

УДК 536.24

## ВЛИЯНИЕ ИСПАРЕНИЯ ЖИДКИХ КАПЕЛЬ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ В ДВУХКОМПОНЕНТНОМ ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ

В. И. Терехов, М. А. Пахомов\*, А. В. Чичиндаев\*

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

\* Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск

Разработана модель расчета и выполнено численное исследование тепло- и массообменных характеристик в ламинарном воздушно-парокапельном потоке, движущемся в круглой трубе. Получены распределения параметров двухфазного потока по радиусу трубы при вариации исходных концентраций газовой фазы. Проведено сравнение расчетов тепло- и массообмена с экспериментальными данными и расчетами других авторов. Показано, что испарение капель в парогазовом потоке приводит к интенсификации теплоотдачи по сравнению с однокомпонентным парокапельным потоком и однофазным течением пара.

**Введение.** Теоретический материал по проблемам моделирования течения и теплообмена в двухфазных и многокомпонентных потоках представлен в работах [1–3].

Теплообмен в двухфазном газокапельном потоке, содержащем мелкие капли воды, может соответствовать наличию или отсутствию жидкой пленки на нагреваемой поверхности [1]. В первом случае, реализующемся при относительно низкой температуре стенки, пограничный слой состоит из двух областей: внутреннего слоя жидкости на стенке и внешнего дисперсного пограничного слоя. Авторы работы [4] исследовали теплообмен на клинообразном теле. Было зарегистрировано увеличение теплоотдачи в 10–30 раз по сравнению с однофазным газовым потоком. Второй случай характеризуется отсутствием жидкой пленки на стенке и реализуется в условиях, когда жидкие капли испаряются до достижения ими поверхности или в момент их осаждения на стенке.

В работе [5] теоретически и экспериментально изучался теплообмен при течении ламинарного туманообразного потока на сухой изотермической пластине. Проанализировано влияние капель и их испарения на структуру пограничного слоя для случая малой концентрации мелких частиц размером до 3 мкм. Подобный случай дисперсного течения исследовался при изучении теплообмена в различных внутренних режимах течения [6–14]. Как показано в работе [6], помимо критериев, характеризующих однофазный режим теплообмена, в парокапельном потоке появляется три безразмерных параметра, определяющих теплоперенос в двухфазном режиме течения. Анализ их влияния на интенсивность теплообмена позволил установить диапазон коэффициентов теплоотдачи в зависимости от исходных параметров, протяженность зоны существования двухфазного течения, характер изменения диаметра капель и другие закономерности теплообмена в двухфазном парокапельном потоке. В работе [12] численно исследовались процессы передачи количества движения, массы и энергии в газокапельном потоке с помощью модели капля — внутренний сток (Particle-Source-In Cell (PSI-CELL)). Модель основана на гипотезе, согласно которой капли

---

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы “Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки” (грант № 330) при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-02-17898).

являются внутренним источником массы пара, количества движения и энергии в газовой фазе. Модель PSI-CELL позволяет учесть сложные процессы между фазами, характерные для многофазных потоков. Эта модель применима также при исследовании задач, связанных с процессом горения. С использованием данной гипотезы в работе [13] построена модель, в которой учтены силы аэродинамического сопротивления и тяжести.

Следует отметить, что в большинстве проведенных расчетных исследований изучался тепло- и массообмен в однокомпонентных парокапельных потоках.

В данной работе строятся расчетные схемы процесса теплообмена и проводится параметрический анализ в ламинарных двухкомпонентных газопарокапельных потоках. Постановка задачи в целом аналогична постановкам в [6, 7]. Однако здесь исследуются более сложные воздушно-парокапельные течения, когда возникает необходимость совместного решения уравнений энергии и диффузии для парогазовой смеси. Эти исследования представляют интерес и в практических приложениях при расчетах систем двухфазного охлаждения элементов энергетического оборудования, аппаратов для кондиционирования воздуха и других устройств химической технологии и энергетики.

**1. Постановка задачи.** В данной работе рассматривается двумерное стабилизированное стационарное течение двухфазного газопарокапельного потока в трубе с учетом испарения капель жидкости. Настоящее исследование выполнено в условиях, когда пристенная кольцевая пленка жидкости уже высохла (т. е. температура стенки выше температуры Лейденфроста для капель). Кондуктивный теплообмен, обусловленный контактом капли со стенкой, пренебрежимо мал по сравнению с вкладом конвективного теплообмена между паром и стенкой [6], лучистый теплообмен также не учитывается. 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 паровоздушного потока.

