

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Б. С. Петухов, В. Д. Виленский, Н. В. Медвечкая, Применение полуэмпирических моделей к расчету теплообмена при турбулентном течении в трубах однофазных теплоносителей околокритических параметров, *ТВТ*, 1977, том 15, выпуск 3, 554–565

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

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

Параметры загрузки:

IP: 34.239.153.44

3 ноября 2024 г., 12:05:24



УДК 536.24:532.542.4

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ К РАСЧЕТУ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ ОДНОФАЗНЫХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ ОКОЛОКРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Б. С. Петухов, В. Д. Виленский, Н. В. Медвецкая

На основе уравнений энергии, движения и неразрывности, записанных в форме уравнений пограничного слоя, проведено численное исследование теплообмена для турбулентного течения в круглой трубе теплоносителей с существенной зависимостью физических свойств от температуры. Задача решалась для случая постоянной по длине трубы плотности теплового потока на стенке. При расчетах использовались девять различных моделей для описания турбулентного переноса. Система уравнений решалась численным методом. При этом применялась двухслойная шеститочечная неявная разностная схема. Конечно-разностные уравнения решались методом прогонки. Результаты численных решений сопоставлены с опытными данными, полученными при течении в трубе воды и двуокиси углерода околокритических параметров.

В последние 10–15 лет появилось большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению теплообмена при турбулентном течении жидкости сверхкритических параметров в трубах. Интерес к исследованию этой проблемы понятен. Теплообмен при сверхкритических параметрах теплоносителя встречается во многих областях современной техники: при сжижении природных газов, в химической технологии, ракетной технике, ядерной и обычной энергетике. Вследствие сильного и немонотонного изменения физических свойств в зависимости от температуры и давления, теплообмен при сверхкритических параметрах можно рассматривать как наиболее общий случай теплообмена при переменных физических свойствах.

Большинство теоретических работ, посвященных изучению этой проблемы, основывалось на решении упрощенных уравнений движения и энергии [1–6]. Примером могут служить теоретические исследования, проведенные Дайслером [1], Голдманом [2] и В. Н. Поповым [3]. В этих работах задача о теплообмене при турбулентном течении жидкости сверхкритических параметров в трубах решалась при существенных упрощающих предположениях. Во-первых, рассматривалась область стабилизированного течения и теплообмена. Во-вторых, использовалось предположение либо о постоянстве [1], либо о линейном изменении по сечению трубы [2] плотности теплового потока (q) и касательного напряжения (τ). Предположение о распределении q и τ в [3] заменено допущением о постоянстве по сечению трубы продольного градиента энтальпии $\partial h/\partial x$ и величины $\partial(p+\rho u^2)/\partial x$. Анализируя экспериментальные данные [7–9] и др., полу-

ченные при турбулентном течении жидкости сверхкритических параметров для случая постоянной плотности потока на стенке трубы, можно отметить, что перечисленные выше допущения не реализуются. Так, например, имеющиеся опытные данные по профилям скорости [8] и плотности турбулентного теплового потока [9] показали, что распределения q и τ по сечению трубы не отвечают принятым допущениям. В-третьих, в режимах с «ухудшенной» теплоотдачей в области спада температуры стенки величина продольного градиента энтальпии $\partial h/\partial x$ в условиях нагревания могла быть в пристенной области отрицательной. Введение таких допущений при постановке задачи, естественно, отразилось и на результатах расчета теплоотдачи по этим методикам. Так, например, проведенное Сдетелой [10] сравнение результатов расчета по методике Дайслера [1] с опытными данными для водорода показало, что расхождение составляет 40% и более, причем расчетные данные давали заниженные по сравнению с экспериментальными значения теплоотдачи. Результаты расчета по методикам [2, 3] согласуются с экспериментальными данными при небольших температурных напорах с точностью $\pm 20\%$. При больших температурных напорах, особенно в области $t_c > t_m > t_n$, расхождение расчетных и экспериментальных данных существенно увеличивается, достигая 100%.

Отмеченные выше допущения, конечно, не являются единственной причиной расхождения результатов расчета и эксперимента. Вторая, не менее, если не более важная причина заключается в недостаточной эффективности существующих моделей турбулентного переноса в условиях сильной зависимости физических свойств от температуры. Чтобы выяснить степень пригодности различных моделей переноса для описания турбулентного течения и теплообмена при переменных свойствах жидкости, необходимо отказаться от названных выше допущений.

Для описания течения и теплообмена в трубах в последнее время используются уравнения типа уравнений пограничного слоя (см. [11–15]). Возможность использования уравнений пограничного слоя для этой цели была обоснована в ряде работ, например [11, 12]. Такой подход к решению задач о турбулентном теплообмене свободен от допущений, которые были приняты в [1–6] и некоторых других исследованиях.

