

УДК 66.011

РАСЧЕТ МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ФАКЕЛЕ РАСПЫЛА ФОРСУНКИ С УЧЕТОМ КРИЗИСА СОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕПЛОМАССОБМЕНА

© 2022 г. Н. Н. Симаков*

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны, Ярославль, Россия

**e-mail: nik_simakov@mail.ru*

Поступила в редакцию 08.04.2021 г.

После доработки 11.06.2021 г.

Принята к публикации 15.02.2022 г.

В работе представлены детали численной модели и результаты расчета межфазного теплообмена в двухфазном потоке, создаваемом при форсуночном распыливании жидкости в газ. В качестве основы предлагаемой математической модели использованы нестационарные дифференциальные уравнения течения сжимаемой среды, дополненные уравнениями тепло- и массопередачи от капель к газу. В разностных аналогах уравнений неразрывности и движения фаз использована известная явная схема Лакса–Вендроффа. Представлены рассчитанные аксиальные и радиальные профили скоростей и температур капель и газа в свободном факеле распыла, а также в двухфазном потоке через цилиндрический аппарат с учетом раннего кризиса сопротивления капель и кризиса теплообмена фаз, а также обнаруженных в предшествующих экспериментах особенностей турбулентного трения в газе. В расчетах, в частности, установлены зависимости средних по выходному сечению аппарата температур газа и капель от расхода газа через него.

Ключевые слова: форсунка, распыливание жидкости, межфазный теплообмен, моделирование и расчет

DOI: 10.31857/S0040357122030137

ВВЕДЕНИЕ. ОСОБЕННОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ ФАКЕЛА РАСПЫЛА ФОРСУНКИ

В энергетике и химических технологиях для интенсификации таких процессов, как: сжигание или пиролиз жидких углеводородов, мокрая очистка воздуха от пыли и вредных газовых примесей, сушка и гранулирование полимеров, — за счет увеличения межфазной поверхности используется распыливание жидкости в газе, например, с помощью форсунок.

Основу метода расчета таких теплообменных процессов составляют представления о гидродинамической структуре образующегося двухфазного потока, называемого факелом распыла, силах взаимодействия капель с газом, а также об элементарных актах тепло- и/или массообмена между газом и отдельной каплей [1, 2].

Методы удовлетворительного расчета гидродинамики факела распыла и межфазного теплообмена в нем до недавнего времени не были разработаны, что обуславливает актуальность данной работы, являющейся продолжением исследований, описанных в работах [1–3].

Очень часто процессы межфазного тепло- и массообмена протекают одновременно и параллельно, что усложняет моделирование и расчет совмещенных процессов переноса. Целью данной работы было моделирование сложного процесса, включающего испарение и охлаждение капель воды, распыленной в воздухе, с учетом кризисов сопротивления капель и межфазного теплообмена.

Моделирование и расчет более простого процесса межфазного массообмена (без теплообмена), в качестве которого рассматривался процесс мокрой очистки воздуха от вредных газовых примесей, например, от оксида серы SO_2 , было выполнено и описано в работе [2].

При математическом моделировании двухфазных потоков используют два основных подхода: метод взаимопроникающих континуумов [4] и теорию турбулентных струй [5]. В первом из них каждую из фаз рассматривают как непрерывно распределенную по пространству сплошную среду с переменной плотностью, усредненной по малому объему, а скорости фаз полагают различными. Во втором — полагают концентрацию дисперсной фазы малой, скорости фаз примерно

одинаковыми, но при этом учитывают турбулентность газовой фазы.

Примером одного из первых применений континуального подхода к расчету двухфазного газодождевого потока может служить одномерная модель гидродинамики факела распыла форсунки [6]. Впоследствии эта модель многократно использовалась как основа для моделирования ряда тепло- и массообменных процессов химической технологии с распыливанием жидкости, в частности, процесса испарения жидкого углеводородного сырья в процессе получения технического углерода [7]. Развитием такого подхода должно стать создание двумерной модели осесимметричного факела распыла. При этом необходимо было учесть ряд его важных особенностей, заключающихся в следующем.

Как было позже установлено в эксперименте, течение газа в факеле распыла представляет собой турбулентную струю [1], которая возникает у корня факела из-за взаимодействия фаз. На достаточном удалении от форсунки она развивается автономно от капельного потока и отличается от однофазной газовой струи структурой и характером турбулентного трения. В частности, было показано, что безразмерные профили аксиальной скорости газа более пологи, чем в однофазной струе, а также установлено заметное различие скоростей фаз и наличие перепадов давления газа порядка 1–10 Па по радиусу и оси факела.

Таким образом, в двумерной модели факела распыла было необходимо и целесообразно использовать сочетание континуального подхода с учетом турбулентности струйного газового потока.

Кроме того, в эксперименте была обнаружена описанная ниже существенная особенность во взаимодействии фаз, названная ранним кризисом сопротивления [1], которую также необходимо учитывать при расчете факела распыла и заключающуюся в следующем.

Классически известный кризис сопротивления шара, движущегося в вязкой среде, заключается в том, что сила и коэффициент сопротивления среды при числе Рейнольдса $Re = Re_{cr} \approx (2-3) \times 10^5$ уменьшаются примерно в 4–5 раз [8, 9], что объясняется переходом ламинарного пограничного слоя у поверхности обтекаемого тела в турбулентный, смещением линии отрыва потока вниз по течению и улучшением обтекания тела с уменьшением его сопротивления [11].

Само значение критического числа Рейнольдса Re_{cr} зависит от степени турбулентности вязкой среды, обтекающей шар, и уменьшается с ее увеличением. В работе [10] описаны случаи возникновения кризиса сопротивления шара уже при $Re_{cr} \approx 400-2200$.

