

УДК 536.24

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ, ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ДВУХФАЗНОГО ГАЗОПАРОКАПЕЛЬНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ

В. И. Терехов, М. А. Пахомов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Разработана модель расчета и выполнено численное исследование тепло- и массообмена и характеристик турбулентного газопарокапельного потока. При расчете турбулентных характеристик газовой фазы использовалась $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности. Показано, что с увеличением начального диаметра капель интенсивность теплообмена между поверхностью и парогазовой смесью существенно уменьшается, при этом увеличение трения на стенке несущественно. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными и численными данными.

Ключевые слова: двухфазный поток, тепло- и массообмен, турбулентность, испарение, газопарокапельная система.

Введение. Газопарокапельные потоки широко используются в технике, например в элементах энергетического оборудования, химических аппаратах и системах кондиционирования воздуха летательных аппаратов. Интенсификация теплообмена при использовании подобных теплоносителей достигается за счет скрытой теплоты парообразования при испарении капель жидкости в двухкомпонентном парогазовом потоке или в однокомпонентном потоке пара. Наличие жидкой фазы и ее испарение в пограничном слое приводят к необходимости учета межфазного тепломассопереноса. Особенно важно детальное исследование механизма межфазного обмена в закризисной области течения парогенерирующих устройств, когда разрушается пристенная пленка и происходит переход из дисперсно-кольцевого режима течения в дисперсный [1]. При наличии в смеси неконденсирующегося газа необходимо учитывать диффузию пара в парогазовую смесь. Наличие второго компонента в газовой фазе (например, смесь воздуха с водяным паром) существенно усложняет решение задачи, поскольку возникает необходимость совместного решения уравнений энергии и диффузии для парогазовой смеси.

Теоретическому и экспериментальному исследованию теплообмена и характеристик двухфазных турбулентных потоков посвящено большое число работ [1–10]. Наиболее полно исследованы течения парокапельных потоков в ламинарном и турбулентном режимах [2–4]. В то же время турбулентные течения в каналах газопарокапельных потоков, имеющие большое практическое значение, исследованы недостаточно (см., например, [5–10]).

Использование двухфазных теплоносителей в технических устройствах ограничено из-за отсутствия надежных экспериментальных и расчетных данных о характеристиках течения и тепло- и массообмене в таких потоках. Имеющиеся численные исследования теплообмена в газопарокапельных потоках [5, 7] основаны на использовании большого числа упрощающих предположений, требующих детального обоснования, например применения к описанию процесса тепломассопереноса в двухфазном потоке интегрального подхода [5] и асимптотической теории турбулентного пограничного слоя [7].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 01-02-16994, 02-02-06327-мас) и Министерства образования Российской Федерации (грант № ТОО-1.2-260).

Большинства указанных недостатков лишены модели, основанные на использовании систем дифференциальных уравнений пограничного слоя для двухфазной двухкомпонентной смеси. Такие модели позволяют более точно описать особенности тепло- и массообмена в двухкомпонентных газопарокапельных потоках [8–10]. В работе [8] численно исследован турбулентный режим течения двухфазной газопарокапельной смеси в трубе. Расчетная модель построена с использованием алгебраической модели турбулентности [11].

Постановка задачи в настоящей работе в целом соответствует [8], однако для замыкания уравнений используется двухпараметрическая $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности [12]. Исследуется влияние на тепломассоперенос большого числа факторов, таких как осаждение капель, испарение капель в объеме и на поверхности канала. Приведены результаты тестирования модели и их сопоставление с экспериментальными данными.

1. Физическая модель. Рассматриваются характеристики течения и тепло- и массообмен турбулентного газопарокапельного потока в трубе с учетом испарения капель, межфазного взаимодействия, осаждения частиц на стенку, их теплообмена с ней и диффузии пара в парогазовую смесь. Считается, что пристенная кольцевая пленка жидкости уже высохла (т. е. температура стенки T_W выше температуры Лейденфроста для капель) [1]. Лучистый теплообмен не учитывается [3–10]. При этом предполагается, что в момент касания со стенкой все капли испаряются, поэтому поверхность канала является сухой. Кондуктивный теплообмен, обусловленный контактом капли со стенкой, учитывается с помощью модели [5]. В работе рассмотрен трехступенчатый механизм теплообмена в двухфазном потоке:

- 1) тепло от стенки передается каплям, осевшим на поверхность стенки, и расходуется на их испарение;
- 2) тепло от стенки передается парогазовой смеси;
- 3) часть тепла от парогазовой смеси поступает к каплям жидкости и расходуется на их нагрев и испарение.

Объемная доля жидкой фазы мала ($Z_L < 10^{-4}$), а капли достаточно мелкие (диаметр $d_1 < 100$ мкм). Предположим, что в каждом сечении трубы все частицы имеют одинаковый размер и равномерно распределены по объему. Такой механизм может быть реализован вследствие интенсивного турбулентного перемешивания потока и частиц по радиусу трубы. В потоке не происходит коалесценции и дробления капель [5]. Согласно данным [1] данное допущение справедливо при $Z_L \leq 10^{-4}$.

В парогазовом потоке капли служат распределенным стоком тепла и источником пара. Смесь отдает тепло каплям жидкости, а генерируемый при этом пар нагревается до температуры основного потока и диффундирует в область с меньшим паросодержанием. Перенос тепла от парогазовой смеси к каплям осуществляется за счет теплопроводности и конвекции. Присутствие капель и их испарение не оказывают влияния на турбулентные характеристики газовой фазы.

Во входном сечении трубы распределение температур и скоростей фаз равномерное. Капли на входе имеют одинаковый размер и температуру. При этом температура фаз на входе могла быть как одинаковой, так и различной.

2. Математическая модель. С учетом принятых допущений характеристики и тепло- и массообмен двухфазного потока описываются системой дифференциальных уравнений для осесимметричного течения.

Система уравнений. Уравнение неразрывности, а также уравнения движения, энергии и переноса массы для бинарной парогазовой смеси в приближении пограничного слоя имеют следующий вид:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} = \frac{Jn\pi d^2}{\rho},$$

$$\begin{aligned}
\rho\left(U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial r}\right) &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r(\mu + \mu_T)\frac{\partial U}{\partial r}\right) - C_D n \rho (U - U_L)|U - U_L|A_L, \\
\rho C_p\left(U\frac{\partial T}{\partial x} + V\frac{\partial T}{\partial r}\right) &= \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T}\right)\frac{\partial T}{\partial r}\right] - \\
&\quad - \alpha n \pi d^2 (T - T_L) + \rho D_T \frac{\partial K_V}{\partial r} (C_{pV} - C_{pA}) \frac{\partial T}{\partial r}, \\
\rho\left(U\frac{\partial K_V}{\partial x} + V\frac{\partial K_V}{\partial r}\right) &= \frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_T}{Sc_T}\right)\frac{\partial K_V}{\partial r}\right] + J n \pi d^2, \\
\rho &= (1 - Z_L)P/(RT).
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь U, V — скорость в продольном и поперечном направлениях; x, r — продольная и поперечная координаты; J — поток массы пара с поверхности испаряющейся капли; $n = \rho M_{L1}/(\rho_L \pi d_1^3/6)$ — числовая концентрация частиц в единице объема; ρ — плотность; μ — динамическая вязкость; C_p — удельная теплоемкость; P — давление; $A_L = \pi d^2/4$ — площадь поперечного сечения частицы; T — температура; α — коэффициент теплоотдачи к испаряющейся капле; D — коэффициент диффузии пара в парогазовую смесь; K_V — массовая концентрация пара в бинарной парогазовой смеси; $Pr = C_p \mu / \lambda$, $Sc = \nu / D$ — числа Прандтля и Шмидта. Индексы A, L, V соответствуют воздуху, капле и пару. Индексом T отмечены турбулентные характеристики.