В данной работе проведен расчет теплообмена при турбулентном течении в трубах однофазных теплоносителей при околокритических параметрах состояния. Эта задача описывается системой дифференциальных уравнений энергии, движения, неразрывности типа уравнений пограничного слоя. Турбулентный перенос учитывается в виде коэффициентов турбулентного переноса импульса и тепла, для вычисления которых используются различные полуэмпирические уравнения. Результаты численного решения уравнений представлены для течения в трубах воды и двуокиси углерода при околокритических параметрах. Анализ результатов расчета позволил выявить пригодность различных полуэмпирических моделей турбулентного переноса для решения задач о теплообмене при турбулентном течении жидкости в однофазной околокритической области.

Постановка задачи и модели для коэффициентов турбулентного переноса. Теплообмен при турбулентном течении в трубе жидкости с переменными физическими свойствами исследуется для всей области течения, начиная от входа в трубу, при следующих допущениях: 1) течение и теплообмен квазистационарны; 2) справедливы приближения, аналогичные приближениям пограничного слоя (т. е. в уравнениях движения и энергии можно пренебречь членами, выражающими молекулярный и турбулентный перенос тепла и количества движения в осевом направлении, а также радиальным градиентом давления по сравнению с осевым); 3) физические свойства зависят только от температуры, влияние изменения давления по длине трубы на физические свойства предполагается несущественным.

С учетом этих предположений основные уравнения, записанные в безразмерной форме, для осесимметричного квазистационарного течения имеют вид:

уравнение движения

$$\bar{\rho}U \frac{\partial U}{\partial X} + \bar{\rho}\tilde{V} \frac{\partial U}{\partial R} = \frac{dP}{dX} \pm \bar{\rho} \frac{Ga}{2 Re^2} + \frac{2}{Re} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \bar{\mu} \varphi \frac{\partial U}{\partial R} \right), \quad (1)$$

уравнение энергии

$$\bar{\rho}U \frac{\partial H}{\partial X} + \bar{\rho}\tilde{V} \frac{\partial H}{\partial R} = \frac{2}{Re} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\bar{\mu}}{Pr} \psi \frac{\partial H}{\partial R} \right) + EkU \frac{dP}{dX} + Ek \frac{2}{Re} \bar{\mu} \varphi \left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)^2, \quad (2)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\bar{\rho}U)}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \bar{\rho}\tilde{V}) = 0, \quad (3)$$

и уравнение, выражающее постоянство расхода через поперечное сечение трубы:

$$\int_0^1 \bar{\rho}UR dR = \frac{1}{2}. \quad (4)$$

Здесь

$$R = \frac{r}{r_0}, \quad X = \frac{x}{r}, \quad U = \frac{u}{u_0}, \quad \bar{\rho}\tilde{V} = \frac{\rho v}{\rho_0 u_0}, \quad (5)$$

$$P = \frac{p-p_0}{\rho_0 u_0^2}, \quad H = \frac{h-h_0}{h_0}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (6)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \varphi = 1 + \frac{\rho e_\tau}{\mu}, \quad Re = \frac{\rho u_0 2r_0}{\mu_0},$$

$$Ga = \frac{g(2r_0)^3}{\mu_0}, \quad \psi = 1 + \frac{Pr}{Pr_t} \frac{\rho e_\tau}{\mu}, \quad Ek = \frac{u_0^2}{h_0}.$$

Безразмерные граничные условия:

а) на стенке

$$\text{при } R=1: \quad U=0, \quad \bar{\rho}\tilde{V}=0, \quad \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial R} = \frac{q(x)r_0}{\mu_0 h_0}; \quad (7)$$

б) на входе в трубу

при

$$X=0, \quad 0 \leq R < 1; \quad U=F_0(R), \quad H=0; \quad (8)$$

в) на оси

$$R=0; \quad \partial U/\partial R=0; \quad \partial H/\partial R=0. \quad (9)$$

Большинство полуэмпирических моделей для коэффициентов турбулентного переноса было предложено для потоков жидкости с постоянными физическими свойствами.

Данные о профилях скорости и температуры, а тем более о корреляциях $u_i' u_j'$ и $u_i' t'$ при турбулентном течении жидкости с переменными физическими свойствами крайне ограничены. Они не позволяют сделать какие-либо выводы о характере влияния переменных физических свойств на тур-