При форсуночном распыливании жидкости образуются капли со средним заутеровским диаметром d порядка 10^{-4} м. С учетом таких размеров и существенного различия динамических коэффициентов вязкости жидкости капле и обтекающего их газа (для воды и воздуха, примерно, в 60 раз) можно пренебречь деформацией капле и внутренним течением жидкости в них и рассматривать их как твердые шарики.

Силу гидродинамического сопротивления капли, обтекаемой газом, обычно рассчитывают по формуле

$$F = C_d s \rho V^2 / 2, \quad (1)$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{u} - \mathbf{w}$ – относительная скорость капли в газе, C_d – коэффициент гидродинамического сопротивления, s – площадь центрального сечения сферической капли, ρ – плотность газа, μ – его динамический коэффициент вязкости.

При обтекании шара ламинарным потоком при малых числах Рейнольдса $Re = Vd\rho/\mu \ll 1$ используют зависимость Стокса $C_d = 24/Re$, а при обтекании в переходном диапазоне $2 < Re < 700$ – формулу Клячко

$$C_d = 24/Re + 4/Re^{1/3}, \quad (2)$$

хорошо аппроксимирующую указанным диапазоне экспериментальные данные, обобщенные стандартной кривой Рэлея [9, 8].

В работе [1] экспериментально показано, что в развитом турбулентном потоке факела распыла форсунки при $Re = Re_{cr} \approx 100$ величина C_d для капле уменьшалась в 4–7 раз по сравнению со значениями, определяемыми формулой (2) Клячко. Это и есть самый ранний кризис сопротивления.

В частности, для капле, движущихся по оси факела, в качестве хорошего приближения при $40 < Re < 110$ в работе [1] была предложена формула

$$C_d = 2000/Re^2. \quad (3)$$

Последующий анализ экспериментальных данных показал, что формула (3) верна не только для капле на оси факела распыла, но и для всей совокупности капле в объеме факела при $z > 0.1$ м. Кроме того, для упрощения расчетов можно учесть, что в автомодельной зоне свободного факела распыла, при $z > 300$ мм и $Re > 110$,

$$C_d(r, z) = C_d(Re) \approx 0.1, \quad (4)$$

с приблизительным отклонением ± 0.05 .

Такой же ранний кризис сопротивления наблюдался при обтекании одиночного твердого шарика газовой струей в конфузоре [3, Sect. 5.1].

Как одна из возможных причин возникновения раннего кризиса сопротивления сферической частицы была рассмотрена гипотеза о влиянии сильной турбулентности газового потока, ко-

тору конфузор еще больше усилил по сравнению со свободной струей и сделал достаточной для возникновения раннего кризиса на одиночном твердом шарике [3, Sect. 5.1].

Это предположение подтвердилось численным моделированием обтекания шара как ламинарным, так и сильнотурбулентным потоком газа [3, Sect. 5.3].

Вышесказанное позволило прийти к выводу, что для математического и численного моделирования факела распыла как двухфазного потока, учитывая все его особенности, при описании движения обеих фаз единым образом целесообразно использовать сочетание метода взаимопроникающих континуумов [4] и теории турбулентных струй [5]. Эта идея была использована в двумерной модели для расчета гидродинамики свободного факела распыла и двухфазного потока, ограниченного стенкой корпуса в цилиндрическом аппарате [3, Sect. 7.2].

Для ознакомления с рядом важных обстоятельств, относящихся к рассматриваемой проблеме, в том числе с учетом раннего кризиса сопротивления во взаимодействии фаз в факеле распыла, а также описанием основ математической модели, использованной в данной работе, отсылаем читателя к работам [2, 3].

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В СВОБОДНОМ ФАКЕЛЕ РАСПЫЛА ФОРСУНКИ

Основу рассматриваемой модели составляют уравнения гидродинамики двухфазного потока. Например, в работе [2] кроме формулы (1) такими являются уравнения (4)–(14). Причем из них два последних учитывают ранний кризис сопротивления капель при их взаимодействии с сильнотурбулентным газовым потоком путем использования полученной в эксперименте зависимости $C_d(r, z)$. Заметим, что в данной работе наряду с ними используются также вышеприведенные формулы (3) и (4).

Для расчета межфазного массообмена (без учета теплообмена) указанная система уравнений гидродинамики (4)–(14) была дополнена в [2] уравнениями (15)–(19), учитывающими конвективный перенос примесного газового компонента в потоке и от газа к каплям жидкости.

Аналогичным образом в данной работе система уравнений (4)–(19) была дополнена нижеприведенными уравнениями конвективного переноса тепла в каждой из фаз и массы пара как одного из компонентов газовой фазы, а также соотношениями, учитывающими тепло- и массоперенос от капель жидкости в газовый поток.

Для учета теплопереноса внутри газовой фазы математическую модель необходимо и возможно

дополнить “уравнением баланса тепла” [11, с. 436], также называемым “общим уравнением переноса тепла” [12, с. 277], которое в работе [3, Sect. 6.1] было представлено под номером (6.8) в виде

$$\rho c_v dT/d\tau = -P \operatorname{div} w + \operatorname{div}(\lambda \nabla T) + \Phi_d. \quad (5)$$

В формуле (5) последний член Φ_d учитывает диссипацию механической энергии газа в тепло. Согласно источникам [11] и [12] при малых скоростях течения и степени сжатия газа этот член можно представить в виде

$$\Phi_d = \mu/2(\partial w_i/\partial x_k + \partial w_k/\partial x_i)^2. \quad (6)$$

При небольших различиях температур шара (капли) и обтекающего его газа изменение коэффициентов вязкости μ и теплопроводности λ газа (воздуха) мало. Как показали расчеты [3, Sect. 6.2], влиянием члена Φ_d на распределения скоростей и температур газа при этом также можно пренебречь. Тогда уравнение (5) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \tau} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} + w_r \frac{\partial T}{\partial r} = \\ = -0.4T \operatorname{div} w + \frac{\lambda}{\rho c_v} \Delta T + \frac{Q}{\rho c_v}. \end{aligned} \quad (7)$$

Переходя от формулы (5) к (7), использовали соотношение $P/(\rho c_v) = R T/(M c_p) \approx 0.4T$, которое следует из уравнения Клапейрона–Менделеева с учетом данных для воздуха, а также учитывали поток тепла Q от всех капель к газу в единице объема факела.