Для определения турбулентной вязкости газовой фазы использовалась $(k-\varepsilon)$ -модель турбулентности [12]. Выбор этой модификации $(k-\varepsilon)$ -модели обусловлен тем, что результаты расчетов с ее использованием лучше согласуются с результатами измерений турбулентных характеристик несущей фазы в трубе по сравнению с другими моделями [13, 14]. Уравнения переноса кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации имеют вид

$$\begin{aligned}
\rho\left(U\frac{\partial k}{\partial x} + V\frac{\partial k}{\partial r}\right) &= \frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial r}\right] + G_k - \rho\varepsilon, \\
\rho\left(U\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right) &= \frac{\rho}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right] + \frac{C_{\varepsilon 1}\varepsilon f_1 G_k}{k} - \frac{C_{\varepsilon 2}\varepsilon^2 \rho f_2}{k},
\end{aligned}$$

где k — кинетическая энергия турбулентности; ε — скорость ее диссипации; $\mu_T = C_\mu f_\mu \rho k^2 / \varepsilon$; $\sigma_k = 1,4$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$; $C_\mu = 0,09$; $C_{\varepsilon 1} = 1,45$; $C_{\varepsilon 2} = 1,9$; $f_1 = 1$; $G_k = \mu_T (\partial U / \partial r)^2$; $f_2 = [1 - \exp(-y_+/6)]^2 [1 - 0,3 \exp(-(\text{Re}_T^{3/4}/6,5)^2)]$; $f_\mu = [1 - \exp(-y_+/26)]^2 \times (1 + 4,1/\text{Re}_T^{3/4})$; $\text{Re}_T = k^2/(\varepsilon \nu)$.

Выражение для определения $\partial P / \partial x$ в уравнении движения на начальном участке можно представить в виде

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \rho U_0 \frac{\partial U_0}{\partial x}. \tag{2}$$

В формуле (2) отсутствует дополнительный член, характеризующий влияние капель. Согласно полученным оценкам в исследуемом диапазоне значений концентрации частиц при небольших значениях межфазной скорости различие результатов расчетов с учетом и без учета этого слагаемого составляет не более 5 %.

Для определения величины $\partial P / \partial x$ используем уравнение постоянства массового расхода

$$\rho U_0 \pi (R - \delta)^2 + 2\rho \pi \int_{R-\delta}^R U r dr = G_1 + G_2, \tag{3}$$

где R — радиус трубы; δ — толщина пограничного слоя; U_0 — скорость на оси трубы; G_1, G_2 — массовый расход смеси в текущем расчетном сечении и расход за счет парообразования соответственно. Формулы для определения G_1 и G_2 в (3) имеют следующий вид:

$$G_1 = \rho U_m \pi R^2 (M_A + M_V), \quad G_2 = \rho_V U_m \pi R^2 (M_{V,i} - M_{V,i-1}).$$

Окончательно выражение для определения скорости на оси трубы U_0 преобразуется к виду

$$U_0 = \frac{1}{\rho \pi (R - \delta)^2} \left(G_1 + G_2 - 2\rho \pi \int_{R-\delta}^R U r dr \right). \quad (4)$$

Уравнения баланса энергии и массы пара на поверхности испаряющейся частицы. Соотношения (1) дополняются уравнением баланса энергии для жидкой фазы

$$C_{p,L} \rho_L \frac{\pi d^3}{6} \frac{\partial T_L}{\partial t} = \alpha \pi d^2 (T - T_L) - J \pi d^2 [L + C_{p,V} (T - T_L)] \quad (5)$$

и уравнением сохранения массы пара на испаряющейся поверхности капли [15]

$$J = JK_V^* - \rho_V D \frac{\partial K_V^*}{\partial r}, \quad (6)$$

где L — удельная теплота фазового перехода; K_V^* — концентрация пара на поверхности капли, соответствующая параметрам насыщения при температуре капли T_L . Учитывая, что диффузионное число Стэнтона St_D имеет вид

$$St_D = - \frac{\rho_V D}{\rho U (K_V^* - K_V)} \frac{\partial K_V^*}{\partial r},$$

уравнение сохранения массы (6) можно записать в виде

$$J = St_D \rho U b_{1D}, \quad (7)$$

где

$$b_{1D} = (K_V^* - K_V) / (1 - K_V^*) \quad (8)$$

есть диффузионный параметр вдува, определяемый с использованием кривой насыщения.

Уравнения тепло- и массообмена с поверхности неиспаряющейся сферы имеют вид [1]

$$Nu_P = \alpha_P d / \lambda = 2 + 0,6 Re_L^{1/2} Pr^{1/3}, \quad Sh_P = \beta d / D = 2 + 0,6 Re_L^{1/2} Sc^{1/3}.$$

Здесь $Re_L = \rho d \sqrt{(U - U_L)^2 + (V - V_L)^2} / \mu$ — число Рейнольдса частицы, построенное по скорости скольжения фаз; Sh_P — число Шервуда; β — коэффициент массоотдачи; индекс P соответствует неиспаряющейся частице.

Диффузионное число Стэнтона можно определить по выражению [15]

$$St_D = Sh_P / (Re_L Sc),$$

тогда уравнение (6) преобразуется к виду

$$J = (2 + 0,6 Re_L^{1/2} Sc^{1/3}) \rho U b_{1D} / (Re_L Sc). \quad (9)$$

Согласно [16] коэффициент теплоотдачи к испаряющимся каплям α связан с коэффициентом теплоотдачи неиспаряющихся частиц α_P следующим соотношением:

$$\alpha = \alpha_P / [1 + C_p (T - T_L) / L]. \quad (10)$$

Уравнение материального баланса для бинарной паровоздушной смеси имеет вид

$$K_A + K_V = 1.$$

Для трехкомпонентной смеси пар — газ — жидкость

$$M_A + M_V + M_L = 1. \quad (11)$$

Соотношения между массовыми концентрациями компонентов смеси K и M можно записать в виде

$$K_V = M_V / (M_A + M_V), \quad K_A = M_A / (M_A + M_V) = 1 - K_V. \quad (12)$$

Текущий диаметр капли в i -м сечении определяется по формуле [8]

$$\rho_L \pi d_i^3 / 6 = \rho_L \pi d_{i-1}^3 / 6 - J \pi d_{i-1}^2 \Delta x / U_{m,i},$$

где Δx — расстояние между расчетными сечениями по продольной координате; $U_{m,i}$ — средняя скорость потока в текущем сечении. Выбор в качестве характерной средней скорости потока величины $U_{m,i}$ обусловлен тем, что размер капель по радиусу трубы постоянен.