Таблица 1

Автор модели	Уравнения для ε_τ/ν и Pr_t	Способ учета влияния переменных свойств на	Постоянные	Область применения	Обозначения на графиках
Рейхардт [29]	$\frac{\varepsilon_\tau}{\nu} = k(\eta - \eta_{cl} \operatorname{th} \eta/\eta_{cl}),$ $\frac{\varepsilon_\tau}{\nu} = \frac{k}{3} \eta(0,5 + R^2)(1 - R^2), Pr_t = 1$	$\eta = \frac{\sqrt{\tau_c \rho_i} y}{\mu_i}, \rho_i, \mu_i \text{ определяются по местной температуре жидкости } t_i$	$k = 0,4$ $\eta_{cl} = 11$	$0 < \eta \leq 50$ $\eta > 50$	1
Рейхардт [29] Голдман [3]	ε_τ/ν по формулам Рейхардта (см. 1), $Pr_t = 1$	Вместо переменной η вводится переменная Голдмана: $\eta^+ = \int_0^y \sqrt{\frac{\tau_c}{\rho_i} \frac{dy}{\nu_i}}$			2
Ван-Дрифт [13, 14]	$\frac{\varepsilon_\tau}{\nu} = k^2 y^2 (1 - \exp(-\eta/A_*))^2 \frac{du}{dy}, Pr_t = 1$ ε_τ/ν по формуле Ван-Дрифта (см. 3), $Pr_t = 1$	$\eta = \frac{\sqrt{\tau_c \rho_i} y}{\mu_i}, \rho_i, \mu_i \text{ определяются по местной температуре } t_i$ $\eta = \sqrt{\tau_c \rho_c} y / \mu_c, \rho_c, \mu_c \text{ определяются по температуре стенки } t_c$	$k = 0,4$ $A_* = 26$	От стенки до оси трубы	3 4
В. М. Иевлев [37]	$\frac{\varepsilon_\tau}{\nu} = -\frac{1+\alpha}{2\alpha} + \sqrt{\left(\frac{1-\alpha}{2\alpha}\right)^2 + \left(\frac{l\sqrt{\tau_i \rho_i}}{\mu_i}\right)^2},$ $l/r_0 = 0,14 - 0,08(1 - y/r_0)^2 - 0,06(1 - y/r_0)^4,$ $\frac{1}{Pr_t} = \frac{\varepsilon_\eta}{\varepsilon_\tau} = -\frac{1}{2\beta Pr \varepsilon_\tau/\nu} +$ $+ \sqrt{\left(\frac{1}{2\beta Pr \varepsilon_\tau/\nu}\right)^2 + \frac{1}{Pr_t^2} \left(1 + \frac{1}{\alpha \varepsilon_\tau/\nu}\right)}$	τ_i — местное значение касательного напряжения, $\tau_i = (\mu_i + \rho_i \varepsilon_\tau) \frac{du}{dy}$, ρ_i, μ_i определяются по местной температуре жидкости t_i	$\alpha = 0,144,$ $\beta = 0,5,$ $Pr_t = 0,9$	От $\frac{1+\alpha}{2\alpha}$ до оси трубы	5

Таблица 1 (продолжение)

Автор модели	Уравнения для ε_τ/ν и Pr_t	Способ учета влияния переменных свойств на	Постоянные	Область применения	Обозначения на графиках
В. М. Иевлев [37] Рейхардт [29]	ε_τ/ν по формуле Рейхардта (см. 1), Pr_t по формуле В. М. Иевлева (см. 5)	Вместо переменной η вводится $\tilde{\eta} = \frac{l\sqrt{\tau_i\rho_i}}{\mu_i}$, $\tau_i = (\mu_i + \rho_i\varepsilon_\tau)\frac{du}{dy}$, ρ_i, μ_i определяются по местной температуре жидкости t_i			5(P)
Ю. П. Шлыков [4] Рейхардт [29]	ε_τ/ν по формуле Рейхардта (см. 1), Pr_t по формуле Иевлева (см. 5)	$\eta = \frac{\sqrt{\tau_c\rho_i}y}{\mu_i}$, ρ_i, μ_i определяются по местной температуре жидкости t_i			6
Ю. П. Шлыков [4] Рейхардт [29]	ε_τ/ν по формуле Рейхардта (см. 1), $\text{Pr}_t = 1$	Вместо переменной η вводится следующая переменная:			7
Н. И. Мелик-Пашаев [5]	$\varepsilon_\tau/\nu = n^2 \frac{uy}{\nu_i} \left(1 - \exp\left(-\frac{n^2uy}{\nu_i}\right)\right)$, $\varepsilon_\tau/\nu = k^2y^2 \frac{1}{\nu_i} \left(1 + \frac{1}{\rho_i} ky \frac{d\rho_i}{dy}\right) \frac{du}{dy}$, $\text{Pr}_t = 1$	$\eta^* = \frac{\sqrt{\tau_c/\rho_c}}{\sqrt{\nu_c}} \int_0^y \frac{dy}{\sqrt{\nu_i}}$	$n = 0,124,$ $k = 0,36$	$\frac{uy}{\nu_i} \leq 335$ $\frac{uy}{\nu_i} > 335$	8

булентный перенос. Поэтому для определения коэффициентов турбулентного переноса в случае переменных свойств жидкости обычно используются те же зависимости, что и при постоянных физических свойствах.

