афанасьев В.Н., Заблоцкий В.П. Исследование пульсационной структуры теплового турбулентного пограничного слоя в условиях ламинаризации потока // Теплообмен-61. Т. I. Ч. 2. Минск: ИТМО, 1980. С. 136.

6. Репик Е.У., Кузенков В.К. Экспериментальное исследование связи между теплоотдачей и сопротивлением трения в турбулентном пограничном слое с продольным градиентом давления // ТВТ. 1980. Т. 18. № 6. С. 1196.
7. Кутателадзе С.С., Миронов Б.П., Накоряков В.Е., Хабахпашева Е.М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск: Наука, 1975. 168 с.
8. Петухов Б.С., Кириллов В.В. К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах // Теплоэнергетика. 1958. № 4. С. 63.
9. Попов В.Н., Беляев В.М. Теплоотдача при переходном и турбулентном с малыми числами Рейнольдса режимах течения жидкости в круглой трубе // ТВТ. 1975. Т. 13. № 2. С. 370.
10. Поляков А.Ф. Реализация устойчивой термической стратификации в трубах и подавление пристенной турбулентности // ТВТ. 2017. Т. 58. № 4. С. 589.
11. Поляков А.Ф. Турбулентное вынужденное течение и теплообмен в вертикальных каналах в режиме свободной конвекции // ИФЖ. 1978. Т. 35. № 5. С. 801.
12. Steiner A. Etude de la Transition Inverse d'un Ecoulement Turbulent sans l'Effect de la Pousseé d'Archimede // J. Fluid Mech. 1971. V. 47. Pt. 3. P. 503.
13. Вилемас Ю.В., Пошкас П.С., Каунас В.Э. Обобщение данных по локальному теплообмену в газохлаждаемой вертикальной трубе при смешанной конвекции // Турбулентная конвекция. М.: ИВТАН, 1990. С. 49.
14. Jackson J.D., Cotton M.A., Axell B.P. Studies of Mixed Convection in Vertical Tubes // Int. J. Heat Fluid Flow. 1989. V. 10. № 1. P. 2.
15. Ушупрас Е.В., Пошкас П.С. Численное исследование характеристик турбулентного переноса при смешанной конвекции в вертикальных трубах // Турбулентная конвекция. М.: ИВТАН, 1990. С. 95.
16. Турбулентный теплообмен при смешанной конвекции в вертикальных трубах. Тем. сб. / Под ред. Полякова А.Ф. М.: ИВТАН, 1989. 202 с.
17. Lyon R.N. Liquid Metal Heat Transfer Coefficients // Chem. Eng. Progress. 1951. V. 47. № 2. P. 87.
18. Бай Ши И. Турбулентное течение жидкостей и газов. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 344 с.
19. Валуева Е.П. Численное моделирование теплообмена и турбулентного течения в трубе жидкости при сверхкритическом давлении с учетом совместного влияния на турбулентный перенос пульсаций плотности и термического ускорения // ТВТ. 2014. Т. 52. № 6. С. 899.
20. Вараксин А.Ю., Зайчик Л.И. Влияние мелкодисперсной примеси на интенсивность турбулентности несущего потока в трубе // ТВТ. 1998. Т. 36. № 6. С. 1004.
21. Вараксин А.Ю., Полежаев Ю.В., Поляков А.Ф. Экспериментальное исследование влияния твердых частиц на турбулентное течение воздуха в трубе // ТВТ. 1998. Т. 36. № 5. С. 767.
22. Вараксин А.Ю. Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа // ТВТ. 2015. Т. 53. № 3. С. 441.