При интенсивном испарении расход газовой фазы за счет парообразования возрастает по мере продвижения потока по трубе. Среднемассовая скорость парогазовой смеси в текущем сечении с учетом притока массы пара от испаряющихся капель рассчитывалась по формуле

$$U_{m,i} = U_{m,i-1} / [1 - n \rho_L (d_i^3 - d_{i-1}^3) / \rho].$$

Значения турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принимались постоянными по длине и радиусу трубы: $Pr_T = Sc_T = 0,9$.

Модель осаждения капель из двухфазного потока. Для расчета скорости осаждения капель на стенку из турбулентного потока использовалась теоретическая зависимость [17]

$$k_{L+} = \frac{k_L}{Z_L U_*} = \frac{0,115 / (B^{0,75} \tau_+^{3/8}) + 2,5 \cdot 10^{-4} \tau_+^{2,5}}{1 + 10^{-3} \tau_+^{2,5} + 1,25 \cdot 10^{-3} \tau_+^3 / \sqrt{R_+}}. \quad (13)$$

Здесь k_L — скорость осаждения капель на стенку; $B = 12,73 \sqrt{\rho / \rho_L} \pi \nu^3 / (1,381 \cdot 10^{-23} T U_*)$ — коэффициент, учитывающий влияние броуновской диффузии на осаждение [17]; $\tau_+ = \rho \tau U_*^2 / \mu$ — безразмерное время релаксации капель; $\tau = \rho_L d^2 / (18 \mu (1 + Re_L^{2/3} / 6))$ — время релаксации капель; $E = 1 + Re_L^{2/3} / 6$ — поправочный коэффициент, характеризующий отклонение от закона обтекания Стокса; U_* — динамическая скорость; $R_+ = R U_* / \nu$ — безразмерный радиус канала; R — радиус канала. Индекс “плюс” обозначает, что параметр записан в динамических переменных.

При определении массовой концентрации частиц, выпадающих на поверхность стенки ($M_{L,W}$) из турбулентного газопарокапельного потока, используем следующие алгебраические соотношения:

$$M_{L,W} = \frac{n_W \rho_L \pi d^3}{6 \rho}, \quad n_W = \frac{N_W}{\pi R^2 \Delta x}, \quad N_W = \frac{6 m_W}{\rho_L \pi d^3}, \quad m_W = J_W \Delta x 2 \pi \Delta r \Delta t,$$

где $J_W = k_L \rho_L$ — массовая скорость осаждения капель; Δx , Δr — шаг по продольной и поперечной координатам; Δt — время; m_W — масса жидкости, выпадающей на стенку цилиндрического канала; N_W — число капель, выпавших на стенку; n_W — числовая концентрация жидкой фазы, выпавшей на стенку из двухфазного потока; $n = n_{i-1} - n_W$ — текущая числовая концентрация частиц в потоке.

Кондуктивный теплообмен между каплей и стенкой. При осаждении капель на стенку часть теплового потока затрачивается на их испарение. Как и в большинстве предшествующих моделей (см., например, [5]), используется принцип суперпозиции. Тепловой

поток к поверхности трубы q_W состоит из тепловых потоков от стенки к каплям ($q_{W,L}$) и от стенки к парогасокапельной смеси ($q_{W,F}$).

Согласно данным [5] плотность теплового потока от стенки к каплям имеет вид

$$q_{W,L} = \chi J_W L M_{L,m}, \quad (14)$$

где χ — эффективность теплообмена капли со стенкой; $M_{L,m}$ — среднемассовая концентрация капель в сечении трубы, определяемая по соотношению

$$M_{L,m} = \frac{2}{U_m R^2} \int_0^R M_L U r \, dr.$$

При $T_W > T_L$ эффективность теплообмена капли со стенкой определяется по зависимости $\chi = \exp(1 - T_W/T_L)$, рекомендуемой в работе [5].

Уравнение движения частиц. Расчеты проведены для вертикального канала. Рассматриваются действующие на частицу силы аэродинамического сопротивления, тяжести и Архимеда. Силы Сэффмена и Магнуса в работе не учитываются. Аэродинамические силы, обусловленные градиентом давления, присоединенной массой и эффектом Бассе, считаются малыми, так как порядок их величины пропорционален отношению плотностей газа и жидкости, которое обычно составляет порядка 10^{-3} .

Уравнение движения капель с учетом сил аэродинамического сопротивления, тяжести, Архимеда можно записать в векторной форме

$$m_L \frac{d\mathbf{U}_L}{dt} = C_D \rho (\mathbf{U} - \mathbf{U}_L) |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| A_L + m_L \mathbf{g} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_L}\right). \quad (15)$$

Здесь $m_L = \rho_L \pi d^3/6$ — масса капли; C_D — коэффициент аэродинамического сопротивления капель; t — время; \mathbf{g} — ускорение свободного падения.

Проекция на оси x и r имеют следующий вид: в продольном направлении x

$$m_L \frac{dU_L}{dt} = C_D \rho (U - U_L) |U - U_L| A_L \pm m_L g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_L}\right),$$

в поперечном направлении r

$$m_L \frac{dV_L}{dt} = C_D \rho (V - V_L) |V - V_L| A_L.$$

В случае испаряющихся капель коэффициент сопротивления частиц C_D определяется по приведенному в работе [5] выражению

$$C_D = C_{D,P} / [1 + C_p (T - T_L) / L],$$

где $C_{D,P}$ — коэффициент трения, определяемый для неиспаряющихся частиц по формулам

$$C_{D,P} = \begin{cases} 24 / \text{Re}_P, & \text{Re}_P \leq 1, \\ 24(1 + \text{Re}_P^{2/3} / 6) / \text{Re}_P, & \text{Re}_P > 1. \end{cases}$$