Учет влияния переменных физических свойств, как правило, заключается либо в том, что входящие в коэффициенты турбулентного переноса значения физических свойств относятся к локальным значениям температуры, либо в том, что в уравнения для коэффициентов переноса вводятся обобщенные переменные (типа переменной Голдмана). В данной работе используются зависимости для коэффициентов турбулентного переноса, представленные в табл. 1.

Теплофизические свойства двуокиси углерода и воды принимались по данным [16, 17].

Метод решения и результаты методических расчетов. Система уравнений (1–4) с граничными условиями (6–9) решалась численно. Применялась двухслойная шеститочечная неявная разностная схема [18]. Конечно-разностные уравнения решались методом прогонки [19]. Программа записана на языке FORTRAN (версия fortran-IV) применительно к ЭЦВМ ICL-4-50. При проведении расчетов выяснилось, что их результаты существенно зависят от выбранной разностной сетки, особенно сетки по радиусу. В связи с этим была проведена серия методических расчетов для выбора оптимальной сетки.

Для каждого уравнения, описывающего коэффициент турбулентного переноса, была определена оптимальная сетка по радиусу и длине. Сетка выбиралась таким образом, чтобы результаты численного расчета характеристик теплообмена отличались приблизительно на 1% от асимптотических решений. Полагалось, что такая степень точности будет достаточной для проведения сравнения с опытными данными и другими численными решениями.

Для проверки программы были проделаны расчеты теплообмена при ламинарном и турбулентном течении жидкости с постоянными физическими свойствами. При ламинарном течении расчеты проводились для параболического и однородного профиля скорости на входе в обогреваемый участок. Распределения по длине трубы локальных чисел Нуссельта, полученных при численном решении, хорошо согласуются с результатами аналитических [20–22] и численных решений [13, 23, 24].

Для турбулентного течения жидкости с постоянными физическими свойствами расчеты были проведены для теплоносителей с числами Прандтля $Pr=0,7$ и $8,0$. Сравнение результатов расчета с универсальными логарифмическими профилями скорости и температуры, а также с экспериментальными данными [25] оказалось вполне удовлетворительным. Кроме того, было проведено сравнение полученных в результате расчета локальных чисел Нуссельта с уравнением, предложенным в [26] и хорошо описывающим имеющиеся опытные данные по теплоотдаче. Несколько лучшее соответствие с уравнением [26] обнаруживают результаты численных расчетов, в которых использовались зависимости, предложенные Ван-Дристом [27], Дэйслером [28] и Рейхардтом [29]. Расхождение в области $5 < x/d < 100$ не превышало $\pm 5\%$. Полученные в результате численного решения коэффициенты сопротивления трения находились в удовлетворительном соответствии с формулой Т. К. Филоненко [30]. Отклонение составило $\pm 5\%$.

Сопоставление результатов численных решений с опытными данными.

Для того чтобы выявить преимущества или недостатки различных моделей турбулентного переноса, оценить возможность расчета теплоотдачи с применением той или иной модели, была выполнена серия расчетов для воды и двуокиси углерода околокритических параметров. При течении в трубах однофазных жидкостей при околокритических параметрах наблюдаются как «нормальные» режимы, так и режимы с ухудшенной теплоотдачей. Причины, механизмы и границы возникновения режимов с ухудшенной теплоотдачей были проанализированы в [31] и [32]. Возникновение того или иного режима в основном определялось влиянием на характер течения термогравитации и термического ускорения потока. Для сравнения результатов расчета с экспериментом были выбраны опытные данные, которые можно подразделить на четыре группы: в первую группу вошли данные;

полученные при отсутствии влияния термогравитации и термического ускорения, во вторую — данные с преобладающим влиянием термогравитации; в третью — с преобладающим влиянием термического ускорения и в четвертую вошли данные, для которых было существенно влияние того

Таблица 2

Авторы	Теплоноситель	$p \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	Энтальпия жидкости на входе в обогреваемый участок, кДж/кг	$\bar{w}, \text{м}^2/\text{сек}^2 \cdot \text{с}$	Re_0	Pr_0	$d, \text{мм}$	$l_0, \text{кВт/м}^2$	Номер рисунка, на котором представлены данные
А. Н. Кобляков,									
Б. В. Дядякин [33]	H ₂ O	225	980,0	2	5.10 ⁴	0,8	3	1350	1
» [33]	H ₂ O	225	2490	5	47.10 ⁴	4,1	3	3910	2
М. Е. Шицман [34]	H ₂ O	225	1194	0,7	5,5.10 ⁴	0,8	8	720	3
» [34]	H ₂ O	225	1455	0,4	4.10 ⁴	0,9	8	380	4
Е. А. Краснощекоев,									
В. С. Протопопов,									
И. А. Парховник,									
В. А. Силян [35]	CO ₂	100	560	19,6	60.10 ⁴	2,3	2,05	6400	5
» [35]	CO ₂	100	561,7	22,2	63.10 ⁴	2,2	2,05	10000	6
Б. С. Петухов,									
В. С. Протопопов,									
В. А. Силян [36]	CO ₂	98	587,2	0,935	6,7.10 ⁴	2,7	4,28	330	7
» [36]	CO ₂	98	534,4	0,704	3,4.10 ⁴	2,0	4,28	410	8

и другого фактора. Основные сведения о выбранных для сравнения опытных данных приведены в табл. 2.

