

УДК 536.24: 532.529

ТЕПЛОМАССООБМЕН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА С КОНДЕНСАЦИЕЙ ПАРА НА ПОВЕРХНОСТИ*

Э.П. ВОЛЧКОВ, В.В. ТЕРЕХОВ, В.И. ТЕРЕХОВ

Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск

Представлены результаты численного решения уравнений движения, энергии и диффузии в пограничном слое при ламинарном и турбулентном движении влажного воздуха. Показано подобие процессов переноса импульса, вещества и конвективного переноса теплоты с учетом стандартных поправок на числа Прандтля или Льюиса. Аналогия Рейнольдса наблюдается до значений массовых паросодержаний в ядре потока $C_{10} < 0,2$. Показано, что конвективный тепломассообмен во влажном воздухе при малых концентрациях пара описывается закономерностями "сухой" стенки. Установлено, что относительные значения конвективной составляющей теплового потока и теплоты фазового перехода практически не зависят от режима течения и совпадают со значениями, полученными из балансовых уравнений сохранения массы и энергии на стенке с привлечением условия подобия процессов тепломассообмена.

ВВЕДЕНИЕ

Течения влажного воздуха в каналах достаточно часто встречаются в различных областях техники. Прежде всего это системы регулирования влажности, очистки воздуха и его кондиционирования, а также технологические процессы сушки различных материалов в среде влажных газов. Если температура обтекаемой поверхности ниже точки насыщения, то водяной пар, содержащийся в воздухе, может конденсироваться на ней. В этом случае суммарный тепловой поток на стенке будет складываться из конвективной составляющей, расходуемой на охлаждение парогазовой смеси в пограничном слое, и теплоты фазового перехода, затрачиваемой на конденсацию пара.

Массовые концентрации насыщенного пара во влажном воздухе для области умеренных температур ($T_0 < 60^\circ\text{C}$) невелики ($C_{10} < 0,1$). Однако за счет большой теплоты фазового перехода эти компоненты теплового потока соизмеримы, и в зависимости от конкретных условий могут быть реализованы режимы с большим проявлением конвективного переноса или с преобладающим вкладом теплоты фазового перехода.

Процессы конденсации на поверхности во влажном воздухе определяют как диффузионным сопротивлением пограничного слоя для пара, так и его термическим сопротивлением. Поэтому протекающие тепломассообменные процессы взаимосвязаны, что представляет достаточно сложное явление, для анализа которого требуется совместное решение уравнений движения, энергии и диффузии. Один из ключевых вопросов рассматриваемой задачи — правомочность использования аналогии между тепло- и массообменом в этих усло-

* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Гранты № 99-02-17171 и 98-02-17898).

виях. Среди большого числа работ, посвященных экспериментальному исследованию тепломассопереноса во влажном воздухе, по данному вопросу единое мнение отсутствует. Так, согласно [1 – 3], процессы тепломассопереноса являются подобными, а критериальные соотношения для тепло- и массоотдачи совпадают с соответствующими закономерностями для течений без фазовых переходов. В [4, 5] показано, что аналогия не выполняется, а теплообмен существенно интенсифицируется по сравнению со случаем обтекания “сухой стенки”.

Особого внимания заслуживает экспериментальная работа [6], в которой выполнено обширное исследование конвективного тепломассообмена во влажном воздухе. Авторы установили, что подобие процессов тепломассообмена имеет место только в очень узком диапазоне концентрационного напора пара между ядром течения и поверхностью конденсата. В подавляющей же области температур и концентраций пара аналогия не выполняется.

Подобие тепломассообменных процессов существенно облегчает решение задачи. Такой анализ, основанный на решении интегральных соотношений энергии и диффузии, проведен в работах [7, 8]. Положенное в его основу подобие между тепло- и массообменом подтверждается соответствием результатов расчета течения воздуха повышенного давления с опытными данными [9].

Очевидно, что в рамках интегрального подхода наличие подобия принимается априори, а для его строгого теоретического доказательства необходимо решение полных дифференциальных уравнений энергии и диффузии в пограничном слое. Настоящая работа посвящена расчетному исследованию процессов переноса в пограничном слое с конденсацией на поверхности пара из влажного воздуха и определению границ существования тройной аналогии Рейнольдса для этих условий.