Известно, что профиль скорости однофазной жидкости на гидродинамически стабилизированном участке имеет параболический вид [15]. Предполагалось, что такая форма профиля сохраняется и для двухфазного течения, а испарение капель приводит к увеличению только среднемассовой скорости пара по мере продвижения дисперсной смеси по каналу.

Во входном сечении трубы распределение температуры пара и капель равномерное, при этом пар может быть перегрет относительно температуры насыщения при данном парциальном давлении. Температура частицы по ее диаметру также принималась постоянной, поскольку по оценкам согласно данным [16] число Био  $Bi = \alpha_0 d_{P1} / \lambda_P < 0,1$ , где  $\alpha_0$  — коэффициент теплоотдачи неиспаряющейся частицы;  $d_{P1}$  — начальный диаметр капли;  $\lambda_P$  — коэффициент теплопроводности жидкой фазы.

Все частицы на входе в трубу имеют одинаковый размер, количество капель в единице объема (счетная концентрация) также постоянно, причем последнее условие выполняется для всей области течения. В зонах, где происходит полное испарение капель, их счетная концентрация моделируется псевдочастицами нулевого диаметра.

Вследствие теплоподвода к стенке трубы возникающий градиент температуры парогазовой фазы приводит к неравномерности испарительного процесса по радиусу трубы, поэтому пристенную область будут занимать частицы меньшего размера, чем на оси. Это, в свою очередь, вызывает изменение массовой концентрации газа, пара и жидкости по сечению и длине трубы.

Рассматривается два типа граничных условий на внутренней поверхности трубы: режим с постоянной плотностью теплового потока на стенке ( $q_W = \text{const}$ ) и режим с постоянной температурой стенки ( $T_W = \text{const}$ ). Преимущественно в работе исследуется случай  $q_W = \text{const}$ .

**2. Основные уравнения, граничные условия.** На участке с гидродинамически стабилизированным течением из уравнения движения для продольной скорости имеем параболический профиль [15]

$$W_X = 2\bar{W}[1 - (r/R_0)^2], \quad (1)$$

где  $\bar{W}$  — средняя скорость расхода смеси в текущем сечении трубы;  $R_0$  — радиус трубы;  $r$  — текущая поперечная координата.

С учетом принятых допущений тепло- и массообмен парогазокапельного потока для осесимметричного течения описывается системой уравнений энергии и диффузии для парогазовой смеси [3, 7]

$$2\rho_\Sigma C_{p\Sigma} \bar{W} \left(1 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\lambda_\Sigma}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r}\right) - \pi n d_P^2 \alpha_0 (T - T_P) + \rho_\Sigma D_{1-2} \frac{\partial K_V}{\partial r} (C_{pV} - C_{pA}) \frac{\partial T}{\partial r}; \quad (2)$$

$$2\rho_\Sigma C_{p\Sigma} \bar{W} \left(1 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right) \frac{\partial K_V}{\partial x} = \frac{\rho_\Sigma D_{1-2}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial K_V}{\partial r}\right) + j_S \pi n d_P^2. \quad (3)$$

Здесь  $\rho_\Sigma$ ,  $\lambda_\Sigma$  — плотность и коэффициент теплопроводности паровоздушного потока;  $\alpha_0$  — коэффициент теплоотдачи неиспаряющимся каплям;  $C_{p\Sigma}$ ,  $C_{pA}$ ,  $C_{pV}$  — удельная теплоемкость паровоздушной смеси, воздуха и пара;  $T$ ,  $T_P$  — температура смеси и капли;  $x$  — продольная координата;  $n$  — счетная концентрация капель жидкости в трубе;  $D_{1-2}$  — коэффициент диффузии пара в газ;  $K_V$  — массовая концентрация пара в бинарной паровоздушной смеси;  $j_S$  — поперечный поток пара на поверхности испаряющейся капли;  $d_P$  — текущий диаметр капли.

Уравнения энергии и диффузии имеют источники (стоковые) члены, описывающие теплоотвод от газовой фазы и подвод массы пара за счет испарения частиц. В уравнениях (2), (3) они представлены вторыми членами в правой части. Кроме того, уравнение энергии (2) в правой части содержит слагаемое, обусловленное диффузионным переносом тепла в парогазовой фазе.