Численные решения были выполнены для тех же условий, что и в эксперименте. Из опытных данных задавались следующие величины: 1) энтальпия на входе; 2) средняя массовая скорость; 3) диаметр трубы; 4) распределение плотности теплового потока на стенке.

Сравнение результатов расчета с опытными данными представлено на рис. 1—8.

На рис. 1 и 2 приведено сравнение коэффициентов теплоотдачи, полученных в решении, с экспериментальными данными [33], в которых влияние термогравитации и термического ускорения было несущественным. Опытные данные, представленные на рис. 2, отвечают условию $t_c < t_m$, а на рис. 3 — условию $t_m > t_m$. Эти режимы относятся к числу так называемых «нормальных» режимов, в которых наблюдается монотонное изменение коэффициентов теплоотдачи в зависимости от среднемассовой энтальпии. Результаты расчета и эксперимента хотя и дают качественно одинаковый характер зависимости коэффициентов теплоотдачи от среднемассовой энтальпии, между ними наблюдается количественное расхождение. На рис. 1 результаты расчета лежат выше на 5—20%, а на рис. 2 — ниже на 20—40% по отношению к экспериментальным данным. Меньшее отклонение от эксперимента дают результаты расчета с использованием для ϵ_r/ν зависимости Рейхардта (см. табл. 1, п. 1).

На рис. 3 и 4 приведено сравнение результатов численных решений с опытными данными [34], в которых по оценкам [32] было существенно влияние термогравитации. Как видно из рис. 3, при значениях $t_c \leq t_m$ результаты расчета согласуются с экспериментальными данными с точностью 10—20%. По мере того как t_0 становится выше t_m , расхождение между расчетными и опытными данными увеличивается. При расчете ϵ_r/ν по формуле Рейхардта (см. табл. 1, п. 1) результаты численного решения лучше других соответствуют экспериментальным данным.

На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных и расчетных значений температуры стенки для режима с «ухудшенной» теплоотдачей. Распределение температуры стенки, полученное в решении с использованием для ϵ_r/ν зависимости Рейхардта (см. табл. 1, п. 1), существенно (особенно

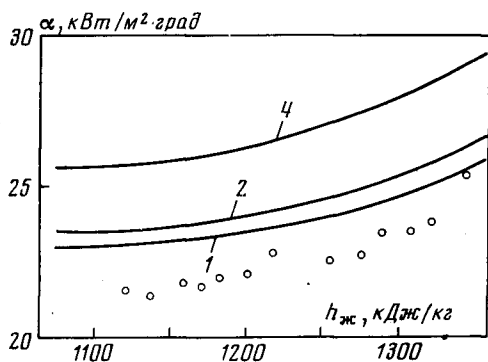


Рис. 1. Сравнение результатов численных решений с опытными данными [33] (см. табл. 2); обозначения: 1, 2, 4 — см. табл. 1

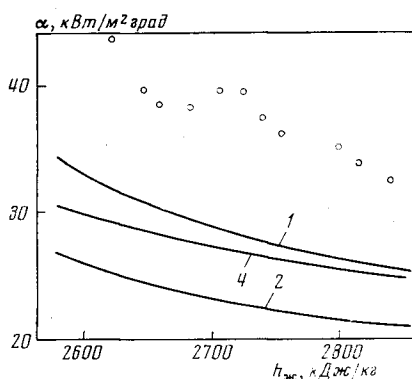


Рис. 2. Сравнение результатов расчета с опытными данными [33] (см. табл. 2); обозначения: 1, 2, 4 — см. табл. 1

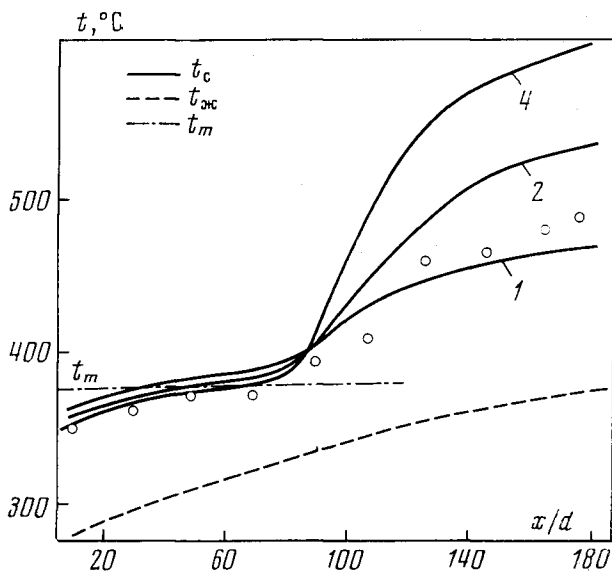


Рис. 3. Сравнение результатов расчета с опытными данными [34] (см. табл. 2); обозначения: 1, 2, 4 — см. табл. 1

в области максимума t_c) отличается от опытных данных и не отражает экспериментального хода распределения температуры стенки.

