

УДК 536.4

## ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ СОВОКУПНОСТИ КАПЕЛЬ ВОДЫ ПРИ ИХ ДВИЖЕНИИ ЧЕРЕЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ГАЗЫ НА ТЕМПЕРАТУРУ В СЛЕДЕ

Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
634004 Томск, Россия  
E-mails: kuznetsovgv@tpu.ru, pavelspa@tpu.ru

Численно исследованы процессы тепломассопереноса и фазовых превращений при движении совокупности капель воды через высокотемпературные газы. Определены режимы и условия формирования зон существенного “совместного” влияния капель на интегральные характеристики тепломассопереноса. Вычислены значения безразмерных параметров, описывающих зависимость температуры газов в следе малой совокупности капель от их объемной концентрации и взаимного расположения. Описан характер изменения этих безразмерных параметров в процессе движения капель через высокотемпературные газы.

Ключевые слова: тепломассоперенос, испарение, капли воды, водяной пар, высокотемпературные газы.

DOI: 10.15372/PMTF20150403

**Введение.** Интерес к исследованию процессов тепломассопереноса и фазовых превращений при движении капель жидкости через высокотемпературные газовые среды обусловлен их многочисленными приложениями (энергетические установки [1–9], системы пожаротушения [10], технологии размораживания сыпучих сред [11] и обработки поверхностей различных материалов [12] газопарокапельными потоками). Однако измерить температуры и концентрации продуктов парообразования в следе совокупности капель жидкости, перемещающихся через высокотемпературную газовую среду, с использованием даже современной измерительной техники (см., например, [13–15]) очень сложно. Целесообразно проведение численных исследований с применением моделей, учитывающих особенности механизмов тепломассопереноса в условиях фазовых превращений.

В работах [16, 17] проведен теоретический анализ макроскопических закономерностей испарения одиночной капли воды, “тандема” (двух) и малой совокупности (пяти) капель в области высокотемпературных газов (продуктов сгорания типичных конденсированных веществ), определены зависимости скорости полного испарения капель воды от температуры газов, скорости движения, начальных размеров и расстояний между каплями. Установлено, что в рассматриваемых условиях существенное (на несколько сотен градусов)

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 14-08-00057).

© Кузнецов Г. В., Стрижак П. А., 2015

изменение температуры газов происходит лишь в малой окрестности траектории движения капель жидкости. Однако влияние объемной концентрации капель воды, движущихся через высокотемпературные газы, на температуру в следе совокупности капель (некоторого дисперсного потока последних) не исследовано. В работе [18] приведены результаты исследования этого фактора с использованием моделей [16, 17]. Установлено, что минимальная температура в следе совокупности капель достигается при их последовательно-параллельном движении. При этом определены зависимости температуры и концентрации продуктов сгорания в следе капель от расстояний между ними. Однако в моделях [16–18] не учитывались зависимости силы сопротивления, действующей на каплю, от таких факторов, как изменение конфигурации поверхности капли в процессе перемещения, ее положение относительно направления движения обтекающего потока, нестационарный характер движения, испарение, конвективные течения внутри обтекаемой газовым потоком капли и др. [19–21]. Результаты численных исследований [19, 20] позволяют сделать вывод о том, что при моделировании рассматриваемых процессов целесообразно учитывать расходование энергии высокотемпературной газовой среды на границе жидкость — газ не только на реализацию фазового перехода и нагрев капли, но и на нагрев формирующихся водяных паров (в [19, 20] в граничных условиях учитывался этот процесс в соответствии с [22]). Поэтому представляет интерес исследование влияния объемной концентрации капель воды, движущихся через высокотемпературные газы, на температуру в следе совокупности капель с учетом указанных особенностей.

Целью настоящей работы является численное исследование зависимости температуры в следе движущейся через высокотемпературные газы малой совокупности капель от объемной концентрации воды в парокapельном потоке.

**Постановка задачи.** Рассматриваются три системы капли жидкости — высокотемпературные газы, различающиеся взаимным расположением капель (рис. 1). Полагается, что капли воды движутся на некотором начальном расстоянии друг от друга  $L_n$  под действием сил тяжести и сопротивления в области, заполненной высокотемпературными газами (типичными продуктами сгорания). Считается, что начальная температура капель  $\Theta_0$  существенно ниже температуры газов  $\Theta_f$  и капли нагреваются за счет теплопроводности. На границе жидкость — газ происходит испарение. Пары воды вдуваются в высокотемпературную газовую среду и смешиваются с нагретыми газами. Вследствие эндотермического фазового превращения и вдува паров температура парогazовой смеси в непосредственной близости от капель уменьшается. В условиях интенсивного парообразования размеры капель уменьшаются (соответственно меняется расстояние между ними относительно начального значения  $L_n$ ). Через некоторое время происходит полное испарение капель, движущихся в совокупности первыми (см. рис. 1). Аналогично испаряются все последующие капли.

При постановке задач тепломассопереноса для каждого из приведенных на рис. 1 вариантов взаимного расположения капель приняты следующие допущения.

1. Газовая среда является бинарной (высокотемпературные газы — водяной пар). При численном моделировании состав газов не детализируется, так как для процессов горения широкой группы веществ и материалов он изменяется несущественно [23]. Детальное описание состава газовых смесей не может существенно повлиять на общность постановки задачи. Поэтому при численном моделировании процессов тепломассопереноса и фазовых превращений в рассматриваемой системе целесообразно использовать модель бинарной смеси.

2. Капли имеют форму цилиндра, который вытянут в направлении движения (см. рис. 1) и конфигурация которого не меняется при движении. В общем случае при движении в газовой среде под действием сил инерции и поверхностного натяжения капли воды,