В формулах (5)–(17) обозначено: α – объемная доля жидкости, ρ_l – физическая плотность капля, w_z, w_r – аксиальная и радиальная компоненты скорости газа, u_z, u_r – то же для жидкости, ρ_{sv} – плотность насыщенного водяного пара у поверхности капли, $\rho_v = \rho_v(r, z)$ – плотность водяного пара в воздухе вдали от капли, c_v – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, c_p – то же при постоянном давлении, c_l – удельная теплоемкость капель, $a = \lambda/(\rho c_p)$ – коэффициент температуропроводности газа, $\operatorname{Pr} = \nu/a = 0.71$ – число Прандтля, $\nu = \mu/\rho$ – кинематический коэффициент вязкости газа, D – коэффициент диффузии водяного пара в газе, $\operatorname{Pr}_D = \nu/D = 0.64$ – диффузионное число Прандтля (иногда называемое числом Шмидта Sc), V_d – объем капли, L – удельная теплота испарения капля жидкости, $R = 8.31$ Дж/(моль К) – универсальная газовая постоянная, M – молярная масса газа. В приведенных числовых оценках использованы данные для воздуха при температуре $t_g = 20^\circ\text{C}$.

С учетом результатов, представленных в [3, Sect. 6.3] для упрощения модели межфазного теплообмена температуру во всех точках внутри капли и на ее поверхности можно принять одинако-

вой $T_l = T_l(r, z)$, зависящей только от координат r и z капли в факеле. При этом мы приходим к внешней задаче межфазного теплообмена. Тогда плотность потока тепла от отдельной капли с температурой на поверхности T_l к окружающему ее газу с температурой $T_g = T_g(r, z)$ мы можем описать уравнением Ньютона–Рихмана

$$q = k_t (T_l - T_g), \quad (8)$$

с коэффициентом теплоотдачи

$$k_t = \text{Nu} \lambda / d. \quad (9)$$

Число Нуссельта можно определить по формуле Ранца–Маршалла [13]

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}. \quad (10)$$

Тогда поток тепла от всех капель к газу в единице объема факела распыла с учетом (9) можно представить в виде

$$Q = \frac{4qs\alpha}{V_d} = \frac{6q\alpha}{d} = \frac{6k_t(T_l - T_g)\alpha}{d}. \quad (11)$$

Для учета переноса массы пара в газовом потоке и его массопередачи от капель жидкости к газу по аналогии с работой [2], где уравнениями (15)–(19) учитывался межфазный массообмен примесным газовым компонентом, вышеприведенная система уравнений (5)–(11) была дополнена также следующими уравнениями (12)–(16).

Учитывая аналогию явлений межфазного тепло- и массообмена [11], для плотности потока массы пара от отдельной капли в газ мы можем написать уравнение массопередачи

$$j_v = k_m (\rho_{sv} - \rho_v), \quad (12)$$

аналогичное уравнению Ньютона–Рихмана (8) для плотности потока тепла. Также по аналогии с коэффициентом теплоотдачи можно определить коэффициент массопередачи от капли к газу

$$k_m = \text{Nu}_D D / d, \quad (13)$$

а диффузионное число Нуссельта определить по аналогии с известной для теплообмена формулой (6) Ранца–Маршалла

$$\text{Nu}_D = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}_D^{1/3}. \quad (14)$$

Тогда поток массы пара от всех капель в газ в единице объема факела с учетом (12) можно представить соотношениями

$$J = \frac{4j_v s \alpha}{V_d} = \frac{6j_v \alpha}{d} = \frac{6k_m (\rho_{sv} - \rho_v) \alpha}{d}. \quad (15)$$

Уравнение конвективно-диффузионного переноса пара в газовом потоке с учетом его массопередачи от капель жидкости к газу можем написать в виде

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial \tau} + w_z \frac{\partial \rho_v}{\partial z} + w_r \frac{\partial \rho_v}{\partial r} = D \Delta \rho_v + J. \quad (16)$$

В правую часть уравнения неразрывности для газа (4) из работы [2] надо добавить такое же слагаемое J , как последний член в (15) и (16) здесь. В правую часть уравнения (5) из [2] для изменения аксиальной скорости w_z газа стоит добавить член $u_z J / \rho$, учитывающий реактивную силу (поток импульса) из-за притока пара со скоростью испаряющихся капель в поток газа, а в правую часть уравнения (6) той же системы (4)–(9) из [2] – аналогичный член $u_r J / \rho$.

Кроме того, для учета теплопереноса дисперсной фазы математическую модель нужно дополнить аналогичным (7), но более простым уравнением

$$\frac{\partial T_l}{\partial \tau} + u_z \frac{\partial T_l}{\partial z} + u_r \frac{\partial T_l}{\partial r} = -\frac{Q + J L}{\alpha \rho_l c_l}. \quad (17)$$

В числителе дроби правой части (17) учтены убыль тепла капель жидкости за счет теплоотдачи газу Q и испарения с их поверхности $J L$.