Для ламинарного режима течения существование (или отсутствие) подобия процессов переноса может быть установлено строго теоретически, поскольку постановка задачи и ее решение не требуют привлечения дополнительных гипотез и упрощающих предположений.

В работе также численно исследовался турбулентный режим течения влажного воздуха. Для моделирования турбулентности использовалась $k - \varepsilon$ -модель турбулентности. Решение этой задачи особенно важно для практических приложений, и результаты расчетов использовались для сопоставлений с опытными данными.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И МЕТОДЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Схема рассматриваемой задачи и основные обозначения показаны на рис. 1. Будем рассматривать плоскую бесконечную поверхность, которая обтекается бинарной смесью пара с воздухом. Температура потока T_0 , массовая концентрация пара в нем C_{10} , влагосодержание d_0 и относительная влажность φ_0 в направлении течения постоянны.

Паровоздушная смесь могла находиться как в насыщенном ($\varphi_0 = 100\%$), так и в ненасыщенном ($\varphi_0 < 100\%$) состоянии. В качестве предельного тестового случая проводились

расчеты тепломассообмена и трения при течении сухого воздуха ($\varphi_0 \rightarrow 0$).

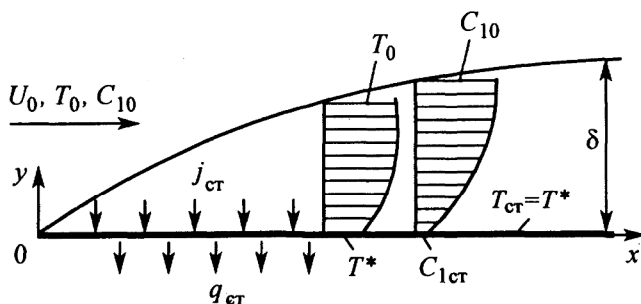


Рис. 1. Схема течения в пограничном слое при конденсации пара из влажного воздуха.

Поскольку основной целью работы является изучение процессов тепло-массопереноса в пограничном слое парогазовой фазы, в целях упрощения задачи влиянием образующейся на поверхности пленки конденсата пренебрегаем, считая ее термическое сопротивление малым. В работе [6], с результатами которой будут проводиться сопоставления, имел место пленочный режим течения конденсата и в опытах измерялась температура пленки на межфазной поверхности. Эти данные позволяют рассматривать процессы переноса в парогазовом пограничном слое независимо от течения в пленке конденсата. Тогда температура на поверхности принимает значение насыщения ($T_{\text{ст}} = T^*$) при концентрации пара на поверхности $C_{1\text{ст}}$.

Уравнения неразрывности, количества движения, диффузии пара и энергии имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial y} &= 0, \\ \rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_{\tau}) \frac{\partial U}{\partial y} \right], \\ \rho U \frac{\partial C_1}{\partial x} + \rho V \frac{\partial C_1}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_{\tau}}{Sc_{\tau}} \right) \frac{\partial C_1}{\partial y} \right], \\ \rho U \frac{\partial i}{\partial x} + \rho V \frac{\partial i}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_{\tau}}{Pr_{\tau}} \right) \left[\frac{\partial i}{\partial y} + (Le - 1)(i_1 - i_2) \frac{\partial C_1}{\partial y} \right] \right\},\end{aligned}\quad (1)$$

где ρ — плотность; U, V — x - и y -компоненты скорости, μ, μ_{τ} — молекулярная и турбулентная вязкости; $Pr = \nu / a$, $Sc = \nu / D$, $Le = Pr / Sc$ — числа Прандтля, Шмидта и Льюиса, $i = (c_{p1} C_1 + c_{p2} C_2) T$ — энтальпия парогазовой смеси, C_1 — массовая концентрация пара, индексы 1 и 2 — пар и воздух соответственно.