Определение величины пульсаций газовой и дисперсной фаз. В расчетах полагалось, что частицы достаточно крупные, т. е. время релаксации частиц τ больше интегрального временного масштаба турбулентности Ω . Интегральный временной масштаб турбулентности Ω , необходимый для определения поперечной составляющей пульсаций скорости газовой фазы, задается формулой [18]

$$\Omega_+ = \rho \Omega U_*^2 / \mu = \sqrt{l_{0+}^2 + l_+^2},$$

переходящей при $y_+ \rightarrow 0$ в соотношение $\Omega_+ = l_{0+} \approx 10$ (в области вязкого подслоя значение временного интегрального масштаба турбулентности принимается постоянным), а в ядре турбулентного потока — в соотношение $\Omega_+ = l_+ = \rho l U_* / \mu$, где l_+ — относительная длина пути смешения; l — длина пути смешения, определяемая по формуле Прандтля — Никурадзе [18]

$$l = R[0,14 - 0,08(r/R)^2 + 0,06(r/R)^4].$$

Радиальная компонента среднеквадратичных пульсаций скорости газовой фазы определяется по зависимости, приведенной в работе [19]:

$$\langle v^2 \rangle = \mu_T / (\rho \Omega Sc_T). \quad (16)$$

Величина среднеквадратичных пульсаций скорости несущей фазы в продольном направлении [19]

$$\langle u^2 \rangle \approx 1,3k. \quad (17)$$

Для относительно крупных капель интенсивность турбулентности дисперсной фазы выражается по соотношениям [19]

$$\langle v_L^2 \rangle = \langle v^2 \rangle \Omega / \tau, \quad \Omega = L_E / \sqrt{\langle v^2 \rangle}, \quad L_E = 0,14R, \quad (18)$$

где L_E — масштаб турбулентности несущей фазы.

Граничные условия и условия на входе. На оси трубы ($r = 0$)

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial K_V}{\partial r} = \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = V = 0, \quad (19)$$

на стенке ($r = R$)

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = q_{W,F}, \quad \frac{\partial K_V}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = U = V = k = 0, \quad \varepsilon_W = \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial r^2} \right)_W, \quad (20)$$

во входном сечении

$$U = U_1, \quad V = V_1, \quad T = T_1, \quad M_L = M_{L1}, \quad T_L = T_{L1}, \\ d = d_1, \quad K_V = K_{V1}, \quad k = k_1, \quad \varepsilon = \varepsilon_1. \quad (21)$$

В работе принято, что степень турбулентности газовой фазы на входе в трубу $Tu = \sqrt{(1/3)(\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle)} / U = 3 \%$.

Соотношения (1)–(18) с соответствующими граничными и начальными условиями (19)–(21) представляют собой замкнутую систему уравнений, описывающую процессы тепло- и массообмена в турбулентном двухфазном потоке, позволяющую рассчитать все искомые величины (распределение температуры, концентрации фаз и компонентов парогазовой смеси), а также определить характер изменения размеров частиц.

3. Численная реализация и тестирование модели. Численное решение дифференциальных уравнений в частных производных получено с использованием конечно-разностной схемы Кранка — Николсона [20] путем преобразования исходных дифференциальных уравнений в систему дискретных линейных алгебраических уравнений. Полученная система уравнений с трехдиагональной матрицей решалась методом прогонки по алгоритму Томаса, более подробно описанному в работе [20]. Использовалась сетка со сгущением узлов по направлению к стенке. В продольном направлении сетка была равномерной.

Расчеты проведены на сетке, содержащей в продольном направлении 201 узел, в поперечном — 101 узел. Выполнены также методические расчеты на сетке 201×201 . Установлено, что различие результатов расчета профиля температур несущего потока и диаметра

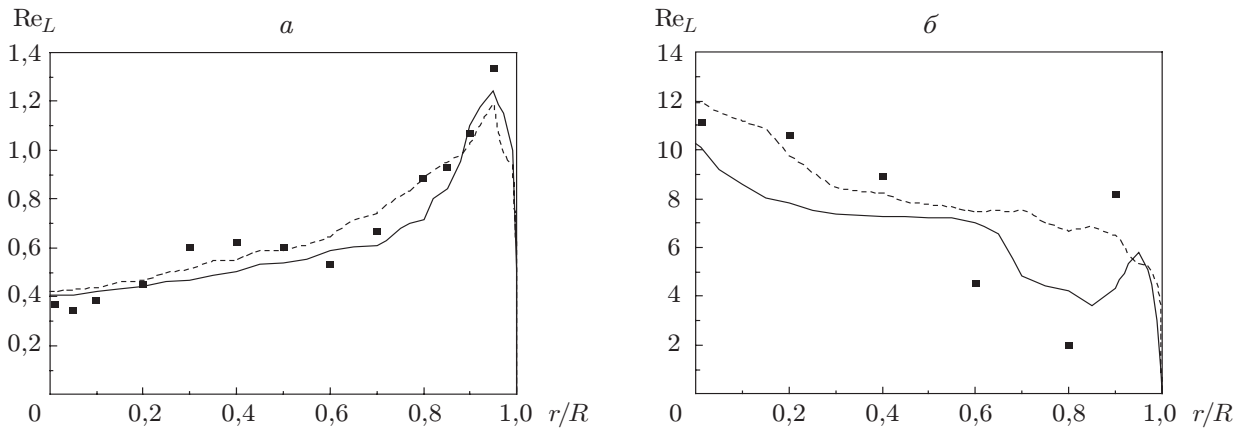


Рис. 1. Распределение измеренного и рассчитанного числа Рейнольдса частиц стекла по радиусу трубы для стабилизированного режима течения: *a* — нисходящее течение; *б* — восходящее течение; сплошные линии — расчет по модели [12]; штриховые — расчет по алгебраической модели [11]; точки — экспериментальные данные (*a* — [23]; *б* — [24])

капли не превышает 0,5 %. В дальнейших расчетах тепло- и массообмена в турбулентном газопарокапельном потоке использовалась сетка 201×101 .

Выполнено тестирование результатов расчетов по выбранной модели турбулентности и их сопоставление с данными прямого численного моделирования и результатами экспериментов для изотермического течения однофазного потока воздуха в трубе [21], а также с опытными данными [22]. Результаты расчетов по данной ($k-\varepsilon$)-модели турбулентности хорошо описывают закономерности теплообмена в турбулентном однофазном газовом потоке [15].

Для сопоставительного анализа при двухфазном течении использованы экспериментальные данные [23] для нисходящего течения смеси газ — стеклянные частицы и данные работы [24] для восходящего потока газа с частицами стекла. Рассчитанные и измеренные распределения числа Рейнольдса частицы по радиусу трубы приведены на рис. 1. Исходные данные для расчетов соответствуют условиям экспериментов [23] ($2R = 46$ мм, $Re = 12\,300$, $U_0 = 4$ м/с, $M_P = 2$ %, $d = 50$ мкм, $\rho_P = 2550$ кг/м³, $U_* = 0,24$ м/с, $\tau_+ = 79$) и [24] ($2R = 12,7$ мм, $Re = 24\,500$, $U_0 = 28,7$ м/с, $M_P = 26$ %, $d = 62$ мкм, $\rho_P = 2640$ кг/м³, $U_* = 1,61$ м/с, $\tau_+ = 5417$). Расчеты выполнены с использованием алгебраической модели турбулентности [11] и ($k-\varepsilon$)-модели турбулентности [12].

Анализ данных при течении двухфазной смеси с малой концентрацией дисперсной фазы показывает хорошее согласие результатов расчетов по обеим моделям турбулентности и опытных данных по радиусу трубы (рис. 1, *a*). Результаты расчетов и экспериментов свидетельствуют о возрастании скорости скольжения фаз в пристенной зоне при нисходящем режиме течения.