Без учета кризиса массообмена, аналогичного кризису теплообмена [3, Sect. 6.2], формулы (10) и (14) дают значения $\text{Nu} \approx \text{Nu}_D > 2$. Для учета кризиса тепло- и массообмена, обусловленного вместе с кризисом сопротивления капель сильной турбулентностью газового потока, нужно использовать значения $\text{Nu} = \text{Nu}_D = 2$.

Система уравнений (1), (4)–(12) из [2], дополненная представленными здесь формулами (3)–(17), позволяет рассчитывать изменение температур фаз $T(r, z)$ и $T_l(r, z)$ в двухфазном потоке факела распыла форсунки как с учетом кризиса сопротивления капель и кризиса тепломассообмена фаз, так и без учета этих кризисов.

В численной модели факела распыла перед заменой дифференциальных уравнений их разностными аналогами, стоит перейти к безразмерным переменным, поделив значения координат r и z на начальный (минимальный) радиус $r_0 = z_0 \text{tg} \varphi$ факела в расчетной области ($z_0 = 100$ мм расстояние от ее верхней границы до выходного отверстия форсунки), скоростей w , u , V и w_s – на начальную скорость капель (струи жидкости) u_0 , плотность воздуха ρ (а также водяного пара) – на плотность ρ_0 покоящегося газа вдали от факела, время τ – на $\tau_0 = r_0 / u_0$, температуры T и T_l – на пример, на $T_0 = 293$ К. Вид уравнений (4)–(9) из [2], а также (7), (16), (17) в данной работе при этом не изменится, а у слагаемых в правых частях этих уравнений появятся соответствующие дополнительные коэффициенты.

Также, как в работе [2], при переходе от указанных дифференциальных уравнений к их разностным аналогам с учетом представлений (1),

(10)–(12) из [2] и (3)–(4), (8)–(15) в данной статье для аппроксимации конвективных членов на прямоугольной пространственной сетке (i, j) использовалась явная двухшаговая разностная схема Лакса–Вендроффа [14], которая центрирована по времени, из-за чего численные эффекты вязкости и диффузии в ней значительно меньше, чем в одношаговой схеме Лакса, и поэтому профили скоростей каждой из фаз ближе к истинным.

Для устойчивости схемы Лакса–Вендроффа необходимо выполнение условие Куранта–Фридрихса–Леви [14], которое при равных шагах сетки $\Delta z = \Delta r$ имеет вид

$$\Delta \tau \leq \frac{\Delta z}{\sqrt{2(w_s^2 + w_z^2 + w_r^2)}}. \quad (18)$$

Аппроксимация диффузионных членов в уравнениях (7) и (16) проводилась по явной схеме первого порядка точности [14, с. 107], имеющей на двумерной сетке условие устойчивости в виде

$$\Delta \tau \leq \frac{(\Delta z)^2}{4D}. \quad (19)$$

Для обеспечения устойчивости разностной схемы в целом необходимо одновременное выполнение обоих условий (18) и (19), из которых более сильным оказалось первое.

Преимущество предложенной численной модели в том, что она позволяет вычислять все переменные по простой явной схеме.

Определенную трудность при построении численной модели представляет задание подходящих граничных условий, которые сохраняют устойчивость разностной схемы. В граничных узлах сетки разностная схема имеет иной, чем во внутренних точках, вид, так как пространственные производные здесь аппроксимируются односторонними, а не двухсторонними разностями. Кроме того, на оси симметрии (при $r = i \Delta r = 0$) радиальные скорости фаз $w_r = u_r = 0$, производные по r от некоторых переменных также могут обращаться в нуль.

С учетом экспериментальных данных на верхней (входной) границе расчетной области ($j = 0$) задают профиль объемной доли жидкости, например, треугольной формы $\alpha(r, z_0) = 3(r_n/r_0)^2(1 - r/r_0)$, где r_n – радиус выходного отверстия форсунки, $r_0 = z_0 \operatorname{tg} \varphi$. А также здесь нужно задать радиальные профили компонент скорости жидкости $u_z(r, z_0)$ и $u_r(r, z_0)$. Первый из них по форме можно взять прямоугольным, трапециевидным или более сложным, второй, с учетом характера истечения жидкости из сопла форсунки, стоит задать в виде функции радиуса: $u_r(r, z_0) = u_z(r, z_0)r/z_0$.

В случае свободного факела распыла для определения плотности газа на боковой (внешней) границе расчетной области можно использовать уравнение Бернулли

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{w_z^2 + w_r^2}{2w_{s0}^2} \right),$$

а для температуры газа – ее начальное значение $T_0 = 293$ К.

При расчете двухфазного потока в цилиндрическом распылительном аппарате на его стенке, служащей боковой границей сетки, задают условия обращения компонент скорости газа в нуль $w_z = w_r = 0$, температуру газа и жидкости можно принять одинаковой $T = T_l$ при $z \geq z_w = R_{APP}/\operatorname{tg} \varphi$ из-за смачивания стенки аппарата жидкостью, стекающей в виде пленки.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ТЕПЛОМАССОБМЕНА ФАЗ В СВОБОДНОМ ФАКЕЛЕ РАСПЫЛА ФОРСУНКИ

Вышеописанный алгоритм реализован с использованием программных средств Delphi для расчета гидродинамики и межфазного теплообмена в симметричном относительно вертикальной оси факеле распыла центробежно-струйной форсунки с диаметром выходного отверстия $d_h = 2$ мм.

В расчетах свободного факела распыла использовались из работы [2] зависимость (11) для напряжений турбулентного трения газа и зависимости (13) и (14) для коэффициента сопротивления капель. При расчете двухфазного потока в аппарате вместо двух последних зависимостей использовались формулы (3) и (4) данной статьи.