На рис. 5 и 6 приведено сравнение результатов численного решения с экспериментальными данными [35], в которых наблюдалось сильное влияние термического ускорения потока, в особенности для режима, представленного на рис. 6. Как видно из рисунков, результаты расчетов существенно отличаются от экспериментальных данных. Так, например, результаты расчета с применением для ϵ_r/ν зависимости Ван-Дрифта ($Pr_i=1$) (см.

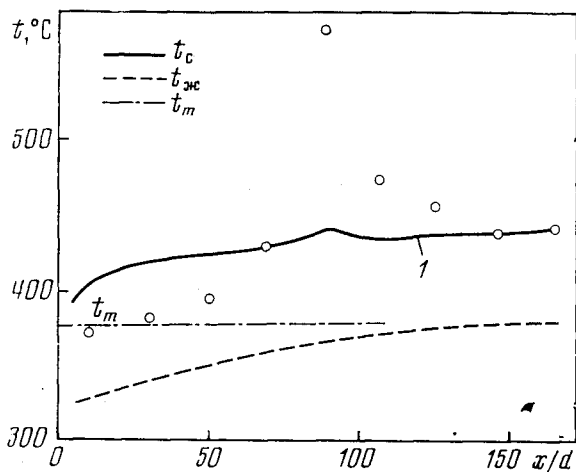


Рис. 4. Сравнение результатов расчета с опытными данными [34] (см. табл. 2); обозначения: 1 — см. табл. 1

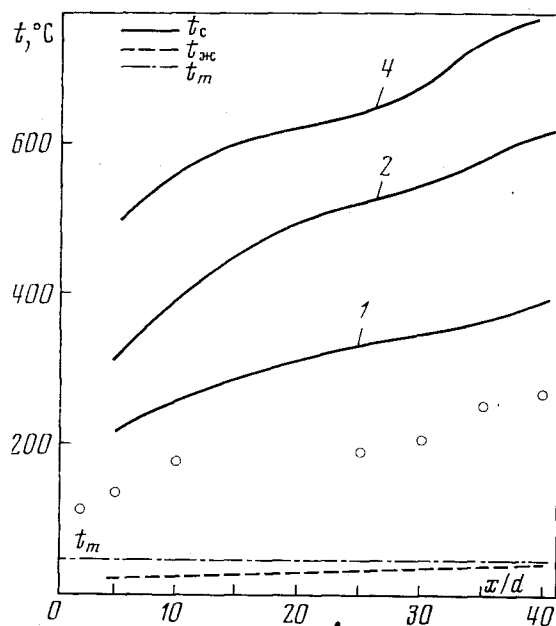


Рис. 5. Сравнение результатов численных решений с опытными данными [35] (см. табл. 2); обозначения: 1, 2, 3 — см. табл. 1

табл. 1, п. 4) дают значения температуры стенки, завышенные в два-три раза по сравнению с экспериментальными значениями.

На рис. 7 и 8 приведено сравнение результатов расчета с опытными данными [36] (см. табл. 2), в которых (по оценкам [32]) проявилось действие как термогравитации, так и термического ускорения потока. Результаты численных решений значительно отличаются от экспериментальных данных и существенно различаются между собой. Несколько лучше других согласуются с экспериментом (рис. 7) результаты численного решения с расчетом ϵ_r/ν по зависимости В. М. Иевлева (см. табл. 1, п. 5) и Н. И. Мелник-Пашаева (см. табл. 1, п. 8), однако сравнение этих расчетов с

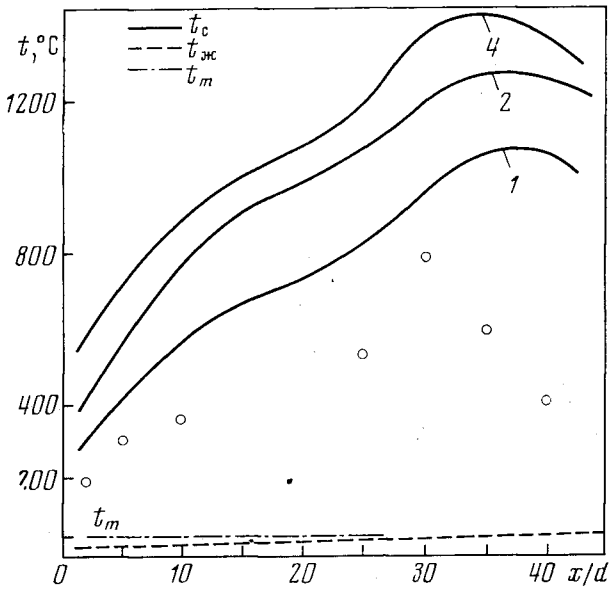


Рис. 6. Сравнение результатов численных решений с опытными данными [35] (см. табл. 2); обозначения: 1, 2, 4 — см. табл. 1