Для восходящего режима течения газозвеси (рис. 1, *б*) распределение скорости скольжения меняется на противоположное: максимальное ее значение достигается на оси, а минимальное — в окрестности стенки трубы. При анализе данных рис. 1, *б* трудно определить, какая расчетная модель лучше описывает изменение числа Рейнольдса частицы Re_L при течении с большой концентрацией дисперсной фазы. Возможно, этим объясняется несоответствие опытных и расчетных данных. При течении с большой массовой концентрацией существенное влияние на структуру течения оказывают эффекты, обусловлен-

ные столкновением частиц со стенкой и друг с другом, а также возможным вращением дисперсной фазы [25]. Можно лишь отметить удовлетворительное согласие результатов расчетов по обеим моделям и данных экспериментов в приосевой зоне. В пристенной зоне в расчете по модели [12] наблюдается увеличение значений Re_L , в отличие от расчетов по модели [11].

Следует отметить, что при расчете по моделям [11, 12] для восходящего и нисходящего режимов течений результаты качественно согласуются с данными [26] для вертикального изотермического дисперсного течения в цилиндрическом канале.

Распределения относительных аксиальных и радиальных пульсационных составляющих скорости газовой и дисперсной фаз по радиусу трубы в сравнении с экспериментальными данными [27] показаны на рис. 2. Опыты проведены для нисходящего течения смеси воздуха с частицами стекла с использованием лазер-доплеровской анемометрии. Исходные данные для расчета соответствуют условиям экспериментов [27]: $2R = 46$ мм, $U_0 = 5,2$ м/с, $d = 50$ мкм, $\rho_P = 2550$ кг/м³, $U_* = 0,31$ м/с, $M_P = 5$ %, $\tau_+ = 125$, $Re = 15\,300$.

Расчетные значения пульсации скорости газовой фазы в продольном и поперечном направлениях хорошо согласуются с экспериментальными данными. Несколько хуже с экспериментом согласуются расчетные значения пульсаций скорости частиц, определенные с использованием теоретической модели [19]. Приведенные на рис. 2 распределения показывают, что интенсивность радиальных пульсаций скорости частиц меньше соответствующего значения для несущей фазы. Этот факт можно объяснить следующим образом. Число Стокса для крупномасштабного пульсационного движения определяется как $S = \tau/\Omega$. Для рассматриваемых условий $S \approx 1$, т. е. частицы хорошо вовлекаются в крупномасштабное пульсационное движение и отбирают энергию турбулентных вихрей несущей фазы. Снижение интенсивности поперечных пульсаций скорости газовой фазы ведет к уменьшению пульсаций скорости частиц [27].

Для оценки точности результатов расчета теплообмена для парок капельного течения проведено тестирование расчетной модели по результатам экспериментов [3]. Изменение температуры стенки по длине канала для парок капельного потока показано на рис. 3. Исходные данные для расчетов: $2R = 10$ мм; давление насыщения $P_{S1} = 3,08 \cdot 10^5$ Па, $T_{S1} = T_{L1} = T_1 = 300$ К, $d_1 = 30$ мкм, число Рейнольдса на входе в трубу $Re_1 = 5,1 \cdot 10^5$. Рабочая жидкость — фреон R-113. Из рис. 3 следует, что при высоких тепловых нагрузках расчетные и экспериментальные данные согласуются лучше, чем при малых значениях q_W . Возможной причиной этого различия является несовершенство принятого в модели механизма теплообмена газок капельного потока со стенкой. В частности, при снижении температуры стенки возрастает вероятность образования на ее поверхности жидких пленок, что не учитывается в настоящей модели. В то же время использование $(k-\varepsilon)$ -модели дает лучшее согласие с опытными данными по сравнению с алгебраической моделью [11].

Анализ данных, представленных на рис. 1–3, позволяет сделать следующие выводы. Расчет с использованием $(k-\varepsilon)$ -модели и алгебраических соотношений для среднеквадратичных пульсаций скорости газовой фазы и частиц позволяет удовлетворительно описывать пульсационные процессы, динамику газовой и дисперсной фаз, а также закономерности тепло- и массообмена при развитии течения двухфазных потоков.

4. Результаты расчетов. Расчеты проведены для смеси водяного пара и воздуха (при атмосферном давлении) при наличии в ней капель воды. Длина трубы 2 м, внутренний диаметр 0,02 м, температура парогазовой смеси на входе $T_1 = 293 \div 373$ К, число Рейнольдса потока $Re = 5 \cdot 10^3 \div 10^6$, диаметр капель на входе $d_1 = 0,1 \div 100$ мкм, безразмерное время релаксации капель $\tau_+ = 10^{-3} \div 10^3$, массовая доля капельной фазы $M_{L1} = 0 \div 0,1$, массовая доля воздуха $M_{A1} = 0 \div 0,8$. Расчеты выполнены при постоянном тепловом потоке на стенке ($q_W = \text{const}$) и при фиксированной величине теплового потока $q_W = 1$ кВт/м².

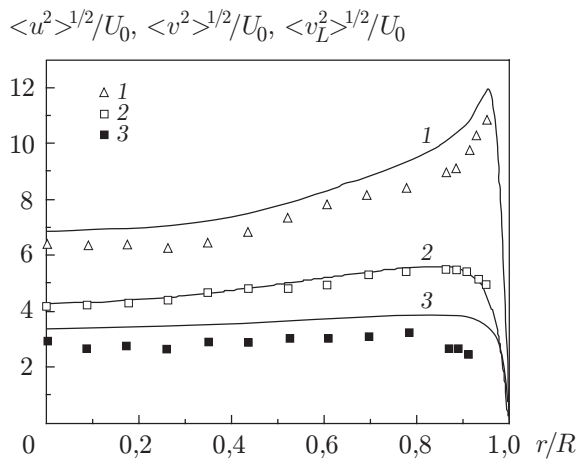


Рис. 2

Рис. 2. Распределение среднеквадратичных пульсаций скорости воздуха и частиц стекла:

линии — расчет; точки — экспериментальные данные [27]; 1 — $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_0$; 2 — $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_0$; 3 — $\langle v_L^2 \rangle^{1/2}/U_0$

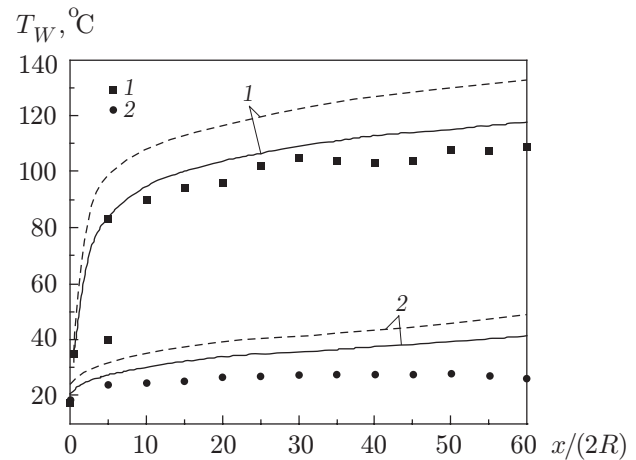


Рис. 3

Рис. 3. Изменение температуры стенки по длине трубы при течении однокомпонентного парок капельного потока:

сплошные линии — расчет по модели [12]; штриховые — расчет по модели [11]; точки — экспериментальные данные [3]; 1 — $M_{L1} = 0,35$, $q_W = 7,14$ кВт/м²; 2 — $M_{L1} = 0,43$, $q_W = 2,13$ кВт/м²

Влияние массовой концентрации капель на трение и теплообмен показано на рис. 4 (C_{fV} , Nu_V — коэффициенты трения и теплообмена при однофазном режиме течения потока пара). Увеличение количества жидкой фазы и начального размера частиц приводит к увеличению коэффициента трения по сравнению с коэффициентом трения в однофазном потоке. Анализ данных, представленных на рис. 4, позволяет сделать следующие выводы. Присутствие испаряющихся капель оказывает существенное влияние на интенсификацию теплообмена в двухфазном газопарокапельном потоке (теплообмен возрастает более чем в три раза), в то время как трение на стенке увеличивается незначительно (примерно на 10 %). При этом увеличение диаметра капель приводит к росту поверхностного сопротивления и снижению интенсивности теплообмена.

Влияние диаметра жидких капель на интенсификацию теплообмена показано на рис. 5. Увеличение диаметра капель (при постоянной массовой концентрации жидкой фазы) приводит к снижению интенсивности тепло- и массообменных процессов, что объясняется значительным уменьшением площади межфазной поверхности парогазовый поток — капля. Для частиц диаметром $d_1 < 2 \div 5$ мкм значение Nu/Nu_V не зависит от диаметра капель. Этот диапазон размеров определяет равновесный режим испарения, когда парогазовая смесь находится в термодинамическом равновесии с жидкой фазой. Данный вывод согласуется с экспериментальными данными [28].

Зависимость коэффициента интенсификации теплообмена от концентрации воздуха в парогазовой смеси представлена на рис. 6. Для однокомпонентного парок капельного потока при отсутствии воздуха в потоке (кривая 1) значение Nu/Nu_V наименьшее при $x/(2R) \lesssim 25$. С ростом концентрации воздуха интенсивность теплообмена увеличивается, так как возрастает диффузия пара с поверхности капель в окружающий поток, но при этом за счет более интенсивного испарения капель уменьшается длина зоны двухфазного течения.

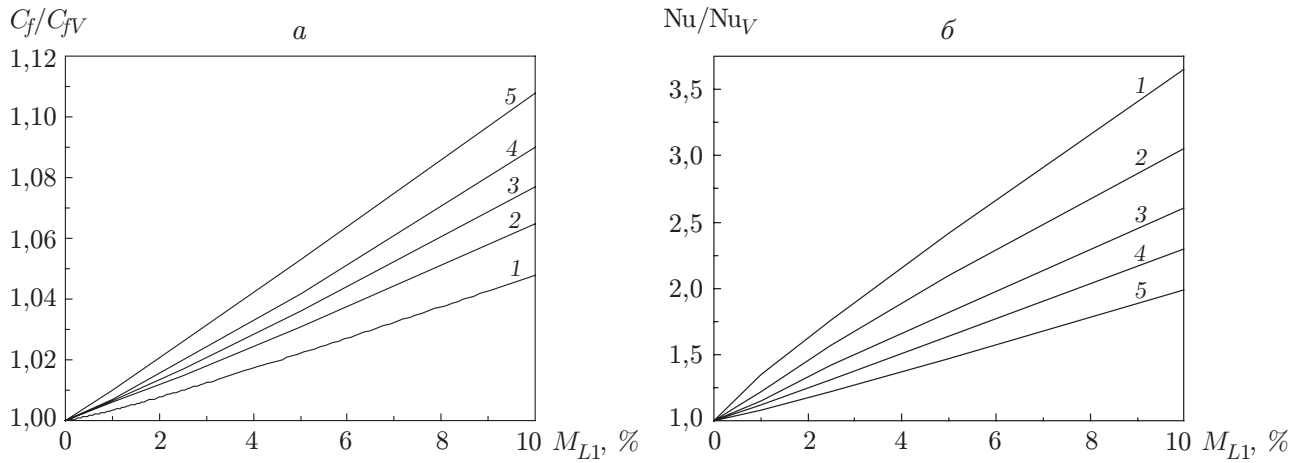


Рис. 4. Изменение относительного коэффициента трения (а) и коэффициента интенсификации теплообмена Nu/Nu_V (б) в газопарокапельном потоке при $Re = 13000$, $x/(2R) = 20$:
 1 — $d = 1$ мкм, $\tau_+ = 0,1$; 2 — $d = 10$ мкм, $\tau_+ = 8$; 3 — $d = 30$ мкм, $\tau_+ = 70$; 4 — $d = 50$ мкм, $\tau_+ = 190$; 5 — $d = 100$ мкм, $\tau_+ = 760$

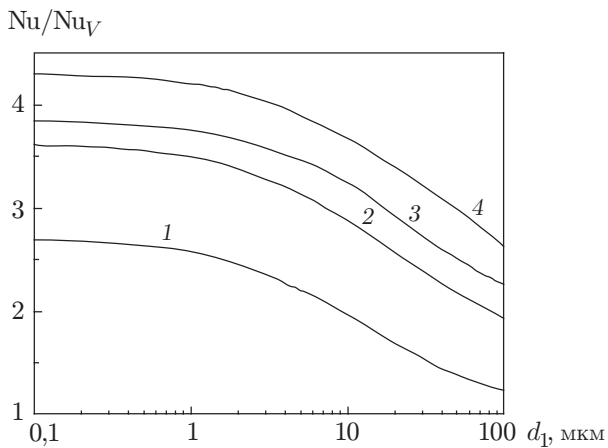


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость величины Nu/Nu_V от начального диаметра каплей d_1 при $x/(2R) = 20$:
 1 — $Re = 1,8 \cdot 10^3$; 2 — $Re = 10^4$; 3 — $Re = 5 \cdot 10^4$; 4 — $Re = 10^5$