Для моделирования турбулентности в работе использовалась $k - \varepsilon$ -модель турбулентности (LRN-модификация Чена [10]):

$$\begin{aligned}\rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho V \frac{\partial k}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_{\tau}) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + \mu_{\tau} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon, \\ \rho U \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\mu + \frac{\mu_{\tau}}{1,3} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial y} \right] + \\ &+ \left[c_1 f_1 \mu_{\tau} \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 - \rho c_2 f_2 \tilde{\varepsilon} \right] \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} - 2 \mu \frac{\tilde{\varepsilon}}{y^2} e^{-0,5 y^+},\end{aligned}\quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}f_1 &= 1, f_2 = 1 - 0,22 e^{-(Re_{\tau}/6)^2}, \quad \varepsilon = \tilde{\varepsilon} + 2 \nu \frac{k}{y^2}, \quad c_1 = 1,35, \quad c_2 = 1,8, \quad \mu_{\tau} = c_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\tilde{\varepsilon}}, \\ y^+ &= \frac{y u_{\tau} \rho}{\mu}, \quad Re_{\tau} = \frac{\rho k^2}{\mu \tilde{\varepsilon}}, \quad f_{\mu} = 1 - e^{-0,0115 y^+}.\end{aligned}$$

Значения турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принимались постоянными по сечению пограничного слоя и равными 0,9.

Граничные условия для данной задачи были следующими:
во входном сечении

$$k = k_0(y), C_1 = C_{10}(y), U = U_0(y), V = V_0(y), \varepsilon = \varepsilon_0(y), T = T_0(y);$$

на внешней границе пограничного слоя

$$U = U_0, T = T_0, C_1 = C_{10} \text{ и } \partial\phi/\partial y = 0 \text{ для остальных переменных};$$

на стенке

$$U = 0, k = 0, \varepsilon = 0, C_1 = C_{1\text{ст}}, T = T_{\text{ст}}, \rho V = \frac{\rho D}{1 - C_{1\text{ст}}} \left(\frac{\partial C_1}{\partial y} \right)_{\text{ст}}.$$

Теплофизические свойства воздуха и водяного пара рассчитывались по полиномам, представленным в работе [11]. Для решения полученной системы уравнений использовалась конечно-разностная схема, подробно описанная в [12].

При решении системы уравнений (1) и (2) в качестве исходных данных задавались параметры внешнего течения (температура, влажность воздуха и скорость), а также температура стенки ($T_{\text{ст}} = \text{const}$) и концентрация пара $C_{1\text{ст}} = \text{const}$, соответствующая кривой насыщения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ОПЫТНЫМИ ДАННЫМИ

Основные расчеты тепломассообмена проводились при варьировании параметров парогазовой смеси в ядре потока ($T_0 = 40 \div 60^\circ\text{C}$, $C_{10} = 0 \div 0,2$) и температуры стенки ($T_{\text{ст}} = 10 \div 40^\circ\text{C}$) при атмосферном давлении. Этим условиям отвечает и большинство экспериментальных исследований. Кроме того, для установления границ существования подобия процессов тепломассообмена проводились расчеты и для более высоких температур ($T_0 \leq 100^\circ\text{C}$) и концентраций пара ($C_{10} \leq 1$) в ядре потока, когда паровоздушная смесь приближалась к предельному состоянию течения чистого насыщенного пара. Температура и влагосодержание в потоке и на стенке оставались постоянными по длине. Число Рейнольдса при ламинарном режиме течения изменялось в диапазоне $Re_x = 10^3 \div 5 \cdot 10^4$, а при турбулентном — $5 \cdot 10^4 \div 10^6$. При анализе процессов подобия между тепло- и массообменом в многокомпонентных смесях важное значение имеет выбор параметров переноса. Если диффузионное число Стентона определяется однозначно:

$$St_D = \left(-\rho D \frac{\partial C_1}{\partial y} \right)_{\text{ст}} / \rho_0 U_0 \Delta C_1, \quad (3)$$

то тепловой аналог (3) может быть записан через энтальпию

$$St_i = \left(-\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right)_{\text{ст}} / \rho_0 U_0 \Delta i \quad (4)$$

или температуру

$$St_T = \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\text{ст}} / \rho_0 U_0 c_{p0} \Delta T. \quad (5)$$

Как следует из системы уравнений пограничного слоя (1), при $Le = 1$ уравнение энергии становится подобным уравнению диффузии и при подобных граничных условиях коэффициент массообмена будет равен энтальпийному числу Стентона [4]. При этом, как показано в [13], при $Le = 1$ энтальпийное и тепловое числа Стентона становятся равными:

$$\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\text{ст}} / \rho_0 U_0 c_{p0} \Delta T = \left(-\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} \right)_{\text{ст}} / \rho_0 U_0 \Delta i, \quad (6)$$