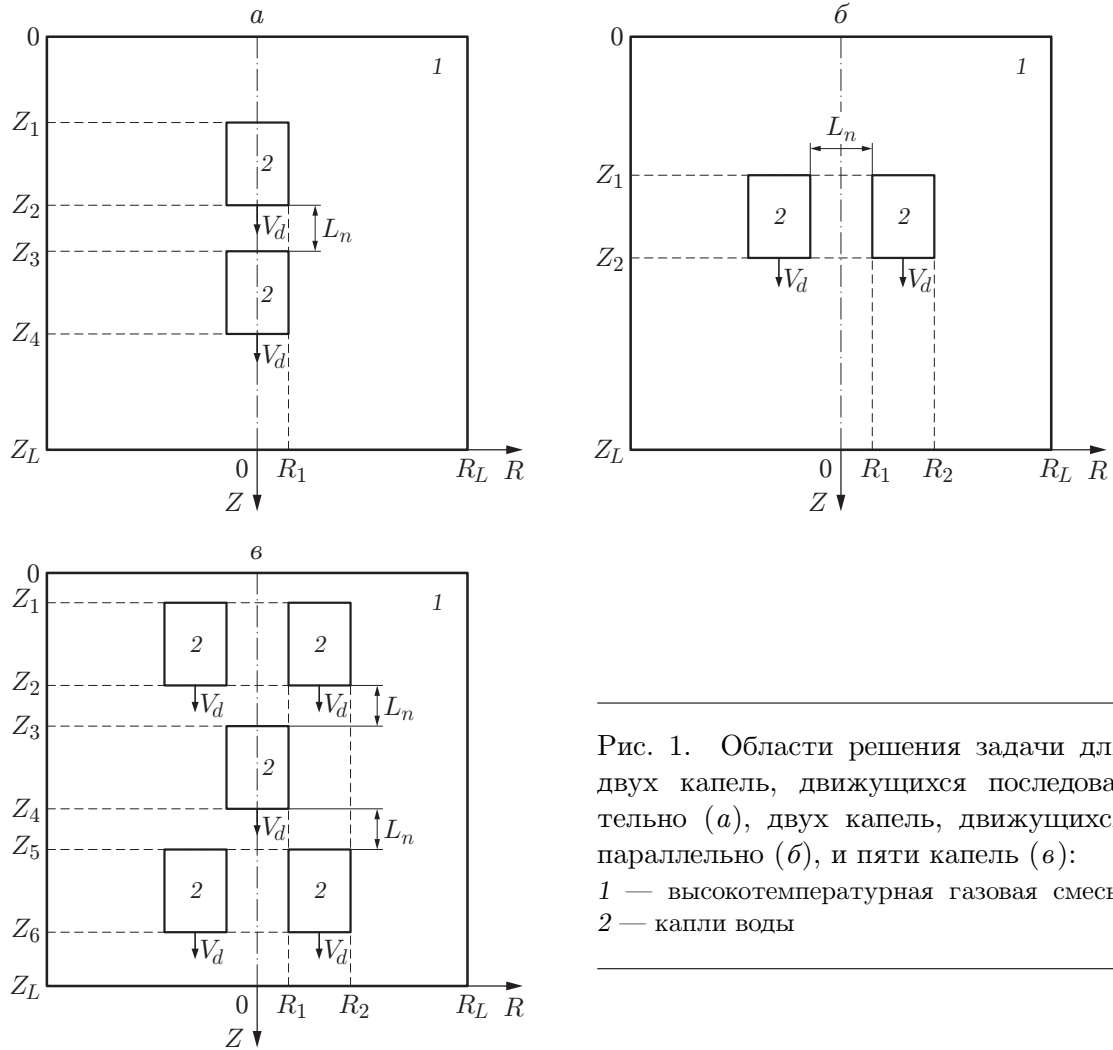


Рис. 1. Области решения задачи для двух капель, движущихся последовательно (а), двух капель, движущихся параллельно (б), и пяти капель (в):  
 1 — высокотемпературная газовая смесь,  
 2 — капли воды

как правило, деформируются [13, 14], принимая различные формы (обычно соответствующие своему названию — каплевидные) [24]. Провести численное моделирование комплекса процессов тепло-массо-переноса (в том числе фазовых превращений) в области с подвижной внутренней границей такой конфигурации практически невозможно. Поэтому необходимо для исследования выбрать форму капли, максимально приближенную к реальной. Очевидно, наилучшим из возможных вариантов конфигурации капли является цилиндр, ось симметрии которого совпадает с направлением вектора движения капли. Всегда можно подобрать такие размеры цилиндра, при которых площадь его поверхности равна площади поверхности капли.

Известно, что значения коэффициента сопротивления  $c_\chi$  для тел в форме шара, эллипсоида и цилиндра изменяются в диапазоне  $c_\chi = 0,6 \div 0,9$  [25]. При свободном падении капли принимают формы, близкие к формам таких тел [13, 14]. При этом при движении капель интенсивно происходят переходы от одной формы к другой [13, 14]. Форме цилиндра соответствуют средние значения коэффициента сопротивления  $c_\chi$  относительно значений  $c_\chi$  указанных конфигураций. Поэтому при численном моделировании целесообразно рассмотреть капли, имеющие форму цилиндра.

3. Не учитывается деформация поверхности капли. Анализ видеogramм [13, 14] показывает, что учесть динамическое изменение формы капли вследствие деформации ее поверхности при численном моделировании не представляется возможным. Кроме того, согласно [13, 14] общая площадь испарения при деформации поверхностей капель практически не меняется.

4. Не учитывается дробление (распад) капель. При малых (существенно меньше дозвуковой) скоростях и размерах капель, а также небольших временах их полного испарения вероятность распада крайне мала [26]. Установлено, что для рассматриваемых условий при варьировании основных параметров в достаточно широких диапазонах число Вебера  $We \leq 1$  [16, 17]. При  $We < 1$  условия дробления (распада) капель не реализуются [26].

5. Не учитываются процессы отталкивания и притяжения капель, так как такие процессы могут оказывать значительное влияние при движении капель в разреженных газах [27, 28]. Для рассматриваемых условий испарения капель эти процессы несущественны.

6. Не учитываются эффекты Соре и Дюфура при переносе. Согласно [16, 17] эффект Соре проявляется более существенно (изменение плотности диффузионного потока не превышает 5 %), чем эффект Дюфура (плотность теплового потока меняется менее чем на 0,1 %), но не играет определяющей роли при переносе.

7. Теплофизические характеристики воды, паров и продуктов сгорания не зависят от температуры. Анализ результатов [16, 17] показывает, что в рассматриваемом диапазоне температур этим фактором в первом приближении можно пренебречь.