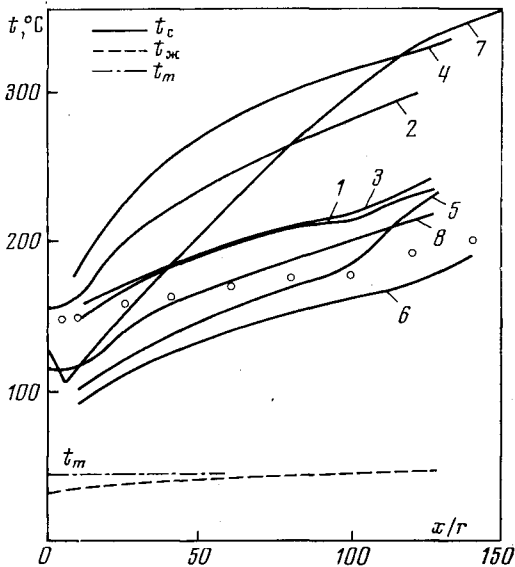


Рис. 7. Сравнение результатов численных решений с опытными данными [35] (см. табл. 2); обозначения: 1—8 — см. табл. 1

опытными данными для режима с «ухудшенной» теплоотдачей (см. рис. 8) оказывается неудовлетворительным. Для этого режима лучшее соответствие результатов расчета и эксперимента наблюдается в случае использования зависимости Рейхардта ($Pr_t=1$) (см. табл. 1, п. 1).

Расчет по этой зависимости согласуется с опытными данными, представленными на рис. 8, с точностью 10–15%. Однако для расчета, приведенного на рис. 7, результаты расчета по Рейхардту дают расхождение с экспериментом, достигающее 25%.

Приведенное выше далеко не полное сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показало, что рассмотренные модели турбулентного переноса не позволяют с приемлемой точностью описать закономерности теплообмена, наблюдаемые при турбулентном течении теплоносителя околокритических параметров. Между тем в случае постоянных физических свойств при расчете коэффициентов турбулентного переноса по

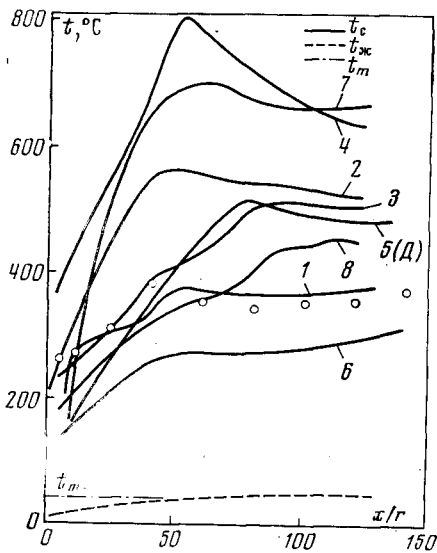


Рис. 8. Сравнение результатов численных решений с опытными данными [35] (см. табл. 2); обозначения: 1—4, 5(P), 2—8 — см. табл. 1

формулам Ван-Дриста, Дайслера и Рейхардта наблюдается удовлетворительное соответствие результатов численного решения с опытными данными. Таким образом, причина расхождения результатов расчета и эксперимента при сильной зависимости физических свойств от температуры заключается в том, что рассмотренные модели турбулентного переноса не позволяют удовлетворительно учесть влияние изменения физических свойств на турбулентный перенос. Кроме того, при течении жидкостей околокритических параметров на турбулентный перенос оказывает влияние не только само по себе изменение физических свойств, но и такие связанные с ним факторы, как термогравитация и термическое ускорение потока. По-видимому, в зависимости от условий течения (т. е. значений Re , Gr , Pr) каждый из этих факторов или их сочетание могут оказывать большее или меньшее влияние на теплоотдачу. Расчеты показали, что в тех случаях, когда влияние термогравитации и термического ускорения в экспериментах было несущественно, результаты численных расчетов по разным моделям согласуются с экспериментальными данными с точностью 5–40%, а при расчете турбулентного переноса по формуле Рейхардта — с точностью 5–20%. Между тем в случае существенного влияния термогравитации и термического ускорения расхождение между расчетными и опытными данными достигает 100% и более. Это свидетельствует о том, что влияние термогравитации и термического ускорения на турбулентный перенос является существенным. Можно ожидать, что модель турбулентного переноса, учитывающая влияние этих факторов, позволит описать закономерности теплообмена в однофазной околокритической области с более высокой точностью.