В качестве единицы безразмерного пространственного масштаба сетки принят радиус факела на верхней границе расчетной области $r_0 = z_0 \operatorname{tg} \varphi$ ($\varphi = 32.5^\circ$ – половина корневого угла факела, $z_0 = 100$ мм), за единицу масштаба скоростей – начальная скорость $u_0 = 0.75(2P/\rho_l)^{1/2}$ жидкости, истекающей из сопла форсунки. В расчетах в качестве d использовался средний объемно-поверхностный диаметр капель $d_{32} = 0.14$ мм, измеренный при давлении воды на форсунке $P_l = 5 \times 10^5$ Па, теплофизические характеристики газа были приняты, как у воздуха, а жидкости, как у воды. Начальная температура воздуха была принята $T_0 = 293$ К, капель воды $T_l = 1.1 T_0 = 322$ К.

Расчеты проводились на прямоугольной пространственной области с физическими размерами $r_{\max} = h \max(i)$, $z_{\max} - z_0 = h \max(j)$, $h = 4$ мм. Число точек сетки в расчетах свободного факела варьировалось до $\max(i) = \max(j) = 200$ при безразмерном шаге сетки $\Delta r = \Delta z = 1/16$, что обеспечивало достаточную аппроксимацию разностной схемы.

Интересующее нас (квази)стационарное состояние потока достигалось в результате эволюции не-

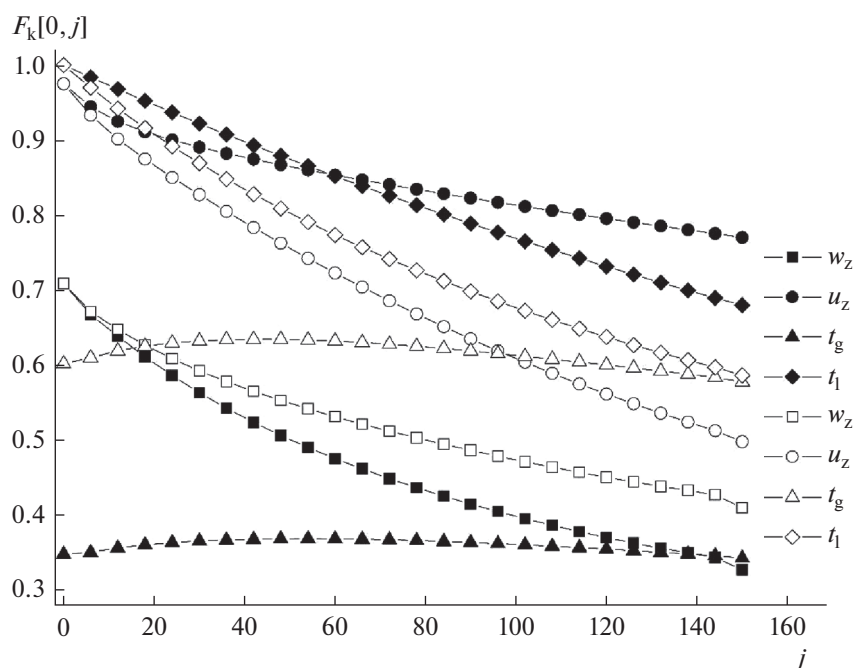


Рис. 1. Расчетные зависимости скоростей газа $w_z[0, j]$, капель $u_z[0, j]$ и их температур $t_g[0, j]$ и $t_l[0, j]$ на оси свободного факела. Светлые символы – расчет без учета кризиса сопротивления по формуле (2) Клячко и кризиса теплообмена с использованием формул (10) и (14) при $Nu \approx Nu_D > 2$. Темные символы – расчет с учетом кризиса сопротивления по формулам (13)–(14) из работы [2] и кризиса теплообмена при $Nu = Nu_D = 2$.

стационарного решения за “сеточное” время, примерно, в 15–20 раз большее характерного времени $\tau_s = (z_{\max} - z_0)/u_0$, за которое капли могли пролететь от верхней до нижней границы расчетной области без учета их торможения в газе.

На рис. 1–6 приведены результаты расчетов межфазного тепло- и массообмена в осесимметричном свободном факеле распыла форсунки, выполненных по предлагаемой модели.

На рис. 1 показаны аксиальные профили скоростей фаз и приведенных температур газа $t_g[0, j] = 10(T[0, j]/T_0 - 1)$ и капель $t_l[0, j] = 10(T_l[0, j]/T_0 - 1)$ на оси свободного факела без учета и с учетом кризисов сопротивления капель и межфазного теплообмена. Очевидно, кризис сопротивления заметно влияет на профили скоростей каждой из фаз: газ движется медленнее, а капли быстрее из-за более слабого межфазного обмена импульсом. Аналогичным образом кризис теплообмена влияет на изменение температур фаз вблизи оси факела: газ нагревается (на 10 К), а капли остывают (на 9 К) в меньшей степени, чем без кризиса (на 17 и 12 К, соответственно).

На рис. 2–5 представлены радиальные профили приведенных температур газа $t_g[i, j] = 10(T[i, j]/T_0 - 1)$ и капель $t_l[i, j] = 10(T_l[i, j]/T_0 - 1)$ на разных расстояниях $z = 100 + 4j$ мм от форсунки, рас-

считанные с учетом и без учета кризисов сопротивления капель и теплообмена фаз.

Очевидно, кризис сопротивления, примерно, вдвое увеличивает ширину температурных профилей для капель при $j = 100$ –150.

А кризис теплообмена настолько же уменьшает максимальную высоту температурных профилей для газа. Без учета кризиса теплообмена приведенные температуры фаз вблизи оси факела на большом удалении от форсунки близки по значениям, а с учетом кризиса отличаются, примерно, вдвое. Качественный характер влияния обоих кризисов на изменение температур фаз вполне согласуется с ожиданиями: из-за кризиса сопротивления капли движутся быстрее, а газ медленнее, чем без кризиса, из-за кризиса теплообмена капли остывают, а газ нагревается в меньшей степени, чем без него.