Соотношения (2), (3) дополняются уравнением теплопереноса на межфазной границе

$$C_{pP} \rho_P \frac{\pi d_P^3}{6} \frac{dT_P}{d\tau} = \alpha \pi d_P^2 (T - T_P) - j_S \pi d_P^2 [L + C_{pV} (T - T_P)] \quad (4)$$

( $C_{pP}$  — удельная теплоемкость жидкости;  $\rho_P$  — плотность жидкости;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи испаряющейся капли;  $L$  — скрытая теплота парообразования) и уравнением сохранения массы пара на испаряющейся поверхности капли [3]

$$j_S = j_S K_{VS} - \rho_V D_{1-2} \left(\frac{\partial K_V}{\partial r}\right)_S, \quad (5)$$

где  $K_{VS}$  — массовая концентрация пара на поверхности частицы, соответствующая параметрам насыщения при температуре капли  $T_P$ . Согласно [17] величина  $\alpha$  в (4) связана с коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_0$  следующим соотношением:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + C_{p\Sigma} (T - T_P) / L}. \quad (6)$$

Закон теплообмена для неиспаряющейся капли определяется по формуле Дрейка [2]

$$\text{Nu} = 2 + 0,457 \text{Re}_P^{0,55} \text{Pr}^{1/3}, \quad (7)$$

где  $\text{Nu}$  — число Нуссельта;  $\text{Re}_P = \Delta W d_P / \nu_\Sigma$  — число Рейнольдса частицы, построенное по скорости скольжения фаз;  $\Delta W$  — скорость движения паровоздушной смеси относительно капли;  $\nu_\Sigma$  — коэффициент вязкости паровоздушной смеси;  $\text{Pr}$  — число Прандтля

смеси. Коэффициент теплоотдачи мелкодисперсным каплям в отсутствие скольжения фаз описывается соотношением  $Nu = \alpha_0 d_P / \lambda_\Sigma = 2$ , и, следовательно,  $\alpha_0 = 2\lambda_\Sigma / d_P$ .

Учитывая, что диффузионное число Стэнтона определяется как

$$St_D = -\rho_V D_{1-2} \left( \frac{\partial K_V}{\partial r} \right)_S / \rho_\Sigma \Delta W (K_{VS} - K_V), \quad (8)$$

уравнение сохранения массы (5) с учетом (8) можно записать в виде

$$j_S = St_D \rho_\Sigma \Delta W b_{1D}, \quad (9)$$

где

$$b_{1D} = (K_{VS} - K_V) / (1 - K_{VS}) \quad (10)$$

есть диффузионный параметр вдува пара с испаряющейся частицы;  $\rho_V$  — плотность пара.

Для мелкодисперсных частиц в отсутствие скольжения между фазами ( $\Delta W = 0$ ) массообмен между каплями и смесью описывается известными соотношениями [3]  $Sh = \beta d_P / D_{1-2} = 2$  и  $St_D = (Sh / Re_P) Sc = (2 / Re_P) Sc$ , где  $Sh$  и  $Sc$  — числа Шервуда и Шмидта соответственно;  $\beta$  — коэффициент массоотдачи. Тогда уравнение (9) преобразуется к виду

$$j_S = 2 D_{1-2} \rho_V b_{1D} / d_P, \quad (11)$$

а параметр проницаемости  $b_{1D}$  определяется из уравнения (10) с использованием кривой насыщения.

Уравнение материального баланса для бинарной паровоздушной смеси имеет вид

$$K_V + K_A = 1, \quad (12)$$

где  $K_A$  — массовая концентрация воздуха в бинарной паровоздушной смеси. Для тройной смеси пар — газ — жидкость оно записывается как

$$C_V + C_A + C_L = 1, \quad (13)$$

где  $C_V$ ,  $C_A$ ,  $C_P$  — массовые концентрации пара, воздуха, жидкости.

Соотношения между значениями массовых концентраций можно записать в виде

$$K_V = \frac{C_V}{C_V + C_A}, \quad K_A = \frac{C_A}{C_V + C_A} = 1 - K_V. \quad (14)$$

Выражение для расчета текущего диаметра капли  $d_P$  получим из следующего соотношения:

$$C_P = m_P n, \quad (15)$$

где  $m_P$  — масса жидкой частицы. Из (15) с учетом  $m_P = \rho_P \pi d_P^3 n / 6$  после преобразований имеем

$$d_P = \sqrt[3]{\frac{6C_P}{\pi \rho_P n}}. \quad (16)$$

Соотношения (2)–(16) представляют собой замкнутую систему уравнений, описывающую процессы тепло- и массообмена в парогасокапельном потоке и позволяющую рассчитать все искомые величины (распределение температуры, энтальпии, концентрации фаз и компонентов парогасовой смеси), определить характер изменения размеров частиц, а также проанализировать степень интенсификации теплообмена, происходящего вследствие испарительных процессов.