**Математическая модель и методы решения.** Математическая модель, соответствующая принятой постановке задачи (см. рис. 1, *a*) и сформулированная согласно основным положениям [29, 30], включает следующую систему нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных ( $0 < \tau < \tau_d$ ):

$$\frac{1}{Fo_1} \frac{\partial \Theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial Z^2}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \gamma_w}{\partial \tau} = G_3 \left( \frac{\partial^2 \gamma_w}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \gamma_w}{\partial R} + \frac{\partial^2 \gamma_w}{\partial Z^2} \right); \quad (2)$$

$$\gamma_f + \gamma_w = 1 \quad (3)$$

при  $0 < R < R_L$ ,  $0 < Z < Z_1$ ,  $Z_2 < Z < Z_3$ ,  $Z_4 < Z < Z_L$ ,  $R_1 < R < R_L$ ,  $Z_1 < Z < Z_2$ ,  $Z_3 < Z < Z_4$ ,  $\Theta = \Theta_0$ ;

$$\frac{1}{Fo_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Theta_2}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Z^2}; \quad (4)$$

$$Fo_1 = \frac{\lambda_1 t_m}{\rho_1 C_1 z_m^2}, \quad Fo_2 = \frac{\lambda_2 t_m}{\rho_2 C_2 z_m^2}, \quad G_3 = \frac{D_3 t_m}{z_m^2}$$

при  $0 < R < R_1$ ,  $Z_1 < Z < Z_2$ ,  $Z_3 < Z < Z_4$ ,  $\Theta = \Theta_f$ ,  $\gamma_f = 1$ ,  $\gamma_w = 0$ . Здесь  $Fo$  — число Фурье;  $G$  — безразмерный коэффициент;  $\Theta$  — безразмерная температура;  $C$  — удельная теплоемкость;  $D$  — коэффициент диффузии;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\gamma_f$ ,  $\gamma_w$  — безразмерная концентрация продуктов сгорания и паров воды соответственно; индексы 1, 2, 3 соответствуют высокотемпературным газам, каплям и парам воды.

Для (1)–(4) на границах жидкость — газ ( $R = R_1$ ,  $Z_1 < Z < Z_2$ ,  $Z_3 < Z < Z_4$ ,  $Z = Z_1$ ,  $Z = Z_2$ ,  $Z = Z_3$ ,  $Z = Z_4$ ;  $0 < R < R_1$ ) для уравнения диффузии задавались краевые условия второго рода с учетом вдува паров воды; на внешних границах ( $R = 0$ ,  $R = R_L$ ,  $0 < Z < Z_L$ ,  $Z = 0$ ,  $Z = Z_L$ ,  $0 < R < R_L$ ) для всех уравнений принималось условие равенства нулю градиентов соответствующих функций (см. рис. 1, *a*). В отличие от модели [18] в модели [22] для учета влияния вдува паров воды на условия теплообмена

на границах жидкость — газ для уравнений энергии принимались следующие краевые условия:

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial R} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial R} - Q_e W_e \frac{z_m}{\Delta T \lambda_2} - \rho_3 C_3 V_e (\Theta_{3s} - \Theta_{2s}) \frac{z_m}{\lambda_2} \quad (5)$$

при  $R = R_1$ ,  $Z_1 < Z < Z_2$ ,  $Z_3 < Z < Z_4$ ;

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial Z} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{\partial \Theta_1}{\partial Z} - Q_e W_e \frac{z_m}{\Delta T \lambda_2} - \rho_3 C_3 V_e (\Theta_{3s} - \Theta_{2s}) \frac{z_m}{\lambda_2} \quad (6)$$

при  $Z = Z_1$ ,  $Z = Z_2$ ,  $Z = Z_3$ ,  $Z = Z_4$ ,  $0 < R < R_1$ .

Согласно [31–33] с учетом сил сопротивления и тяжести уравнение движения капли в условиях парообразования имеет вид

$$\frac{dv_d}{dt} = \frac{3\rho_3}{4\rho_2 2r_d} c_\chi |v_d - v_e| (v_d - v_e) + g, \quad (7)$$

где  $v_d(0) = v_0$ .

Безразмерный коэффициент сопротивления  $c_\chi$ , в общем случае зависящий от конфигурации поверхности тела, его положения относительно направления движения обтекающего потока и ряда других факторов, определялся в соответствии с [34–39]. Так, зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса, характеризующая влияние скорости движения  $V_d$  и размера  $R_d$  капли на силу сопротивления, при аппроксимации корреляционных кривых Шиллера — Неймана и Озеена (см. рис. 1) имеет вид [21]

$$c_\chi = 24,3 \text{Re}^{-0,635}. \quad (8)$$

Для определения коэффициента сопротивления с учетом несферичности капли, ее нестационарного движения, испарения и конвективных течений внутри обтекаемого газовым потоком тела использовалось выражение [21]

$$c_\chi = 24,3 k_g \frac{1}{B+1} \frac{1 + (2/3)\mu_2/\mu_3}{1 + \mu_2/\mu_3} (A+1)^{1,2 \pm 0,03} \text{Re}^{-0,635}. \quad (9)$$

Геометрический коэффициент  $k_g$  характеризует отклонение формы обтекаемого тела от сферической [36]. Соотношение  $1/(B+1)$  представляет собой коэффициент, описывающий влияние процесса испарения капли на силу сопротивления ( $B = C_2(T_{3s} - T_{2s})/(Q_e + q_i/W_e)$ ) [37], выражение  $[1 + (2/3)\mu_2/\mu_3]/(1 + \mu_2/\mu_3)$  — коэффициент, учитывающий возможные конвективные течения внутри капли [38]. Выражение  $(A+1)^{1,2 \pm 0,03}$  характеризует ускоренное движение тела ( $A = (d/v_d^2)(dv_d/dt)$  — безразмерный комплекс, описывающий относительное ускорение [39]).

Массовая скорость испарения воды вычислялась по формуле [40]

$$W_e = \frac{\beta}{1 - k_\beta \beta} \frac{P^n - P}{\sqrt{2\pi R_t T_e / M}}, \quad (10)$$

где  $P$  — давление паров воды вблизи границы области испарения;  $P^n$  — давление насыщенных паров воды;  $k_\beta$  — безразмерный коэффициент скорости испарения;  $\beta$  — безразмерный коэффициент испарения;  $R_t$  — универсальная газовая постоянная;  $T_e$  — температура поверхности капли;  $M$  — молярная масса.

Согласно [40–42] экспериментальных данных о коэффициентах испарения  $\beta$ ,  $k_\beta$  недостаточно, а теоретические методы их определения находятся на начальной стадии разработки, поэтому значения этих коэффициентов принимались равными  $\beta = 0,1$ ,  $k_\beta = 0,4$ .