что позволяет записать равенство, которое отражает подобие процессов тепломассообмена в пограничном слое парогазовой смеси:

$$St_D = St_i = St_T. \quad (7)$$

В паровоздушных смесях число Льюиса не равно единице и изменяется в диапазоне от $Le = 1,1$ при $C_1 \rightarrow 0$ до $Le = 1,9$ при $C_1 \rightarrow 1$. Следовательно, подобие между теплообменом и массообменом может нарушаться и степень подобия определяется путем сопоставления коэффициентов массообмена и теплообмена в форме (3) и (5) соответственно. Коэффициент теплообмена в (5) рассчитан по конвективной составляющей теплового потока. Полный тепловой поток через стенку при наличии конденсации на поверхности определяется как сумма конвективной составляющей и теплоты фазового перехода:

$$q_{\Sigma} = \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\text{ст}} + j_{\text{ст}} r = q_k + q_j. \quad (8)$$

Следовательно, выражение для суммарного теплового числа Стентона принимает вид

$$St_{\Sigma} = \frac{q_k + q_j}{\rho_0 U_0 c_{p0} \Delta T} = \frac{\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\text{ст}} + j_{\text{ст}} r}{\rho_0 U_0 c_{p0} \Delta T}. \quad (9)$$

Критерий St_{Σ} характеризует интенсивность полного переноса тепловой энергии на стенке. Величина $\Delta T = T_0 - T_{\text{ст}}$ в выражениях (5) и (9) есть разность температур парогазовой смеси в ядре и на стенке, а средняя теплоемкость смеси определяется как

$$c_{p0} = C_{10} c_{p1} + (1 - C_{10}) c_{p2}. \quad (10)$$

Результаты численного расчета трения и тепломассообмена в пограничном слое при ламинарном и турбулентном режимах течения влажного воздуха с различным влагосодержанием в ядре потока представлены на рис. 2. Сплошными линиями 1 и 2 ограничена область конвективного теплообмена (формула (5)), массообмена (формулы (3)) и трения на стенке. Штриховые линии — результаты расчета суммарного числа Стентона по соотношению (9). Линии 1 соответствуют расчетам для сухого воздуха и совпадают с известными закономерностями для ламинарного и турбулентного течения [13]. Заштрихованная область представляет собой результаты расчета трения и конвективного тепломассообмена при различных влагосодержаниях потока, при-

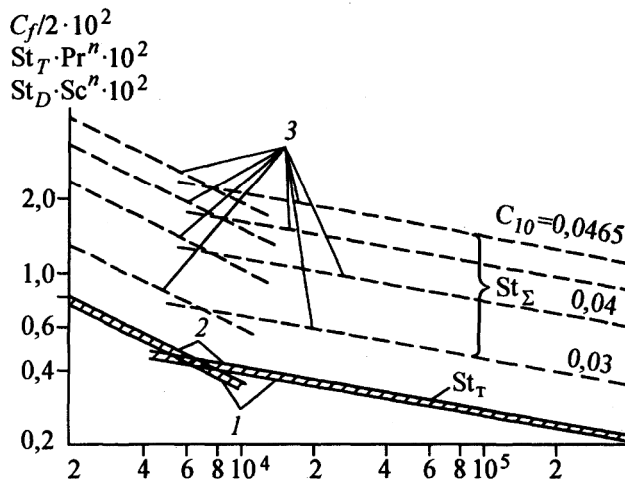


Рис. 2. Тепломассообмен и трение при ламинарном и турбулентном режимах течения влажного воздуха.

$T_0 = 40^\circ\text{C}$, $T_{\text{ст}} = 20^\circ\text{C}$. 1 — трение, тепло- и массообмен в сухом воздухе, 2 — то же, для влажного воздуха ($C_{10} = 0,0465$), заштрихованная область соответствует промежуточным значениям влагосодержания, 3 — суммарный теплообмен на стенке при различных концентрациях пара.

щенного состояния парогазовой смеси ($\varphi = 100\%$), что соответствует массовой концентрации пара в ядре потока $C_{10} = 0,0465$.

Отметим основные особенности расчетных данных на рис. 2. Как видно, влияние концентрации пара на коэффициенты трения и тепломассообмена невелико и для рассматриваемых условий не превышает 10%. Это увеличение коэффициентов переноса обусловлено процессом отсоса пограничного слоя за счет конденсации, однако из-за малости поперечного потока вещества его влиянием при течении влажного воздуха при умеренных параметрах можно пренебречь.