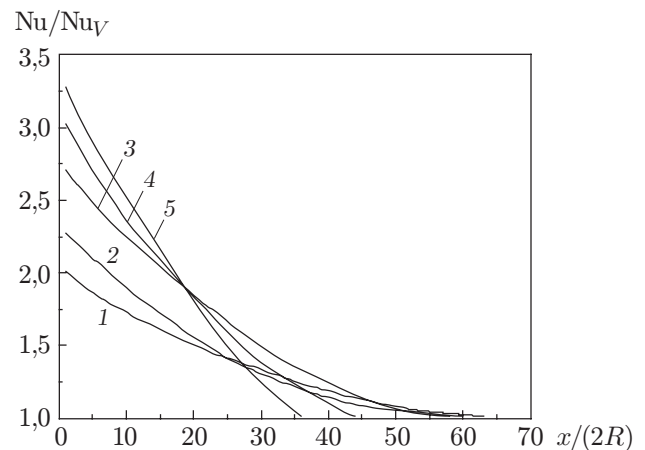


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость коэффициента интенсификации теплообмена от концентрации воздуха при $Re = 13000$, $M_{L1} = 0,1$:

1 — $M_{A1} = 0$; 2 — $M_{A1} = 0,01$; 3 — $M_{A1} = 0,1$; 4 — $M_{A1} = 0,2$; 5 — $M_{A1} = 0,5$

При сложном многостадийном механизме переноса тепла от стенки к двухфазному потоку представляет интерес определение вклада составляющих теплового потока в суммарный тепловой поток на стенке. Распределение составляющих подведенного к поверхности трубы тепла по длине трубы при различных значениях массовой концентрации жидкой фазы показано на рис. 7 (q_F — тепло, расходуемое на нагрев парогазового потока; $q_{W,L}$ — составляющая кондуктивного теплообмена, обусловленного контактом капли со стенкой; q_E — тепло, расходуемое на испарение капель в потоке; q_L — тепло, расходуемое на нагрев капель). Анализ данных, представленных на рис. 7, позволяет сделать следующие выводы. Максимальное количество тепла, подведенного к поверхности трубы, в начале теплообменного канала расходуется на кондуктивный теплообмен и испарение капель. Далее вниз по

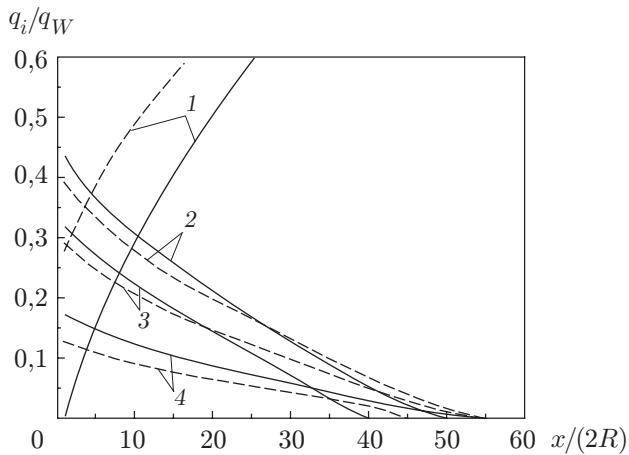


Рис. 7

Рис. 7. Распределение составляющих подводимого к поверхности трубы теплового потока в двухфазном газопарокапельном потоке при $Re = 13\,000$, $x/(2R) = 20$: сплошные линии — $M_{L1} = 0,1$; штриховые — $M_{L1} = 0,01$; 1 — q_F/q_W ; 2 — $q_{W,L}/q_W$; 3 — q_E/q_W ; 4 — q_L/q_W

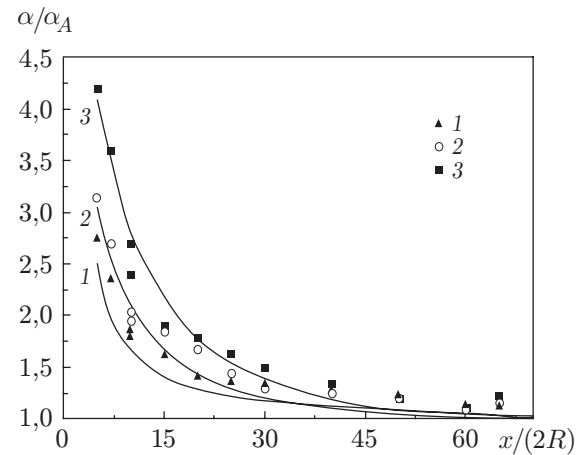


Рис. 8

Рис. 8. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными [5]: 1 — $q_W = 14,53$ кВт/м²; 2 — $q_W = 8,34$ кВт/м²; 3 — $q_W = 6,4$ кВт/м²

потоку по мере испарения капель составляющие q_L , $q_{W,L}$ и q_E уменьшаются, а тепловой поток к парогазовой фазе непрерывно возрастает до значения $q_F/q_W = 1$. В этом случае в канале устанавливается однофазный режим течения. Изменение концентрации жидкости на входе не приводит к существенному изменению соотношения составляющих, за исключением начального участка, на котором при малых концентрациях M_{L1} определяющую роль играет теплообмен с парогазовой смесью.

Измеренные в экспериментах [5] и рассчитанные значения коэффициента интенсификации теплообмена между стенкой трубы и газопарокапельным потоком приведены на рис. 8 (α_A — коэффициент теплоотдачи в однофазном потоке воздуха при прочих равных условиях). Начальные условия для расчетов: $M_{L1} = 1,1 \div 2,1$ %, $Re = 21\,800 \div 58\,600$, $2R = 12,95$ мм, длина расчетного участка 0,889 м, $G_A = 4,02 \div 10,8$ г/с, $d_1 = 9 \div 23$ мкм, $\tau_+ = 139 \div 208$, $T_1 = 300$ К. Эксперименты проведены при атмосферном давлении. Видно, что с ростом плотности теплового потока на стенке значения α/α_A монотонно уменьшаются, что обусловлено повышением температуры стенки.

Изменение температуры стенки T_W по длине канала показано на рис. 9. Исходные данные для расчетов соответствуют условиям экспериментов [6]: $M_{L1} = 0,5$ %; $Re = 39\,300$, $2R = 13,2$ мм, длина расчетного участка 0,924 м, $G_A = 7,58$ г/с, $d_1 = 16$ мкм, $\tau_+ = 272$, $T_1 = 293$ К. Эксперименты проведены при атмосферном давлении. Из рис. 9 следует, что расчетные значения температуры стенки достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

5. Выводы. Разработана физическая модель тепло- и массообмена при турбулентном течении газопарокапельного потока в цилиндрическом канале. В этой модели жидкая фаза представляет собой локализованные стоки тепла и источники пара. Для расчета турбулентных характеристик газовой фазы использовалась $(k-\epsilon)$ -модель турбулентности. Составлена замкнутая система уравнений переноса, включающая уравнения неразрывности, движения в продольном направлении, энергии с источником членом и диффузии для парогазовой смеси с источником, а также уравнения тепло- и массообмена для одной

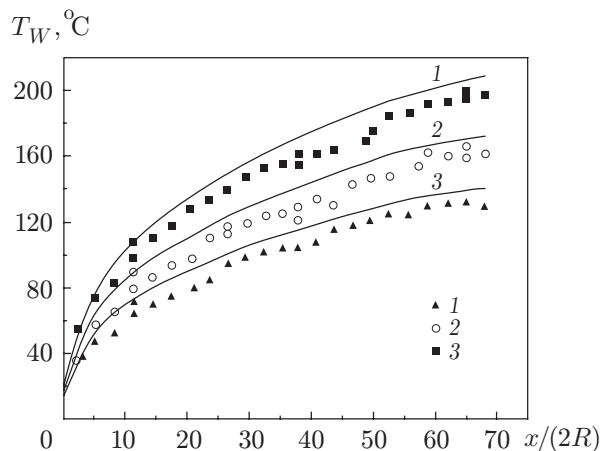


Рис. 9. Изменение температуры стенки трубы:
линии — расчет; точки — экспериментальные данные [6]; 1 — $q_w = 17,84 \text{ кВт/м}^2$; 2 —
 $q_w = 13,92 \text{ кВт/м}^2$; 3 — $q_w = 11,5 \text{ кВт/м}^2$

капли. В модели учитываются осаждение капель на стенку и их теплообмен, вызванный контактом капли со стенкой.