Давление паров воды вычислялось с использованием уравнения Клапейрона — Менделеева [43]. Толщина испарившегося слоя жидкости, характеризующая уменьшение массы капли в единицу времени, рассчитывалась по формуле [18]

$$l_e = W_e t / \rho_2. \quad (11)$$

Следует отметить, что зависимость  $l_e = f(t)$  существенно нелинейна, поскольку массовая скорость испарения  $W_e$  изменяется во времени нелинейно. Из выражения (10) для скорости испарения  $W_e$  следует, что  $W_e = f(T_e, P, P^n)$ . При нестационарном теплопереносе зависимости  $W_e = f(T_e)$ ,  $W_e = f(P)$ ,  $W_e = f(P^n)$ , как правило, существенно нелинейны.

Как и в работе [18], для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных величин использовались осредненный характерный размер капли ( $z_m = 1$  мм), масштабы времени ( $t_m = 1$  с), температуры ( $T_m = 1000$  К) и скорости ( $v_m = 1$  м/с).

Система нестационарных дифференциальных уравнений (1)–(4) решалась с использованием метода конечных разностей, разностные аналоги дифференциальных уравнений (1)–(4) — с использованием локально-одномерного метода [44]. Для решения одномерных разностных уравнений применялись метод прогонки и неявная четырехточечная схема [44]. Для более точного решения системы дифференциальных уравнений (1)–(4) использовались неравномерные шаги по времени ( $10^{-8} \div 10^{-6}$ ) и координатной сетке ( $10^{-4} \div 10^{-2}$ ). Вблизи границ области фазового превращения разностная сетка сгущалась с использованием алгоритма, аналогичного использованному в [16, 17].

Методика оценки достоверности результатов теоретических исследований, учитывающая консервативность применяемой разностной схемы, аналогична используемой в [16, 17] для моделей, приведенных на рис. 1.

**Результаты исследования и их обсуждение.** Численные исследования выполнены при следующих значениях параметров [23, 45, 46]: начальные температуры капель жидкости  $\Theta_0 = 0,3$  и газов  $\Theta_f = 1,17$ ; тепловой эффект испарения  $Q_e = 2,26$  МДж/кг; размеры капель  $R_d = 0,25$ ,  $Z_d = 1$  и области решения  $R_L = 10$ ,  $Z_L = 1000$ ; начальная скорость движения капель  $V_0 = 0,5$ ; молярная масса воды  $M = 18$  кг/кмоль. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ (воды, ее паров и высокотемпературных газов) приведены в работах [23, 45, 46].

В [16–18] установлены диапазоны расстояний между каплями  $L_n$ , при которых “совместное” влияние капель на интегральные характеристики теплопереноса в высокотемпературной газовой среде (в частности, времена полного испарения  $\tau_d$ ) существенно. В этих диапазонах варьировался параметр  $L_n$  для рассматриваемых в настоящей работе систем (см. рис. 1). Для каждого характерного значения  $L_n$  и соответствующего взаимного расположения капель рассчитывались температурные поля. Как и в работе [18], в следе движения капель выбиралось расстояние от последней капли, равное пяти ее начальным продольным размерам ( $L^* = 5Z_d$ ). В [16, 17] было установлено, что характерные размеры зоны максимального “совместного” влияния нескольких капель на температуру и концентрацию продуктов сгорания в следе движения тонкораспыленной воды соответствуют области, протяженность которой приблизительно равна пяти начальным продольным размерам  $Z_d$ .

В [18] приведены изотермы для некоторых средних ( $R_d = 0,25$ ,  $Z_d = 1$ ) значений ( $\tau = 0,1$ ) времен движения капель в высокотемпературной газовой среде. Анализ изменения изотерм в следе капель в процессе их движения и испарения не проводился. В настоящей работе установлено, что с увеличением параметра  $\tau$  характер изотерм существенно меняется.

На рис. 2–4 приведены изотермы при  $\tau = 0,02$  (начало движения) для трех рассматриваемых схем взаимного расположения капель (см. рис. 1). Как и в работе [18], выбира-

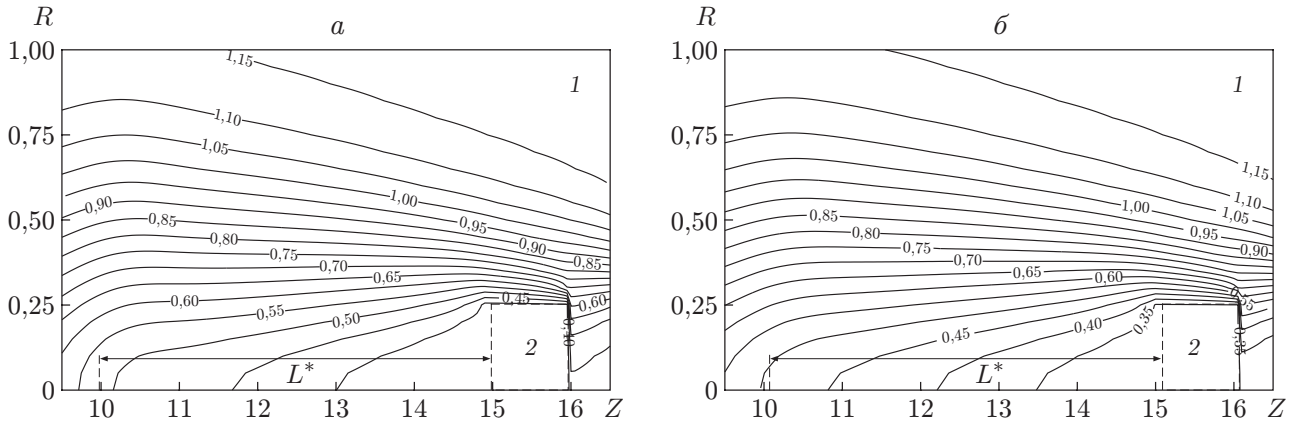


Рис. 2. Изотермы  $\Theta$  для системы с двумя последовательно движущимися каплями при  $\tau = 0,02$ ,  $R_d = 0,25$ ,  $Z_d = 1$ ,  $L_n = 1$ , полученные с использованием модели [18] (а) и системы уравнений (1)–(11) (б):