На рис. 6 показаны рассчитанные с учетом обоих кризисов зависимости средних по сечению двухфазного потока температур $\langle t_g[i, j] \rangle$ и $\langle t_l[i, j] \rangle$ фаз по шкале Цельсия от расстояния $z = 100 + 4j$ мм до форсунки.

Очевидно, несмотря на возникновение обоих кризисов, степень охлаждения теплой воды, распыленной форсункой в воздухе, в свободной струе протяженностью 1.5 м составляет 22.7°C или 77.5% от начальной разности $\Delta t = 29.3$ °C температур фаз.

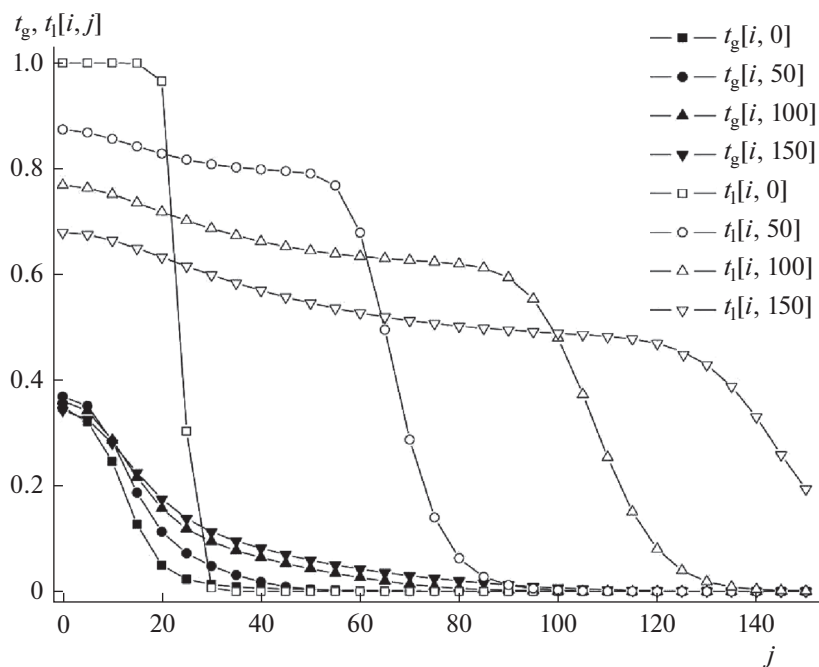


Рис. 2. Радиальные профили температур фаз на различных расстояниях $z = (100 + 4j)$ мм от форсунки в свободном факеле распыла с учетом кризисов сопротивления капель и тепломассообмена с газом. Темные символы – приведенная температура газа $t_g[i, j]$, светлые символы – то же для капель $t_l[i, j]$.

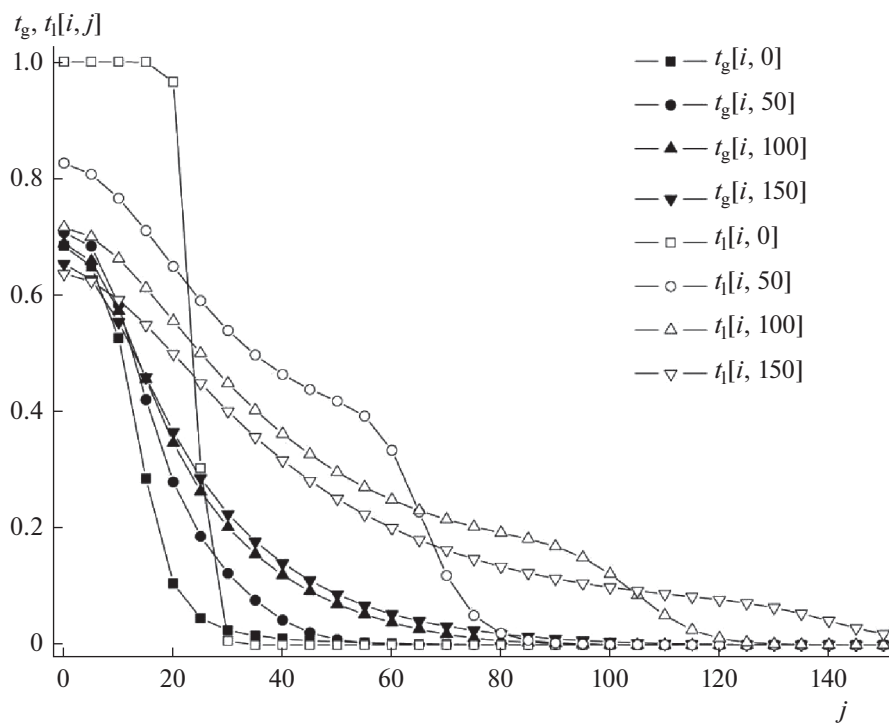


Рис. 3. То же, что на рис. 2 с учетом кризиса сопротивления капель по формулам (13), (14) из работы [2], но без учета кризиса тепломассообмена при $Nu \approx Nu_D > 2$, обозначения те же, что на рис. 2.