Обозначения: x, r — продольная и поперечная координаты; u, v — продольная и поперечная составляющие скорости; h — энтальпия, кДж/кг ; p — давление, Па ; r_0 — радиус трубы, м ; ρ — плотность, кг/м^3 ; μ — вязкость, $\text{Н}\cdot\text{сек/м}^2$; Pr — число Прандтля; ϵ_t — коэффициент турбулентного переноса количества движения; ϵ_q — коэффициент турбулентного переноса количества тепла, $\text{м}^2/\text{с}$; $Pr_t = \epsilon_t/\epsilon_q$ — турбулентное число Прандтля; q — плотность теплового потока, кВт/м^2 ; τ — касательное напряжение, Н/м^2 ; t — температура, $^\circ\text{C}$; t_m — псевдокритическая температура, $^\circ\text{C}$; α — коэффициент теплоотдачи, $\text{кВт/м}^2\cdot\text{град}$; $Nu = \alpha d/\lambda$ — число Нуссельта.

Индексы: о — значения на входе в обогреваемый участок; ж — значения, определяемые по среднemasовой температуре жидкости; с — значения, определяемые по температуре стенки.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Deissler. Trans. ASME, 76, № 1, 1954.
2. K. Goldmann. Chem. Eng. Progr. Simp., Ser. Nucl. Eng. p. I, 50, № 11, 1970.
3. В. Н. Попов. В сб. Тепло-массоперенос, 1. «Наука и техника», Минск, 1965.
4. Ю. П. Шлыков, А. Д. Леонгард, А. Н. Кобляков. ТВТ, 9, № 4, 1971.
5. Н. И. Мелик-Пашаев. ТВТ, 4, № 6, 1966.
6. И Юн Шу, Д. Смит. Теплопередача, № 2, 1961.
7. Ю. В. Вихрев, Ю. Д. Барулин, А. С. Кольков. Теплоэнергетика, № 9, 1967.
8. R. D. Wood, J. M. Smith. AIChE J., 10, № 2, 1970.
9. P. J. Bourke, D. J. Pulling. ASME Publication paper, HT-24, 1971.
10. Суетела. Ракетная техника, № 8, 1962.
11. P. M. Worse-Schmidt, G. Zerpert. Int. J. Heat Mass Trans., 8, № 10, 1965.
12. В. Д. Виленский, Б. С. Петухов, Б. Е. Харин. ТВТ, 7, № 5, 1969.
13. Бэнкстон, Макэлиот, Смит. Теплопередача, 92, № 4, 1970.
14. С. А. Bankston, D. M. McEligot. Int. J. Heat Mass Trans., 13, № 2, 1970.
15. Сасгри, Шнурр. Теплопередача, № 2, 1975.
16. В. В. Алгунин, М. П. Вукалович. Теплофизические свойства двуокиси углерода. Атомиздат, 1965.
17. С. Л. Ривкин. Теплофизические свойства воды в критической области. Изд. стандартов, М., 1970.
18. И. Ю. Браиловская, М. А. Чудов. В сб. работ ВЦ МГУ, 1962.
19. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. «Наука», 1966.
20. R. Siegel, E. M. Sparrow, T. M. Hallman. Appl. Sci. Res., 47, 386, 1958.
21. W. M. Kays. Convective Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill, N. Y., 1966.
22. Б. С. Петухов. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. «Энергия», М., 1967.
23. D. L. Ulrichson, R. A. Schmitz. Int. J. Heat Mass Trans., 8, 2, 1965.
24. R. Manohar. Int. J. Heat Mass Trans., 12, 15, 1969.
25. Т. С. Таранов. Автореф. канд. дисс., ФЭИ, Обнинск, 1970.
26. Б. С. Петухов, В. А. Курганов. ТВТ, 12, № 2, 304, 1974.
27. E. R. Van Driest. J. Aeron. Sci., 23, № 11, 1956.
28. R. G. Deissler. NASA, Report, 1210, 1955.
29. H. Reichardt. ZAMM, 31, № 7, 1951.
30. Т. К. Филоненко. Теплоэнергетика, № 4, 1954.
31. Б. С. Петухов, А. Ф. Поляков. ТВТ, 12, № 1, 1974.
32. А. Ф. Поляков. ТВТ, 13, № 6, 1975.
33. Б. В. Дядякин, А. Н. Кобляков. В сб. докл. IV Всес. конф. по теплообмену при движении двухфазных потоков, Л., 1971.
34. М. Е. Шицман. Теплоэнергетика, № 5, 1968.
35. А. Е. Краснощечков, В. С. Протопопов, И. А. Парховник, В. А. Силин. ТВТ, 9, № 5, 1971.
36. Б. С. Петухов, В. С. Протопопов, В. А. Силин. ТВТ, 10, № 2, 1972.
37. В. М. Иевлев. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, № 3, 1974.