1 — высокотемпературная газовая среда, 2 — капля воды

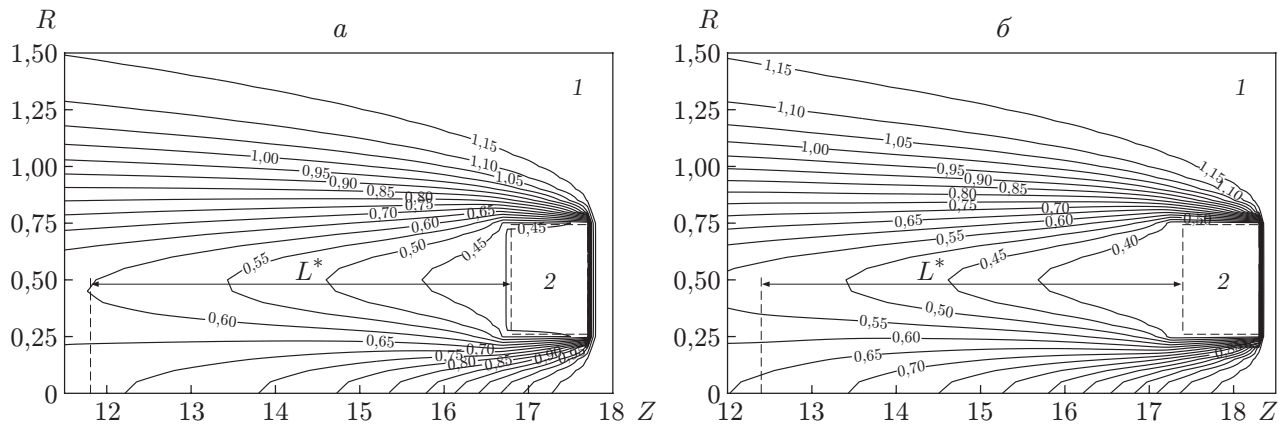


Рис. 3. Изотермы  $\Theta$  для системы с двумя параллельно движущимися каплями при  $\tau = 0,02$ ,  $R_d = 0,25$ ,  $Z_d = 1$ ,  $L_n = 0,5$ , полученные с использованием модели [18] (а) и системы уравнений (1)–(11) (б):

1 — высокотемпературная газовая среда, 2 — капля воды

лись средние относительно минимально и максимально возможных значения  $L_n$  [16, 17]. В случае двух движущихся последовательно (см. рис. 1,а) и пяти (см. рис. 1,в) капель расстояние между ними варьировалось в диапазоне  $L_n = 0,01 \div 5,00$ . Для системы с двумя параллельно движущимися каплями (см. рис. 1,б)  $L_n = 0,01 \div 0,60$ .

Для описания зависимости температуры в следе движения капель от объемной концентрации воды использовались два безразмерных параметра:  $\Theta^*$  и  $S^*$  [18]. Параметр  $\Theta^*$  представляет собой отношение температуры в следе движения капель на расстоянии  $L^*$  от последней капли (на оси симметрии  $R = 0$ ) к начальной температуре газов  $\Theta_f$ . Параметр  $S^*$  характеризует удельную интенсивность парообразования на поверхности объема, занимаемого определенной совокупностью капель (отношение общей начальной площади поверхности испарения совокупности капель  $S_e$  к общей начальной площади поверхности  $S_w$  занимаемого ими объема).

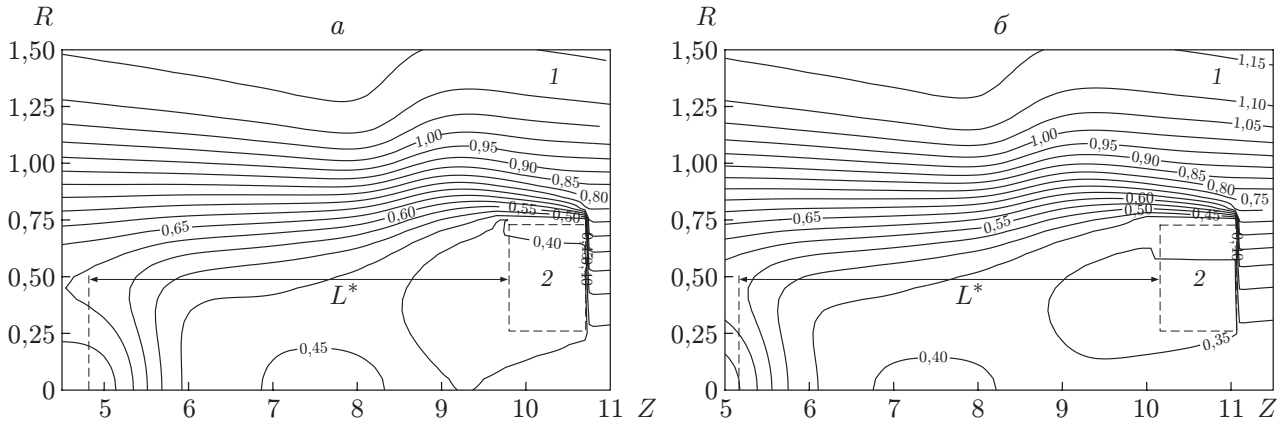


Рис. 4. Изотермы  $\Theta$  для системы с пятью каплями при  $\tau = 0,02$ ,  $R_d = 0,25$ ,  $Z_d = 1$ ,  $L_n = 2$ , полученные с использованием модели [18] (а) и системы уравнений (1)–(11) (б): 1 — высокотемпературная газовая среда, 2 — капля воды

Для вычисления площади  $S_e$  использовалось соотношение [18]

$$S_e = \sum_{i=1}^n (2\pi R_d Z_d + 2\pi R_d^2) i.$$

Площадь  $S_w$  вычислялась по различным соотношениям:

— для модели, представленной на рис. 1, а:

$$S_w = 2\pi R_1 (2Z_d + L_n) + 2\pi R_1^2;$$

— для модели, представленной на рис. 1, б:

$$S_w = 2\pi R_2 Z_d + 2\pi R_2^2;$$

— для модели, представленной на рис. 1, в:

$$S_w = 2\pi R_2 (3Z_d + 2L_n) + 2\pi R_2^2.$$

На рис. 5 приведены зависимости  $\Theta^* = f(S^*)$ , полученные для рассматриваемых систем с двумя и пятью каплями (см. рис. 1) при  $\tau = 0,02, 0,10$ . Как отмечалось выше, с течением времени температура в следе капель значительно меняется. Это обусловлено, прежде всего, испарением капель и увеличением расстояний между ними. На первых характерных участках (см., например, рис. 2–4) движения капель в газовой среде размеры капель несущественно отличаются от начальных и как следствие площадь испарения капель максимальна. В процессе движения капли испаряются и площадь поверхности парообразования нелинейно уменьшается (нелинейность этого процесса обусловлена видом функции  $W_e$  (10) и соответствующим характером нагрева капли [16–18]). Это приводит к уменьшению массы вдуваемых водяных паров и энергии газовой среды, затрачиваемой на реализацию фазового перехода, а также к увеличению температуры парогазовой смеси в следе капель (см. рис. 5). Установлено, что при  $\tau \rightarrow \tau_d$  для последних капель температура в их следе увеличивается практически до значения  $\Theta_f$  (независимо от начального расположения капель). При этом времена повышения температуры в следе капель в процессе их испарения до значения  $\Theta_f$  максимальны при последовательно-параллельном (см. рис. 1, в) движении последних.