Расчеты также показали, что коэффициенты трения, конвективного теплообмена и массообмена с учетом поправки на числа Прандтля или Шмидта хорошо согласуются между собой как в ламинарном, так и в турбулентном режимах течения. Это говорит о том, что для рассматриваемых условий выполняется тройная аналогия Рейнольдса

$$c_f/2 = St_T Pr^n = St_D Sc^n, \quad (11)$$

где показатель степени для ламинарного течения $n = 0,66$, а для турбулентного $n = 0,6$.

Линиями 3 на рис. 2 для различных концентраций пара нанесены расчетные данные по суммарному теплопереносу на стенке St_Σ , полученные по соотношению (9) с учетом теплоты, затрачиваемой на фазовый переход. Видно, что конденсация на поверхности существенно увеличивает коэффициент теплообмена. Так, при $C_{10} \approx 5\%$ теплообмен на поверхности возрастает более чем в 5 раз по сравнению с таковым при течении сухого воздуха. При этом расчетные линии для различных концентраций пара располагаются эквидистантно.

Соотношение между компонентами теплового потока на стенке определяется величиной концентрационного и температурного напоров между ядром течения и стенкой. Это следует из рис. 3, где показаны относительные значения конвективной составляющей теплового потока в зависимости от концентрационного напора водяного пара $\Delta C_1 = C_{10} - C_{1\text{ст}}$ при различных температурах парогазовой смеси в потоке. Отметим наиболее важный вывод, следующий из рис. 3. Расчетные значения q_k/q_Σ для ламинарного и турбулентного режимов течения практически совпадают, что говорит о независимости компонентов теплового потока от режима течения. Для сравнения на этом же рисунке линиями нанесены результаты расчетов по формуле работы [8]

Рис. 3. Влияние разности концентраций на конвективную составляющую теплового потока. $T_{\text{ст}} = 20^\circ\text{C}$.

Светлые и темные точки — численный расчет соответственно ламинарного и турбулентного режимов. Линии — расчет по формуле (12).

$$(q_{\Sigma}/q_k)_{\text{ст}} = 1 + \text{Le}^n b_{1D} \text{Ku}, \quad (12)$$

полученной на основе балансовых соотношений для тепловых и массовых потоков на стенке, а также условия подобия полей концентраций и энтальпий парогазовой смеси. Здесь

$$b_{1D} = j_{\text{ст}}/\rho_0 U_0 \text{St}_D = (C_{10} - C_{1\text{ст}})/(1 - C_{1\text{ст}}) \quad (13)$$

есть диффузионный параметр проницаемости, а

$$\text{Ku} = r/(i_0 - i_{\text{ст}}) \quad (14)$$

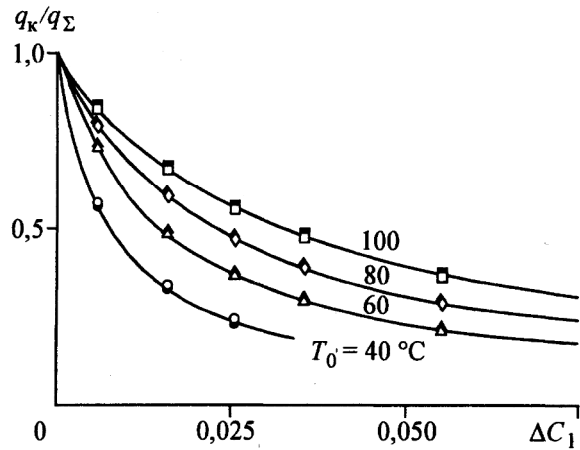
число Кутателадзе.

Как видно из рис. 3, расчет по формуле (12) хорошо согласуется с численным решением полных уравнений ламинарного и турбулентного пограничных слоев во всем диапазоне температур и концентраций пара. Подобная картина подтверждается результатами численных расчетов и при других числах Рейнольдса, а также при варьировании температуры стенки.

Универсальность соотношения (12) и слабая зависимость коэффициентов конвективного теплообмена от параметров влажного воздуха (см. рис. 2) дают основания для важного в прикладном аспекте вывода. Расчеты относительных значений компонентов теплового потока на стенке при течении влажного воздуха с конденсацией можно проводить по формуле (12) независимо от режима течения. Значения коэффициентов конвективного тепло-массопереноса St_T и St_D могут быть определены из решения интегральных соотношений пограничного слоя, или в первом приближении правомерно воспользоваться закономерностями для сухой стенки. Такой подход позволяет существенно упростить вычислительную процедуру по сравнению с решением системы уравнений пограничного слоя в дифференциальной форме.