Граничные условия для температуры и концентрации компонентов парогазовой смеси записываются в виде

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial K_V}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = 0,$$

$$\lambda_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial r} = q_W \quad (q_W = \text{const}) \quad \text{или} \quad T = T_W = \text{const}, \quad \frac{\partial K_V}{\partial r} = 0 \quad \text{при} \quad r = R_0.$$

Температура парогазовой смеси и частиц на входе, а также концентрации пара, газа и капель задавались постоянными по сечению:  $T = T_1$ ,  $T_P = T_{P1}$ ,  $d_P = d_{P1}$ ,  $K_V = K_{V1}$ ,  $K_A = 1 - K_{V1}$ ,  $C_P = C_{P1}$  при  $x = 0$ .

Число Нуссельта при постоянной плотности теплового потока на стенке определялось по разности температуры стенки и среднемассовой температуры парогазовой смеси:

$$\text{Nu} = \frac{q_W 2R_0}{\lambda_{\Sigma}(T_W - T_m)}. \quad (17)$$

Среднемассовая температура в (17) находилась интегрированием поля температур по сечению трубы:

$$T_m = \frac{4}{R_0^2} \int_0^{R_0} T \left(1 - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2\right) r \, dr.$$

Аналогично проводился расчет средних по диаметру трубы концентраций компонентов газовой и жидкой фаз.

**3. Алгоритм расчетов и проверка достоверности численной модели.** Численное решение уравнений с соответствующими граничными условиями получено с использованием конечно-разностных схем. Алгебраическая система решена с помощью алгоритма Томаса [18]. Шаг по продольной координате составил 1 калибр, по поперечной — 0,01 калибра. Длина трубы 2 м, внутренний диаметр 0,02 м. Расчет теплофизических свойств производился по формулам, представленным в работе [19].

В отсутствие жидкой фазы и воздуха численное решение с погрешностью не более 2% соответствует численному решению задачи о теплоотдаче в стабилизированном однофазном потоке, предложенному в [15]. Для сравнения при двухфазном режиме течения использовались данные численного анализа [6]. Получено хорошее соответствие расчетов по данной модели численным расчетам для парок капельного стабилизированного потока [7].

**4. Результаты расчетов, их обсуждение и сопоставление с экспериментом.** Ниже представлены результаты исследования влияния параметров двухфазного потока на тепло- и массообмен в трубе. Основное внимание уделялось изучению влияния концентрации газа на изменение характеристик течения и интенсификацию теплообмена. Полученные в настоящей работе данные сопоставлялись с результатами работы [7] по теплопереносу в парок капельных потоках при концентрации газа  $C_A = 0$ .

Расчеты проводились для смеси водяного пара и воздуха (при атмосферном давлении) при наличии в ней жидких частиц воды. Исходные параметры изменялись в следующих диапазонах: температура парогазовой смеси на входе 100–150 °С; скорость потока 0–2 м/с; число Рейнольдса для потока 200–2000; диаметр капель 1–100 мкм, массовая концентрация капель 0–0,1, воздуха — 0–0,8. В результате расчетов определялись температура капель и паровоздушной смеси, массовые концентрации всех компонентов, диаметр капель и теплоотдача к поверхности трубы.

Результаты расчетов в виде безразмерных профилей температуры  $\Theta = (T - T_W)/(T_0 - T_W)$  по сечению трубы при различных значениях массовой концентрации воздуха представлены на рис. 1. Фиксированной величиной в этих расчетах было число Рейнольдса,