Выполнено численное исследование тепло- и массообмена при турбулентном течении двухфазного газопарокапельного потока при изменении термогазодинамических параметров на входе в трубу.

Показано, что с увеличением начального диаметра каплей происходит существенное уменьшение интенсивности теплообмена между поверхностью канала и газопарокапельной смесью, в то же время увеличение трения на стенке несущественно.

При возрастании массовой концентрации каплей происходит значительное усиление тепло- и массообменных процессов в двухфазном потоке, сопровождающееся ростом доли тепла, расходуемой на фазовый переход и теплообмен, обусловленный контактом каплей со стенкой. Поверхностное трение на стенке возрастает незначительно.

Увеличение массовой концентрации воздуха на входе приводит к росту интенсивности теплообмена, при этом длина зоны двухфазного потока уменьшается. Получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с известными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Стырикович М. А., Полонский В. С., Циклаури Г. В.** Тепломассообмен и гидродинамика в двухфазных потоках атомных электрических станций. М.: Наука, 1982.
2. **Терехов В. И., Пахомов М. А., Чичиндаев А. В.** Теплообмен при ламинарном развитии течения парокапельного потока в трубе // Теплофизика и аэромеханика. 2000. Т. 7, № 4. С. 523–537.
3. **Koizumi Y., Ueda T., Tanaka H.** Post dryout heat transfer to R-113 upward flow in a vertical tube // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1979. V. 22. P. 669–678.
4. **Рейн А., Яо Ш.-Ч.** Конвективная теплоотдача к турбулентному парокапельному потоку в круглых трубах // Теплопередача. 1981. Т. 103, № 4. С. 87–92.
5. **Мастанаия К., Ганич Е.** Теплообмен в двухкомпонентном дисперсном потоке // Теплопередача. 1981. Т. 103, № 2. С. 131–140.
6. **Sikalo S., Delalic' N., Ganic' E. N.** Hydrodynamics and heat transfer investigation of air-water dispersed flow // Intern. J. Exp. Thermal Fluid Sci. 2002. V. 25. P. 511–521.

7. **Леонтьев А. И.** Распространение предельных законов трения и теплообмена на турбулентные режимы течения газожидкостных потоков // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1984. № 10, вып. 7. С. 47–58.
8. **Терехов В. И., Пахомов М. А., Чичиндаев А. В.** Тепломассообмен в двухкомпонентном развитом турбулентном газопарокапельном потоке // Инж.-физ. журн. 2001. Т. 74, № 2. С. 56–61.
9. **Терехов В. И., Пахомов М. А., Чичиндаев А. В.** Влияние испарения жидких капель на распределение параметров в двухкомпонентном ламинарном потоке // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 6. С. 68–77.
10. **Terekhov V. I., Pakhomov M. A.** Numerical study of heat transfer in a laminar mist flow over a isothermal flat plate // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2002. V. 45. P. 2077–2085.
11. **Deissler R. G.** Analysis of turbulent heat transfer, mass transfer, and friction in smooth tubes at high Prandtl and Schmidt numbers. Washington, 1955. (Rep. / NASA; N 1210).
12. **Nagano Y., Tagawa M.** An improved k - ε model for boundary layer flow // Trans. ASME. J. Fluids Engng. 1990. V. 109. P. 33–39.
13. **Jones W. P., Launder B. E.** The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1973. V. 15. P. 1119–1130.
14. **Myong H. K., Kasagi N.** A new approach to the improvement of k - ε turbulence model for wall-bounded shear flows // Intern. J. JSME. Ser. 2. 1990. V. 33. P. 63–72.
15. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985.
16. **Yuen M. C., Chen L. W.** Heat transfer measurements of evaporating liquid droplets // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1979. V. 21. P. 537–542.
17. **Гусев И. Н., Гусева Е. И., Зайчик Л. И.** Осаждение частиц на стенках канала в турбулентном потоке // Инж.-физ. журн. 1990. Т. 59, № 5. С. 735–742.
18. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
19. **Derevich I. V.** Statistical modelling of mass transfer in turbulent dispersed flow. 1. Model development // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2000. V. 43. P. 3709–3723.
20. **Anderson J. D. (Jr.), Degrez G., Dick E., et al.** Introduction to computational fluid dynamics / Ed. by J. F. Wendt. Berlin: Springer Verlag, 1992.
21. **Eggels J. G. M., Unger F., Weiss M. H., et al.** Fully developed pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment // J. Fluid Mech. 1994. V. 268. P. 175–209.
22. **Laufer J.** The structure of turbulence in fully developed pipe flow. Washington, 1954. (Rep. / NASA; N 1174).
23. **Вараксин А. Ю., Поляков А. Ф.** Экспериментальное исследование пульсаций скоростей бидисперсных частиц, движущихся в турбулентном потоке воздуха // Тр. XII Шк.-семинара молодых ученых и специалистов под рук. акад. РАН А. И. Леонтьева “Проблемы газодинамики тепломассообмена в энергетических установках”, Москва, 25–28 мая 1999 г. М.: Изд-во Моск. энергет. ин-та, 1999. С. 207–210.
24. **Крамер Т., Делью К.** Экспериментальное определение средних характеристик газового потока с твердыми частицами // Теорет. основы инж. расчетов. 1972. Т. 93, № 2. С. 254–262.
25. **Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А. и др.** Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наук. думка, 1987.
26. **Uijetterwaal W. S. J., Oliemans R. V. A.** Particle dispersion and deposition in direct numerical and large eddy simulations of vertical pipe flow // Phys. Fluids A. 1996. V. 8. P. 2590–2604.

27. **Вараксин А. Ю., Поляков А. Ф.** Экспериментальное исследование пульсаций скоростей частиц в турбулентном потоке воздуха // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38, № 5. С. 792–798.
28. **Чичиндаев А. В.** Исследование теплоотдачи к низкотемпературному потоку водного аэрозоля: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 1998.

*Поступила в редакцию 14/V 2002 г.,
в окончательном варианте — 26/VIII 2002 г.*