Сделанные выводы, строго говоря, относятся к системе водяной пар — воздух. Очевидно, что для других парогазовых смесей требуется дополнительный анализ. То же можно оказать и о пределах применимости аналогии Рейнольдса к парогазовым смесям при больших концентрациях пара ($C_{10} \rightarrow 1$), т. е. для пара с неконденсирующейся примесью газа.

На рис. 4 показано изменение коэффициентов аналогии Рейнольдса между теплообменом и трением, а также теплообменом и массообменом с учетом стандартных поправок на числа Прандтля и Льюиса. Расчеты проводились при постоянной температуре стенки $T_{\text{ст}} = 20^\circ\text{C}$ и различных температурах и концентрациях пара в невозмущенном потоке вплоть до предельного значения $C_{10} \rightarrow 1$, соответствующего чистому пару при температуре $T_0 = 100^\circ\text{C}$. Таким образом анализировалась максимально возможная область изменения концентрации пара во влажном воздухе с целью выявления границ применимости аналогии Рейнольдса.



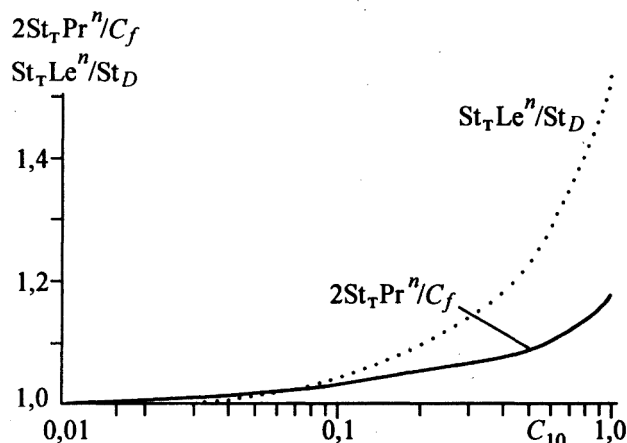


Рис. 4. Изменение коэффициентов аналогии Рейнольдса в зависимости от концентрации пара в воздухе.

$$T_{\text{ст}} = 20^\circ\text{C}, T_0 = 100^\circ\text{C}.$$

Численный анализ был проведен для ламинарного и турбулентного режимов течения. Результаты расчетов для этих течений практически совпадают, если при числах Прандтля и Льюиса использовать соответствующие показатели степеней ($n = 0,66$ для ламинарного и $0,6$ для турбулентного режимов течения).

Как видно из рис. 4, фактор неподобия возрастает с увеличением концентрации пара. Это объясняется тем, что с ростом концентрации пара в смеси возрастают значения чисел Прандтля и Льюиса: при изменении концентрации водяного пара в воздухе от нуля до единицы число Льюиса возрастает от 1,1 до 1,9, а число Прандтля от 0,7 до 1,1. В диапазоне концентраций пара, при которых наблюдается подобие процессов переноса, увеличение указанных критериев не столь существенно ($Le = 1,3$, $Pr = 0,8$ при $C_{10} = 0,2$). Отметим также, что степень неподобия между теплообменом и массообменом при $C_{10} > 0,2$ существенно выше, чем между массообменом и трением. Такой характер поведения относительных коэффициентов переноса обусловлен прежде всего влиянием диффузионной составляющей переноса теплоты, величина которой, как это следует из уравнения энергии (1), возрастает с увеличением числа Le . Однако, как показали расчеты, данные на рис. 4 в области больших паросодержаний ($C_{10} > 0,2$) не являются универсальными и зависят от температурного напора ΔT между ядром потока и стенкой. Поэтому решение задачи об аналогии тепломассообмена в этих условиях требует специального рассмотрения.