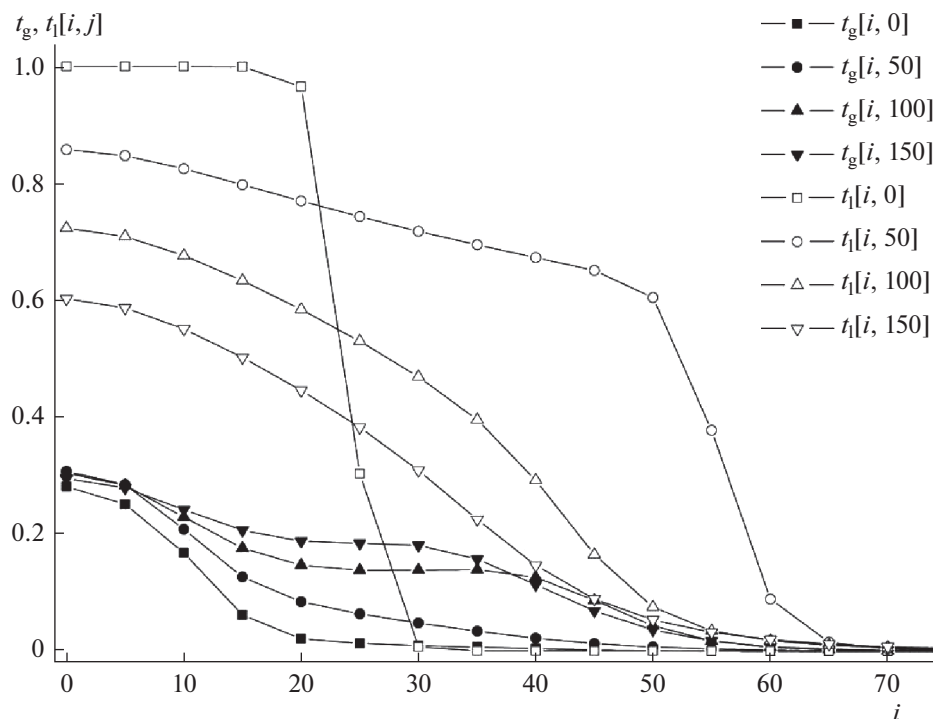


Рис. 4. То же, что на рис. 2 без учета кризиса сопротивления капле с использованием формулы (2), но с учетом кризиса тепломассообмена фаз при $Nu = Nu_D = 2$, обозначения те же, что на рис. 2.

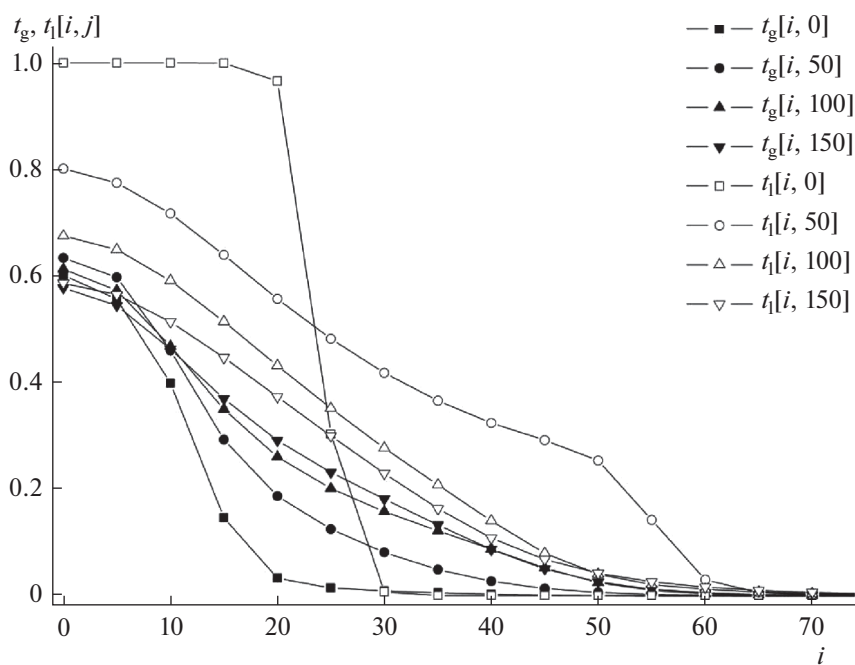


Рис. 5. То же, что на рис. 2 без учета кризисов сопротивления капле и тепломассообмена с газом, обозначения те же, что на рис. 2.

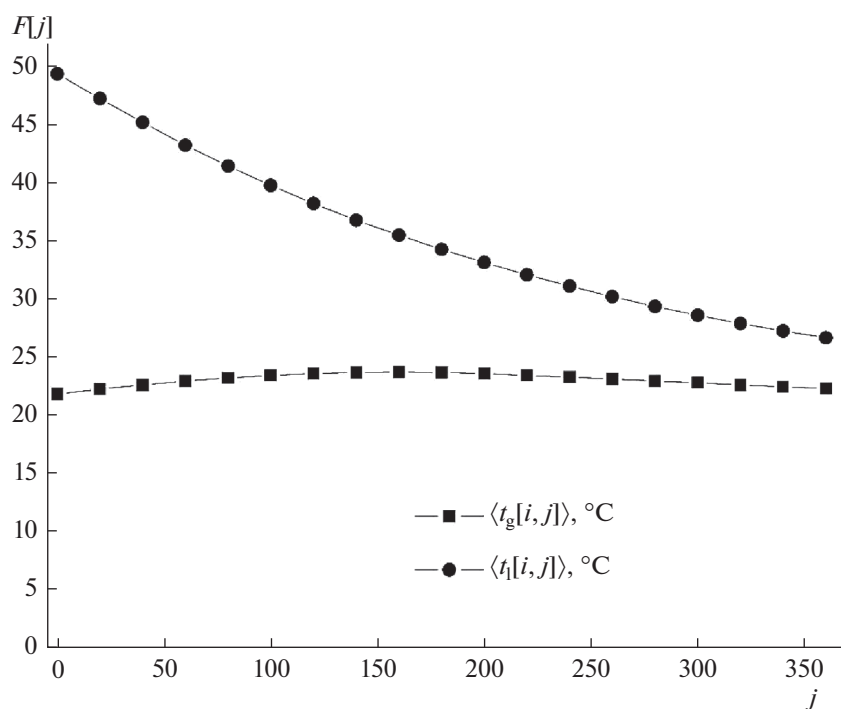


Рис. 6. Изменение средних по сечению двухфазного потока температур $\langle t_g[i, j] \rangle$ и $\langle t_l[i, j] \rangle$ фаз по шкале Цельсия при удалении от форсунки на расстояние $z = 100 + 4j$ мм.