На рис. 5 видно, что при уменьшении расстояния  $L_n$  между каплями также существенно уменьшается температура в следе движения. В случае достаточно больших значений  $L_n$  (например,  $L_n > 2R_d$  для двух параллельно движущихся капель) температура в



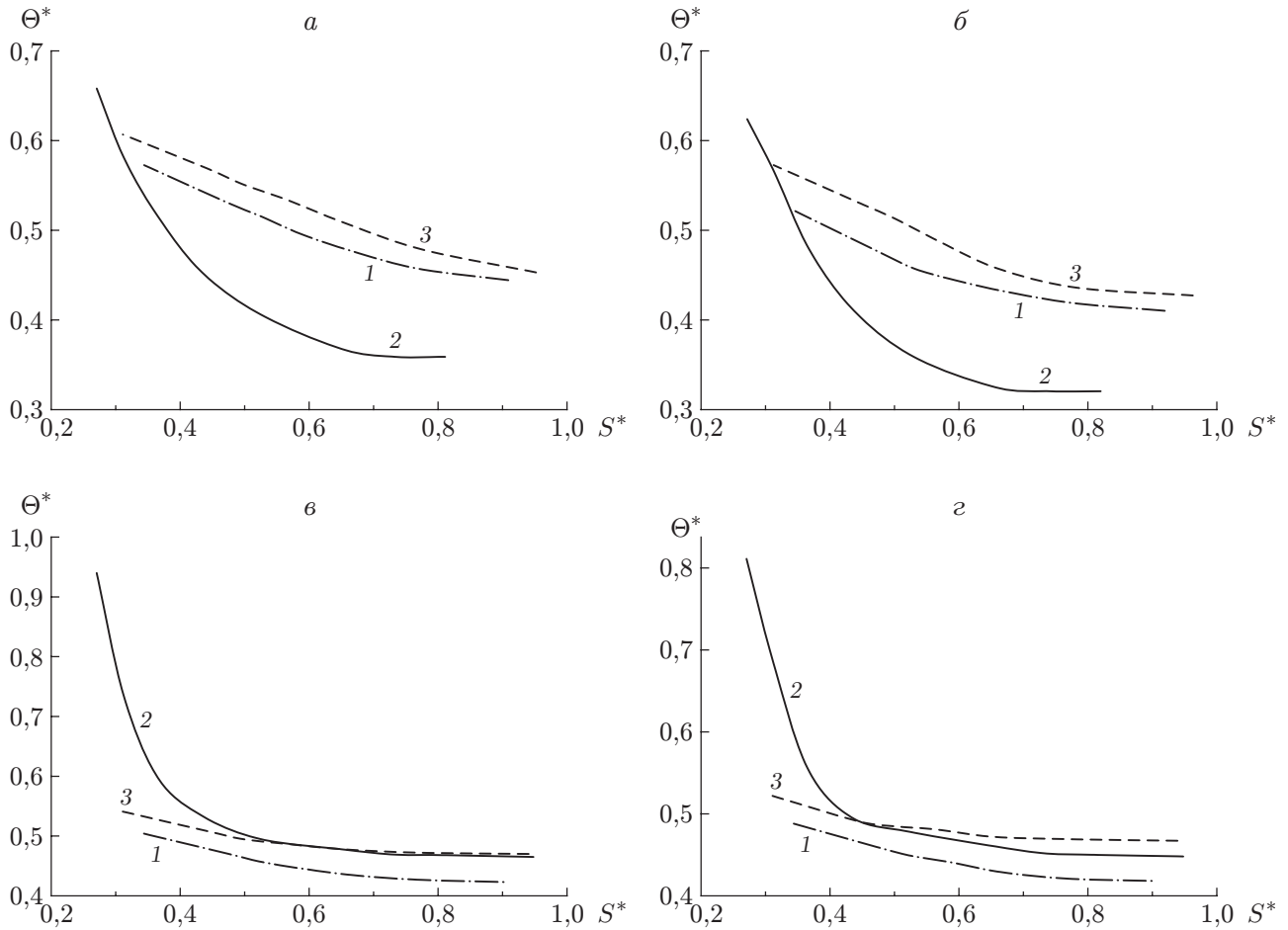


Рис. 5. Зависимости  $\Theta^*(S^*)$ , полученные при  $\tau = 0,02$  (*а, б*) и  $\tau = 0,10$  (*в, г*) с использованием модели [18] (*а, в*) и системы уравнений (1)–(11) (*б, г*):  
 1 — модель с двумя последовательно перемещающимися каплями, 2 — модель с двумя параллельно движущимися каплями, 3 — модель с пятью каплями

следе несущественно меняется относительно  $\Theta_f$ . При  $S^* = 0,5$  независимо от расположения капель температура в их следе значительно уменьшается относительно  $\Theta_f$ , особенно в случае системы с двумя параллельно движущимися каплями.

При  $S^* > 0,5$  характерные значения  $\Theta^*$  для систем с двумя (кривая 2) и пятью (кривая 3) каплями различаются менее чем на 5 % (см. рис. 5, *в, г*). При  $S_1^* \approx 0,54; 0,46$  кривые 2, 3 пересекаются (см. рис. 5, *в, г*). Дальнейшее увеличение параметра  $S^*$  относительно  $S_1^*$  не приводит к существенному изменению  $\Theta^*$ .