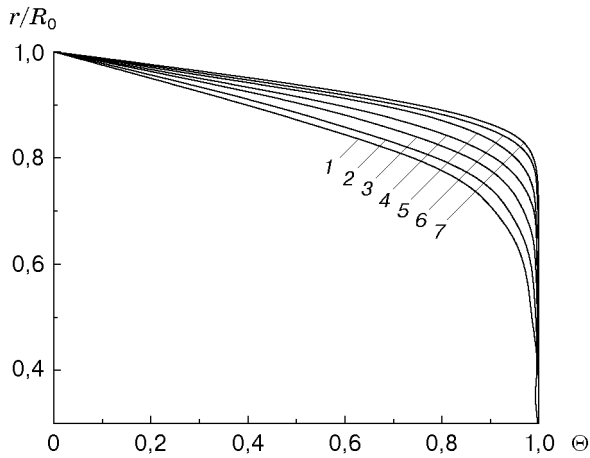


Рис. 1

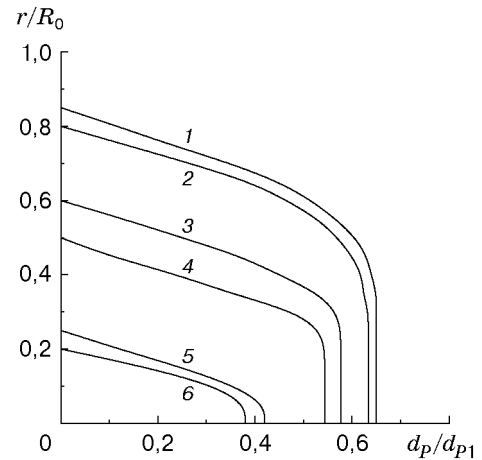


Рис. 2

Рис. 1. Распределение профиля температуры воздушно-парокапельной смеси по радиусу трубы при различной массовой концентрации воздуха на входе ( $x/D = 5$ ,  $d_{P1} = 30$  мкм,  $Re_D = 1800$ ,  $q_W = 200$  Вт/м<sup>2</sup>,  $T_1 = 373$  К,  $T_{P1} = 283$  К,  $C_{P1} = 0,1$ ):

1 —  $C_{A1} = C_{P1} = 0$ ; 2 —  $C_{A1} = 0$ ; 3 —  $C_{A1} = 0,01$ ; 4 —  $C_{A1} = 0,1$ ; 5 —  $C_{A1} = 0,2$ ; 6 —  $C_{A1} = 0,5$ ; 7 —  $C_{A1} = 0,8$

Рис. 2. Зависимость размеров испаряющихся капель от массовой концентрации воздуха при тех же параметрах, что и на рис. 1:

1 —  $C_{A1} = 0$ ; 2 —  $C_{A1} = 0,01$ ; 3 —  $C_{A1} = 0,1$ ; 4 —  $C_{A1} = 0,2$ ; 5 —  $C_{A1} = 0,5$ ; 6 —  $C_{A1} = 0,8$

определенное по параметрам на входе. Кривая 1 на рис. 1 представляет собой профиль температуры при однофазном режиме течения пара, кривая 2 — парокапельный поток при отсутствии в нем воздуха ( $C_{A1} = 0$ ). Как показано на рис. 1, увеличение концентрации воздуха на входе приводит к росту заполненности профиля температуры, что вызывает интенсификацию процессов теплоотдачи к поверхности трубы. Как показал расчет, подобная картина наблюдается при различных расходе и концентрации фаз на входе в трубу.

Большее заполнение профиля температуры обусловлено, прежде всего, более активным теплообменом между каплями и парогазовой смесью с высокой концентрацией воздуха при испарении. Действительно, с ростом  $C_{A1}$  в смеси увеличивается диффузионный перенос пара от поверхности частиц к окружающему потоку, что приводит к увеличению скорости испарения капель.

На рис. 2 представлены результаты расчета размеров частиц при различной концентрации воздуха и прочих равных условиях. Анализ данных на рис. 2 позволяет сделать следующие выводы. Более интенсивно испарительные процессы протекают в пристенной зоне, где температура выше. Небольшое плато в окрестности оси трубы, особенно при малых концентрациях воздуха, обусловлено небольшой величиной градиента температуры в этой области и, как показано далее, более высокой относительной массовой концентрацией пара в приосевой зоне. Главным же является вывод о существенном уменьшении размеров капель при увеличении концентрации воздуха в смеси. При этом значительно увеличиваются размеры зоны однофазного режима течения, в которой отсутствуют жидкие капли (рис. 2).

Очевидно, что процессы тепло- и массообмена между жидкой фазой и парогазовой смесью, а также теплообмен с поверхностью трубы являются взаимосвязанными. Поэтому для более полного описания механизма тепло- и массообменных процессов необходимо изучение