Отметим наиболее важную особенность рис. 4, имеющую отношение непосредственно к течению влажного воздуха. До значений концентрации пара в потоке воздуха $C_{10} < 0,2$, где коэффициент неподобия отличается от единицы, в практических расчетах можно пользоваться аналогией Рейнольдса. Этим значениям концентрации соответствуют температуры насыщения $T_0 \approx 70 \div 80^\circ\text{C}$, что является верхним пределом применимости аналогии Рейнольдса для влажного воздуха. Для области же температур $T_0 < 60^\circ\text{C}$, имеющих наибольшее распространение в технических приложениях, коэффициенты тройной аналогии практически не отличаются от единицы.

Таким образом, численный анализ уравнений движения, энергии и диффузии для бинарной смеси водяного пара с воздухом при умеренной концентрации пара в ядре потока свидетельствует о подобии процессов переноса как при ламинарном, так и при турбулентном режимах течения. Этот вывод позволяет существенно упростить процедуру расчета системы уравнений пограничного слоя, сводя анализ к решению только одного уравнения, причем эффективным оказывается использование интегральных методов расчета пограничного слоя [13].

При малом паросодержании в первом приближении можно также пренебречь влиянием отсоса пара на тепломассообмен и трение и, следовательно, для расчетов конвективного тепломассообмена воспользоваться известными зависимостями для обтекания "сухой" стенки квазиизотермическим потоком.

Рис. 5. Сопоставление расчетных и опытных значений компонентов теплового потока для влажного воздуха.

$T_0 = 40^\circ\text{C}$, $T_{\text{ст}} = 21^\circ\text{C}$. Точки — опытные данные [6]. Линии 1, 2 — численный расчет для турбулентного режима соответственно q_k/q_Σ и q_l/q_Σ .

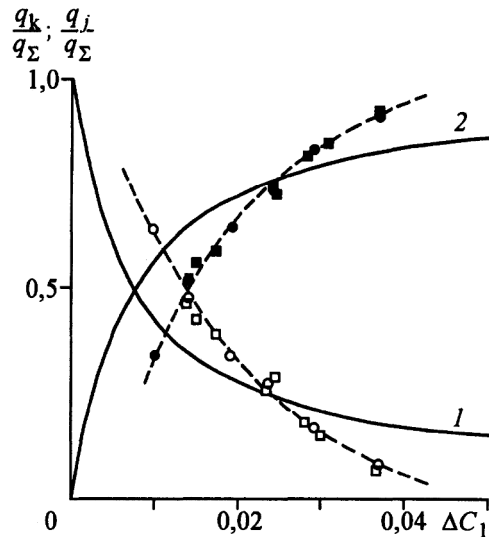
Не представляет принципиальных затруднений учет влияния отсоса конденсирующегося пара по формулам, полученным, например, в [13] для ламинарного и в [14] для турбулентного режимов течения. После определения конвективной составляющей теплового потока полный тепловой поток к стенке с учетом теплоты фазового перехода можно рассчитать из соотношений (12) — (14).

Наличие подобия тепломассообмена в указанных выше экспериментальных работах [1 — 3, 9] является подтверждением результатов численного анализа. Детального сравнения с результатами этих работ провести не удалось вследствие отсутствия полной опытной информации и прежде всего — о величине температуры на поверхности пленки. Такие данные получены в работе [6], поэтому результаты расчетов сопоставлялись с опытными данными [6], где показано, что закон массообмена оказался консервативным относительно тепловых и концентрационных граничных условий и описывается классическими зависимостями для турбулентного течения, а конвективный теплообмен сильно зависит от влагосодержания в потоке. Степень неподобия между тепло- и массообменом значительна даже при малых концентрациях пара в воздухе. На рис. 5 опытные данные работы [6] сопоставляются с расчетным анализом настоящей работы. Видно качественное соответствие данных, однако при этом количественное расхождение значительно. Так, при $\Delta C_1 = 0,04 \div 0,05$ отличие между расчетным и экспериментальными значениями конвективной составляющей достигает более трех раз. Сильные несоответствия наблюдаются и при малых влагосодержаниях потока, а совпадение между расчетом и экспериментом имеет место только при концентрации пара $\Delta C_1 \approx 0,023$.

Причины отсутствия аналогии между процессами тепломассообмена в опытных данных [6] к настоящему времени не выяснены. При этом неясен и физический механизм, приводящий к нарушению аналогии при столь малых концентрациях пара в пограничном слое, что показывает эксперимент. Очевидно, что для изучения этого вопроса необходимы новые экспериментальные исследования при различных тепловых и концентрационных граничных условиях, а также для различных геометрий (развивающийся пограничный слой, стабилизированное течение в трубе) и режимов течения.