Для систем, показанных на рис. 1, *а, в*, изменения значений  $\Theta^*$  с увеличением  $S^*$  менее существенны (см. рис. 5), чем для системы с двумя параллельно движущимися каплями (см. рис. 1, *б*). Это свидетельствует о том, что определяющую роль играет траектория движения каждой капли. На линии, соответствующей такой траектории, в отличие от малой окрестности этой линии при варьировании  $L_n$  в широком диапазоне температура в следе меняется незначительно (относительно начальной температуры капли) (см. рис. 2–4). Можно было бы сделать вывод, что максимальное уменьшение температуры в следе капель может быть достигнуто при  $L_n \ll L_n^*$ . Однако при  $L_n \ll L_n^*$  существенно увеличивается масса воды, не испарившейся после прохождения через высокотемпературные газы [16–18].

Сравнение результатов, полученных с использованием модели (1)–(11) и модели [18] (см. рис. 2–5), показывает, что учет влияния на силу сопротивления движению капель из-

менения конфигурации их поверхности, их положения относительно направления движения обтекающего потока, нестационарного характера движения, испарения, конвективных течений внутри обтекаемых газовым потоком капель и других факторов в уравнении (9), а также влияния формирующихся паров на условия теплообмена на границе жидкость — газ приводит к уточнению значений  $\Theta$  (на 4–9 %) по сравнению с полученными в [18]. Расстояния, пройденные каплями в условиях фазовых превращений и определенные с использованием подхода [18] и модели (1)–(11), различаются более существенно (на 14 % при временах, соответствующих полному испарению капель, и на 2–3 % при  $\tau < 0,05$ ). Значения параметров  $S_1^*$  (0,54 и 0,46) различаются незначительно (см. рис. 5, в, г). Это свидетельствует о том, что оптимальное (для массы воды, необходимой для достижения минимальной заданной температуры в следе) соотношение площадей  $S_e$ ,  $S_w$  находится в достаточно малой окрестности значения  $S^* \approx 0,5$ .

Меньшие значения температур в следе капель для модели (1)–(11) по сравнению с моделью [18] (см. рис. 2–5) обусловлены несколькими причинами. Учет расхода энергии газовой среды не только на нагрев капли и реализацию фазового превращения, но и на нагрев формирующихся паров (заполняющих “буферную зону” между газами и каплей) приводит к более интенсивному уменьшению температуры внешних газов (см. рис. 2–4). Это, в свою очередь, вызывает уменьшение энергии, подводимой к границе фазового перехода, и как следствие нелинейное уменьшение скорости  $W_e$ . Замедляется процесс уменьшения размеров капель при испарении. Поэтому для модели (1)–(11) площадь испарения несколько больше, чем в случае модели [18].

Заметим, что вследствие уменьшения температуры (разность  $\Theta_{3s} - \Theta_{2s}$  уменьшается) в окрестности каждой следующей капли при испарении предыдущих влияние поглощения энергии газов водяными парами становится менее существенным. Поэтому для полидисперсного капельного потока можно использовать более простые (по сравнению с системой уравнений (1)–(11)) модели [16–18].

**Заключение.** Проведенные численные исследования показали, что на температуру в следе движения совокупности капель жидкости существенное влияние оказывает не только объемная концентрация капель, но и их расположение относительно друг друга. Разработанная модель тепломассопереноса позволяет определить зависимости безразмерных температур  $\Theta^*$  в следе от интегрального параметра  $S^*$  при различных взаимном расположении капель и расстояниях  $L_n$ .

Результаты проведенных исследований также позволяют сделать ряд выводов о возможных особенностях движения совокупности капель жидкости через высокотемпературную газовую среду (в условиях интенсивного испарения). Так, можно предположить, что для рассмотренных выше условий вероятность дробления капель воды мала. Интенсивный вдув паров с внешней поверхности последних приводит к возникновению сил сжатия, действующих на капли при движении. Сравнение значений растягивающих (которые могут привести к дроблению капли при больших значениях числа Рейнольдса  $Re$ ) и сжимающих (обусловленных оттоком паров от поверхности) напряжений в капле показывает, что последние значительно больше при  $Re \leq 10^5$  [33–35]. Соответственно в условиях интенсивного парообразования дробление маловероятно. Выявленный эффект хорошо коррелирует с результатами экспериментальных исследований перемещения капель воды, ртути, спирта и керосина в газовых потоках [47]. Например, установлено, что возможна реализация трех режимов движения капель жидкости в газовом потоке: перемещение капель с сохранением их монолитности (целостности), критическая деформация и распыление [47]. Согласно [47] при рассматриваемых в настоящей работе значениях  $V_d$ ,  $R_d$  реализуется первый режим.

Также можно сделать вывод, что коагуляция движущихся параллельно капель маловероятна. Интенсивное парообразование приводит не только к увеличению расстояния между каплями, но и к возникновению сил “отталкивания” за счет вдува паров в пристенные области капель во взаимно противоположных направлениях. Следует отметить, что при последовательном движении двух капель их слияние возможно (как показали эксперименты [48–50]) вследствие более интенсивного испарения капли, движущейся первой в “тандеме”. Вторая капля перемещается в следе первой. Соответственно скорость ее испарения значительно меньше и через некоторый малый интервал времени она “догоняет” первую каплю [49].

Полученные результаты являются основой для дальнейшего развития моделей, описывающих исследуемые процессы.

Различия интегральных характеристик исследуемых процессов, полученных с использованием модели (1)–(11) и более простого подхода [18], свидетельствуют о том, что можно в первом приближении использовать модель [18].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Lebedev V. P., Lemanov V. V., Misyura S. Ya., Terekhov V. I.** Effect of flow turbulence on film cooling efficiency // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1995. V. 38, N 11. P. 2117–2125.
2. **Терехов В. И., Шаров К. А., Шишкин Н. Е.** Экспериментальное исследование смещения газового потока с пристенной газок капельной струей // Теплофизика и аэромеханика. 1999. Т. 6, № 3. С. 331–341.
3. **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. 68–71.
4. **Sazhin S. S., Abdelghaffar W. A., Sazhina E. M., Heikal M. R.** Models for droplet transient heating: effects on droplet evaporation, ignition, and break-up // Intern. J. Thermal Sci. 2005. V. 44. P. 610–622.
5. **Мальцев Р. В., Ребров А. К.** Газодинамические коллаидеры: численное моделирование // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 142–151.
6. **Никитин М. Н.** Использование парогазовой смеси при сжигании топлива // Пром. энергетика. 2010. № 12. С. 37–42.
7. **Демьянов А. Ю., Динариев О. Ю., Иванов Е. Н.** Моделирование переноса воды с мелкодисперсной газовой фазой в пористых средах // Инж.-физ. журн. 2012. Т. 85, № 6. С. 1145–1154.
8. **Вараксин А. Ю.** Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения // Теплофизика высоких температур. 2013. Т. 51, № 3. С. 421–455.
9. **Кашинский О. Н., Рандин В. В., Чинак А. В.** Влияние ориентации канала на теплообмен и трение в пузырьковом течении // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 4. С. 401–408.
10. **Корольченко Д. А., Громовой В. Ю., Ворогушин О. О.** Применение тонкораспыленной воды для тушения пожаров в высотных зданиях // Пожаровзрывобезопасность. 2011. № 11. С. 54–57.
11. **Исаев Е. А.** Теория управления окомкованием сыпучих материалов / Е. А. Исаев, И. Е. Чернецкая, Л. Н. Крахт, В. С. Титов. Старый Оскол: Тонкие наукоемкие технологии, 2012.
12. **Марьин Б. Н.** Обработка поверхностей в металлургии и машиностроении / Б. Н. Марьин, В. А. Ким, О. Е. Сысоев. Владивосток: Дальнаука, 2011.