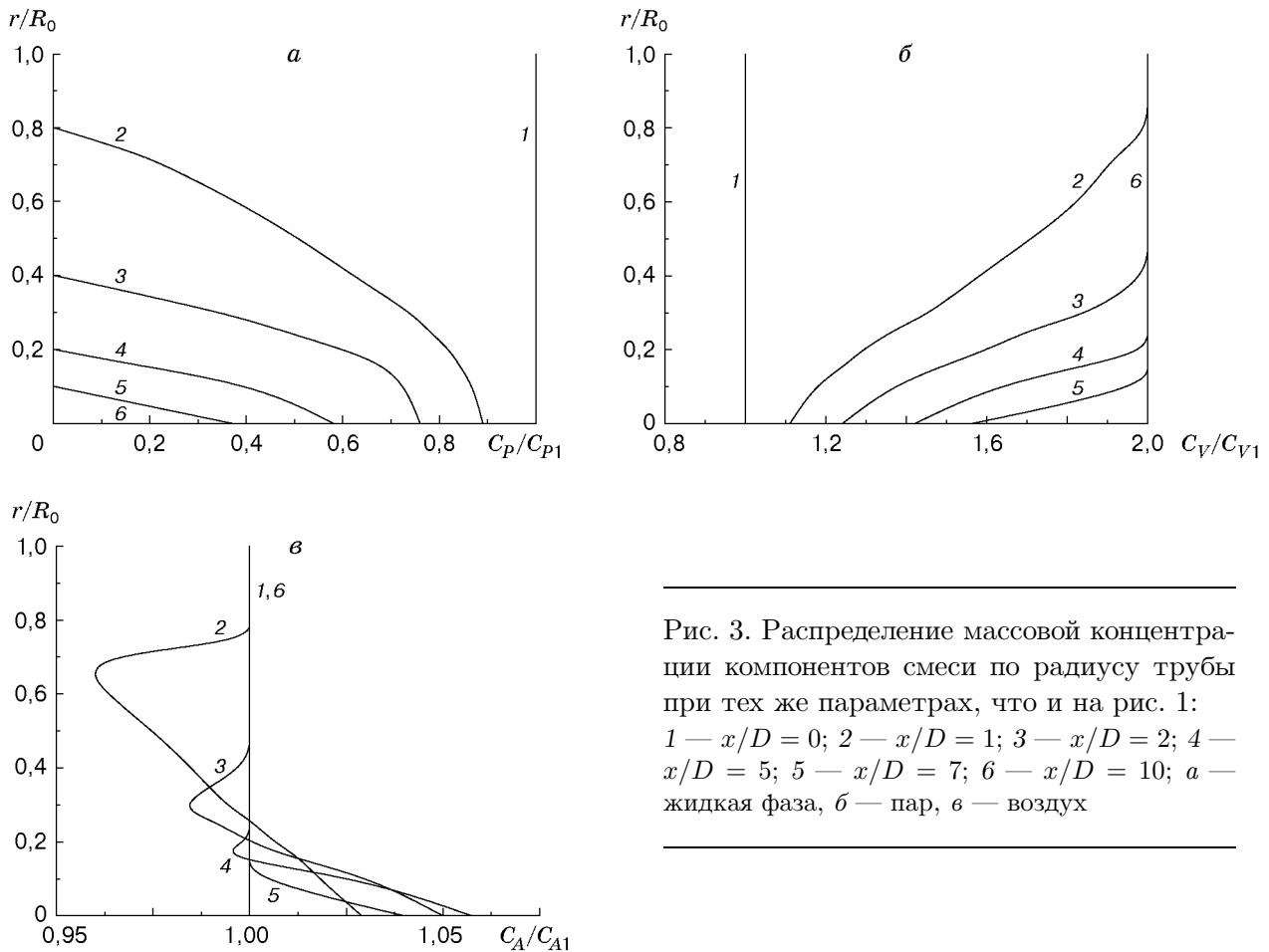


Рис. 3. Распределение массовой концентрации компонентов смеси по радиусу трубы при тех же параметрах, что и на рис. 1: 1 —  $x/D = 0$ ; 2 —  $x/D = 1$ ; 3 —  $x/D = 2$ ; 4 —  $x/D = 5$ ; 5 —  $x/D = 7$ ; 6 —  $x/D = 10$ ; *a* — жидкая фаза, *б* — пар, *в* — воздух

эволюции по длине трубы профилей концентрации как жидкой фазы, так и компонентов парогазовой смеси (рис. 3). Массовая концентрация жидкой фазы (рис. 3, *a*) непрерывно уменьшается по длине канала, а концентрация образующегося пара (рис. 3, *б*) увеличивается, в частности, для рассматриваемых условий ( $C_{p1} = C_{v1} = 0,1$ ) при  $x/D \rightarrow 10$  она увеличивается вдвое. Массовая концентрация воздуха по радиусу трубы распределена немонотонно (рис. 3, *в*). В областях наиболее интенсивного испарения образуются локальные минимумы концентрации воздуха, которые при продвижении вдоль трубы становятся менее выраженными и смещаются к ее оси.

Параметр интенсификации теплообмена, представляющий собой отношение  $Nu/Nu_0$ , где  $Nu_0$  — число Нуссельта в однофазном паровом потоке при одном и том же числе Рейнольдса на входе, зависит от отмеченных особенностей структуры тепловых полей и концентраций двухфазного парогазокапельного потока. Результаты этих расчетов показаны на рис. 4. Для однокомпонентного паракапельного потока (кривая 1) интенсификация теплообмена наименьшая ( $Nu/Nu_0 < 1,5$ ). С ростом массовой концентрации воздуха теплоотдача заметно усиливается, но при этом существенно уменьшается протяженность зоны интенсифицированного теплообмена по длине канала.