ВЫВОДЫ

В результате численного решения системы дифференциальных уравнений движения, энергии и диффузии пограничного слоя при ламинарном и турбулентном режимах течения влажного воздуха с конденсацией водяного пара на поверхности установлено, что процессы переноса импульса, вещества и конвективный перенос теплоты взаимно подобны с учетом стандартных поправок на числа Прандтля или Льюиса в диапазоне массового паросодержания в ядре потока $0 < C_{10} \leq 0,2$. Тепломассообмен во влажном воздухе при малых концентрациях пара порядка $C_{10} \leq 0,1$ описывается закономерностями для “сухой”



стенки. При этом суммарный теплообмен на стенке при течении влажного воздуха может существенно возрастать за счет теплоты фазового перехода, и с увеличением влагосодержания вклад этой составляющей растет.

Расчеты показали, что относительная конвективная компонента теплового потока и теплота, выделяемая за счет конденсации, практически не зависят от режима течения и совпадают с соотношениями, полученными из балансовых уравнений сохранения энергии и массы на стенке с привлечением условия подобия процессов тепломассообмена.

Полученные результаты в целом подтверждаются опытными данными [1 – 3, 9] и не совпадают с результатами экспериментов работы [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Семен В.М. Теплоотдача влажного воздуха при конденсации пара // Теплоэнергетика. — 1956. — № 4. — С. 11 – 15.
2. Пчелкин Ю.Н. Тепло- и массоотдача влажного воздуха // Там же. — 1961. — № 6. — С. 72 – 75.
3. Бакластов А.М., Сергазин Ж.Ф. Тепло- и массоотдача при конденсации пара из влажного воздуха // Изв. вузов. Энергетика. — 1965. — № 2. — С. 59 – 64.
4. Смольский Б.М., Новиков П.А., Щербаков Л.А. Тепло- и массообмен при конденсации водяного пара из влажного воздуха в узких каналах // ИФЖ. — 1971. — Т. 21, № 1. — С. 71 – 74.
5. Новиков П.А., Щербаков Л.А. Тепло- и массообмен при капельной конденсации водяного пара из потока разреженного воздуха в узких каналах прямоугольной формы // Там же. — 1972. — Т. 23, № 4. — С. 737 – 742.
6. Takarada M., Ikeda S., Izumi M. et. al. Forced convection heat and mass transfer from humid air under condensation conditions // Proc. Exp. Heat Transfer. Fluid Mech. and Thermodyn. No. 2. — Brussels, 1997. — P. 1103 – 1116.
7. Volchkov E.P., Terekhov V.I., Terekhov V.V. Heat and mass transfer in boundary layer during vapor condensation at a presence of non-condensing gas // Proc. Intern. Symp. "The Physics of Heat Transfer in Boiling and Cond." — Moscow, 1997. — P. 163 – 167.
8. Терехов В.И., Терехов В.В., Шаров К.А. Тепло- и массообмен при конденсации водяного пара из влажного воздуха // ИФЖ. — 1998. — Т. 71, № 5. — С. 788 – 794.
9. Хозе А.Н., Патрикеев В.Н. Гидродинамика и тепломассообмен при конденсации влажного воздуха повышенного давления в узких каналах // Теплофизика и гидродинамика процессов кипения и конденсации. Т. 3. — Рига, 1986. — С. 154 – 161.
10. Chien K.-Y. Predictions of channel and boundary-layer flows with Low-Reynolds-number turbulence model // AIAA J. — 1982. — Vol. 20. — P. 33 – 38.
11. Fujii T. Theory of Laminar Film Condensation. — New York: Springer-Verlag, 1991. — 124 p.
12. Denny V., Landis R. An improved transformation of the Patankar-Spalding type for numerical solution of two-dimensional boundary layer flows // Intern. J. Heat and Mass Transfer. — 1971. — Vol. 14. — P. 1859 – 1862.
13. Исаев С.И., Кожин И.А., Кофанов В.И. и др. Теория тепломассообмена / Под ред. А.И. Леонтьева. — М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1997. — 683 с.
14. Волчков Э.П., Терехов В.И. Пограничный слой с селективным отсосом // ИФЖ. — 1983. — Т. 44, № 4. — С. 181 – 189.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 2000 г.