13. **Дубовицкий В. В., Подвысоцкий А. М., Шрайбер А. А.** Измерение периода собственных колебаний капле и двухкомпонентных частиц // Инж.-физ. журн. 1990. Т. 58, № 5. С. 804–808.
14. **Trinh E. H., Holt R. G., Thiessen D. B.** The dynamics of ultrasonically levitated drops in an electric field // Phys. Fluids. 1996. V. 8, N 1. P. 43–61.
15. **Westerweel J.** Fundamentals of digital particle image velocimetry // Measurement Sci. Technol. 1997. V. 8. P. 1379–1392.
16. **Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Тепломассоперенос при движении капле воды в высокотемпературной газовой среде // Инж.-физ. журн. 2013. Т. 86, № 1. С. 59–65.
17. **Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Численное исследование тепломассопереноса при движении “тандема” капле воды в высокотемпературной газовой среде // Тепловые процессы в технике. 2012. № 12. С. 531–538.
18. **Стрижак П. А.** Влияние распределения капле в “водяном снаряде” на температуру и концентрацию продуктов сгорания в его следе // Инж.-физ. журн. 2013. Т. 86, № 4. С. 839–848.
19. **Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Влияние формы капли воды на результаты математического моделирования ее испарения при движении через высокотемпературные продукты сгорания // Тепловые процессы в технике. 2013. № 6. С. 254–261.
20. **Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Численное исследование влияния конвекции в смеси продуктов сгорания на интегральные характеристики испарения движущейся капли тонкораспыленной воды // Инж.-физ. журн. 2014. Т. 87, № 1. С. 98–106.
21. **Терехов В. И.** Тепломассоперенос и гидродинамика в газокapelных потоках / В. И. Терехов, М. А. Пахомов. Новосибирск: Новосиб. гос. техн. ун-т, 2009.
22. **Панкратов Б. М.** Взаимодействие материалов с газовыми потоками / Б. М. Панкратов, Ю. В. Полежаев, А. К. Рудько. М.: Машиностроение, 1976.
23. **Корольченко А. Я.** Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: Справ. / А. Я. Корольченко, Д. А. Корольченко. М.: Пожнаука, 2004. Ч. 1.
24. **Гегузин Я. Е.** Капля. М.: Наука, 1977.
25. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.
26. **Пажи Д. Г.** Основы распыливания жидкостей / Д. Г. Пажи, В. С. Галустов. М.: Химия, 1984.
27. **Кошмаров Ю. А.** Прикладная динамика разреженного газа / Ю. А. Кошмаров, Ю. А. Рыжов. М.: Машиностроение, 1977.
28. **Динамика разреженных газов** / Под ред. В. П. Шидловского. М.: Мир, 1976.
29. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
30. **Пасконов В. М.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. М.: Наука, 1984.
31. **Basset A. B.** On the motion of a sphere in a viscous liquid // Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1888. V. 179. P. 43–69.
32. **Boussinesq J. V.** Sur la resistance d’une sphere solide // C. R. Acad. Sci. Paris. 1885. V. 100. P. 935–937.
33. **Oseen C. W.** Hydromechanik. Leipzig: Akademische Verlagsgem, 1927.
34. **Нигматулин Р. И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
35. **Медников Е. П.** Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981.
36. **Шрайбер А. А.** Турбулентные течения газозвесей / А. А. Шрайбер, Л. Б. Гавин, В. А. Наумов, В. П. Яценко. Киев: Наук. думка, 1987.

37. **Eisenklam P., Arunachalam S. A., Weston J. A.** Evaporation rates and drag resistance of burning drops // Proc. of the 11th Symp. on combustion, Pittsburg (USA), 1967. Pittsburg: Combust. Inst. of Pittsburg, 1967. P. 715–728.
38. **Соу С.** Гидродинамика многофазных систем. М.: Наука, 1971.
39. **Tchen C. M.** Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid. Hague: Martinus Nijhoff, 1947.
40. **Муратова Т. М., Лабунцов Д. А.** Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // Теплофизика высоких температур. 1969. Т. 7, № 5. С. 959–967.
41. **Кнаке О., Странский И. Н.** Механизм испарения // Успехи физ. наук. 1959. Т. 68, № 2. С. 261–305.
42. **Авдеев А. А., Зудин Ю. Б.** Кинетический анализ интенсивного испарения (метод обратных балансов) // Теплофизика высоких температур. 2012. Т. 50, № 4. С. 565–574.
43. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
44. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. М.: Наука, 1983.
45. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Старс, 2006.
46. **Теплотехнический справочник** / Под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. М.: Энергия, 1975. Т. 1.
47. **Волынский М. С.** Необыкновенная жизнь обыкновенной капли. М.: Знание, 1986.
48. **Волков Р. С., Высокоморная О. В., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Экспериментальное исследование изменения массы капель воды при их движении через высокотемпературные продукты сгорания // Инж.-физ. журн. 2013. Т. 86, № 6. С. 1327–1332.
49. **Волков Р. С., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Особенности испарения двух капель воды, движущихся последовательно через высокотемпературные продукты сгорания // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 2. С. 269–272.
50. **Волков Р. С., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Влияние начальных параметров распыленной воды на характеристики ее движения через встречный поток высокотемпературных газов // Журн. техн. физики. 2014. Т. 84, № 7. С. 15–23.

*Поступила в редакцию 12/XII 2013 г.,  
в окончательном варианте — 3/VI 2014 г.*

---