Следует отметить, что данные на рис. 4 имеют, скорее, демонстрационный характер, поскольку рассматриваемый процесс является многопараметрическим и соответственно степень интенсификации является функцией большого числа термодинамических параметров. Детальное исследование их влияния на процессы теплообмена выходит за рамки настоящей работы.

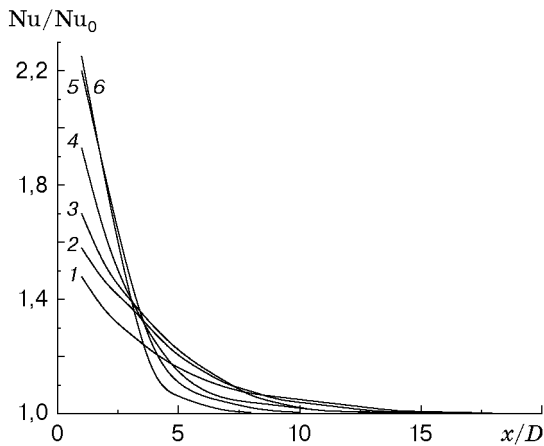


Рис. 4

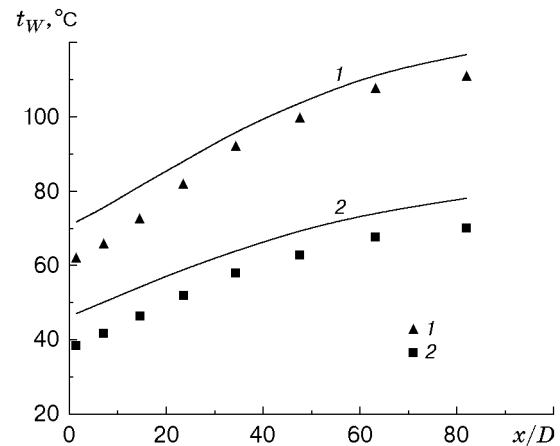


Рис. 5

Рис. 4. Распределение параметра интенсификации теплоотдачи при тчении парогазокапельного потока по длине трубы при тех же параметрах, что и на рис. 1:

1 —  $C_{A1} = 0$ ; 2 —  $C_{A1} = 0,01$ ; 3 —  $C_{A1} = 0,1$ ; 4 —  $C_{A1} = 0,2$ ; 5 —  $C_{A1} = 0,5$ ; 6 —  $C_{A1} = 0,8$

Рис. 5. Распределение температуры стенки по длине трубы:

линии — расчет, точки — эксперимент [8]; 1 —  $q_w = 0,8$  кВт/м<sup>2</sup>; 2 —  $q_w = 0,4$  кВт/м<sup>2</sup>

Обоснованность гипотез, положенных в основу предложенной модели, проверялась путем косвенных сопоставлений с имеющимися опытными данными по теплообмену.

Существует небольшое количество работ, содержащих данные по теплообмену в двухфазных парогазокапельных потоках в трубах. В работе [10] рассматривался случай развивающегося течения туманообразного ламинарного потока на начальном участке плоского канала, поэтому результаты, полученные в этой работе, невозможно использовать для сопоставления с разработанной численной моделью. В литературе практически отсутствуют опытные данные для гидродинамически стабилизированного парогазокапельного потока в трубе. Исключение составляет работа [8], в которой изучался процесс теплообмена при тчении водно-воздушного аэрозоля в компактном теплообменнике. Результаты, полученные в [8], использовались для сопоставления с настоящими расчетами (сравнивалось изменение температуры стенки по длине теплообменного участка). Расчеты и эксперименты проводились для следующих параметров рабочего участка: длина  $l = 0,24$  м, эквивалентный диаметр трубы  $d_э = 2,67$  мм,  $x/D = 0 \div 80$ , максимальное число Рейнольдса  $Re_э = 8 \cdot 10^3$ , массовая концентрация капель  $C_{P1} = 0 \div 0,03$ , их диаметр  $d_{P1} = 1 \div 2$  мкм. Опыты проводились в режиме постоянного теплового потока на стенке ( $q_w = \text{const}$ ).

Результаты сопоставления расчетных и экспериментальных данных представлены на рис. 5, на котором показано распределение температуры стенки по длине трубы теплообменного канала. Из рис. 5 следует, что расчет по данной модели удовлетворительно согласуется с данными эксперимента. Для расчетных и опытных значений температуры стенки характерно монотонное возрастание по длине канала. Более существенное расхождение расчетных и экспериментальных данных в начале канала объясняется влиянием начального участка, связанного с развитием динамического пограничного слоя в опытах. В этой области отличие расчетных и экспериментальных данных составляет 20–25%. На основной части канала расхождение не превышает 10%.

Таким образом, разработанная модель в целом качественно и количественно описывает тепло- и массоперенос в двухкомпонентном двухфазном потоке при наличии фазовых



превращений. В то же время данная модель не может полностью описать все особенности взаимосвязанных динамических и тепло- и массообменных процессов. Построение такой модели требует более детальных экспериментальных и численных исследований.

**Заключение.** Разработана физическая модель совместного тепло- и массообмена при ламинарном течении газопарокапельного потока в трубе. В этой модели жидкая фаза представляет собой локализованные стоки тепла и источники массы (пара). Составлена замкнутая система уравнений переноса, включающая уравнение энергии с источником членом, уравнение диффузии для парогазовой смеси с источником и уравнения тепло- и массообмена для одной капли. Создан численный алгоритм решения этой системы уравнений.

Выполнено численное исследование тепло- и массообмена при ламинарном течении двухфазного парокапельного потока в круглой трубе.

Показано, что увеличение массовой концентрации воздуха приводит к интенсификации теплоотдачи по сравнению с однокомпонентным течением. Проведенное сопоставление результатов анализа с опытными данными свидетельствует об их качественном и количественном согласии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987.
2. **Соу С.** Гидродинамика многофазных систем. М.: Наука, 1971.
3. **Исаев С. И., Кожин И. А., Кофанов В. И. и др.** Теория тепломассообмена / Под ред. А. И. Леонтьева. М.: Изд-во Моск. техн. ун-та, 1997.
4. **Aihara T., Taga M., Naraguchi T.** Heat transfer from a uniform heat flux wedge in air-water mist flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1979. V. 22, N 1. P. 51–60.
5. **Heyt J. W., Larsen P. S.** Heat transfer to binary mist flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1971. V. 14, N 9. P. 1395–1405.
6. **Яо Ш.-Ч., Рейн А.** Теплообмен при ламинарном течении мелкодисперсной парокапельной смеси в трубах // Теплопередача. 1980. Т. 102, № 4. С. 93–101.
7. **Терехов В. И., Пахомов М. А., Чичиндаев А. В.** Теплообмен при ламинарном развитом течении парокапельного потока в трубе // Теплофизика и аэромеханика. В печати.
8. **Чичиндаев А. В.** Исследование теплоотдачи к низкотемпературному потоку водного аэрозоля: Дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск, 1998.
9. **Ganic' E. N., Rohsenow W. M.** Dispersed flow heat transfer // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1977. V. 20, N 8. P. 855–865.
10. **Хишида К., Маэда М., Икаи С.** Теплоотдача от плоской пластины в двухкомпонентный туманообразный поток // Теплопередача. 1980. Т. 102, № 2. С. 197–202.
11. **Буглаев В. Т., Стребков А. С.** Результаты моделирования теплоотдачи при испарительном охлаждении газового потока капельной влагой // Тр. II Рос. нац. конф. по теплообмену, Москва, 20–23 окт. 1998 г. М.: Изд-во Моск. энергет. ин-та, 1998. Т. 4. С. 268–272.
12. **Кроу С., Шарма М., Сток Д.** Численное исследование газокапельных потоков с помощью модели капля — внутренний источник // Теорет. основы инж. расчетов. 1977. Т. 99, № 2. С. 150–159.
13. **Sijercic' M., Zivkovic' G., Oka S.** The comparison of stochastic and diffusion models of dispersed phase in two-phase turbulent flow // Proc. of the 1st Intern. symp. on two-phase modeling and experiment., Rome, Italy, 5–9 May 1995. Pisa: Edizioni ETS, 1995. V. 1. P. 375–382.
14. **Berlemont A., Grancher M.-S., Gousbet G.** On the lagrangian simulation of turbulence on droplet evaporating // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1991. V. 34, N 9. P. 2805–2812.

15. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
16. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.
17. **Yuen M. C., Chen L. W.** Heat transfer measurements of evaporating liquid droplets // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1978. V. 21, N 2. P. 537–542.
18. **Ши Д.** Численные методы в задачах теплообмена. М.: Мир, 1988.
19. **Fujii T.** Theory of laminar film condensation. N. Y. etc.: Springer-Verlag, 1991.

*Поступила в редакцию 28/1 2000 г.*

---