РАСЧЕТ МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛОМАССОБМЕНА В РАСПЫЛИТЕЛЬНОМ АППАРАТЕ

На рис. 4 в работе [2] представлена используемая в расчетах схема распылительного аппарата-инжектора, в составе которой присутствуют форсунка, формирующая факел распыла, соосная с форсункой цилиндрическая камера смешения фаз и бак-сепаратор для их разделения. Общая ось форсунки и камеры — вертикальна. Камера смешения открыта сверху, расход газа ограничивается вентилем на выходе газа из аппарата. Накопившаяся на дне бака-сепаратора жидкость отводится через вентиль.

Цилиндрическая камера смешения фаз ограничивает двухфазный поток по радиусу ($r \leq R_{\text{APP}}$) и высоте H . Последняя связана с положением нижней границы $j_{\text{max}} = n$ расчетной области формулой $H = z_{\text{max}} = (z_0 + n h)$. Внутренняя поверхность стенки корпуса камеры является в расчетной области боковой границей $i_{\text{max}} = m = R_{\text{APP}}/h$, на которой обе компоненты скорости газа обращаются в нуль: $w_r(m, j) = w_z(m, j) = 0$.

Долетевшие до стенки корпуса капли выпадают на нее, смачивая ее внутреннюю поверхность ниже координаты $z_w = R_{\text{APP}}/\text{tg}\varphi$. Для температуры жидкости, стекающей в виде пленки по внутренней поверхности корпуса аппарата (при $r = R_{\text{APP}}$), было принято граничное условие вида: $T_l(R_{\text{APP}}, z) =$

$= T_0$ при $z < z_w$ — как начальная температура газа, и $\partial T_l(R_{\text{APP}}, z)/\partial r = 0$ при $z \geq z_w$ — как температура выпадающих на стенку капель на данной высоте z .

В предлагаемой модели двухфазного потока расчетная область $0 < j < n$ целиком располагается в камере смешения фаз.

В расчетах задавался и поддерживался перепад давления ΔP газа между нижним и верхним сечениями камеры смешения — горизонтальными границами расчетной области. По рассчитанным значениям аксиальной скорости газа рассчитывался его объемный расход V через аппарат. Варианты расчета аппарата отличались перепадом давления ΔP газа, радиусом R_{APP} и высотой H камеры смешения инжектора.

На рис. 7 представлены результаты расчета радиальных профилей приведенных температур фаз $t_g[i, j]$ и $t_l[i, j]$ в распылительном аппарате с учетом обоих кризисов: гидродинамического сопротивления капель и теплообмена фаз.

Очевидно, различие температур фаз вблизи оси аппарата (при $i = 0$) заметно больше, чем у стенки его корпуса (при $i = n = 36$).

На рис. 8 представлены результаты расчета зависимостей от объемного расхода V газа через аппарат для средних значений приведенных температур газа $\langle t_g[i, n] \rangle$ и жидкости $\langle t_l[i, n] \rangle$ в выходном для данной фазы сечении камеры смешения. При $V > 0$ режим течения газа прямооточный, т.е. в том

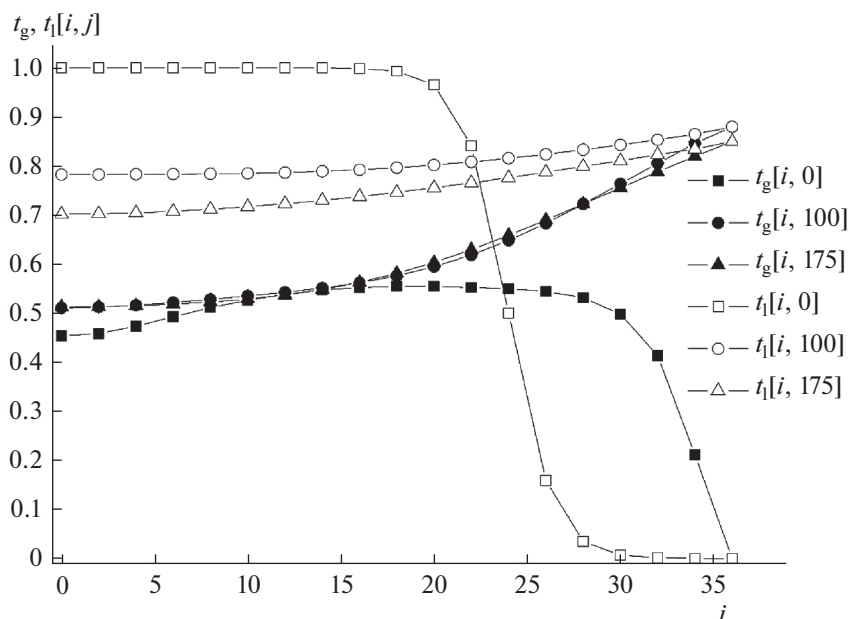


Рис. 7. Радиальные профили приведенных температур газа $t_g[i, j]$ (темные символы) и жидкости $t_l[i, j]$ (светлые символы) на разных расстояниях $z = 100 + 4j$ мм от форсунки в распылительном аппарате, рассчитанные с учетом кризисов сопротивления капель и тепломассообмена фаз, $R_{\text{App}} = 144$ мм, $H = 1100$ мм, перепад давления газа на аппарате $\Delta P = 7$ Па.

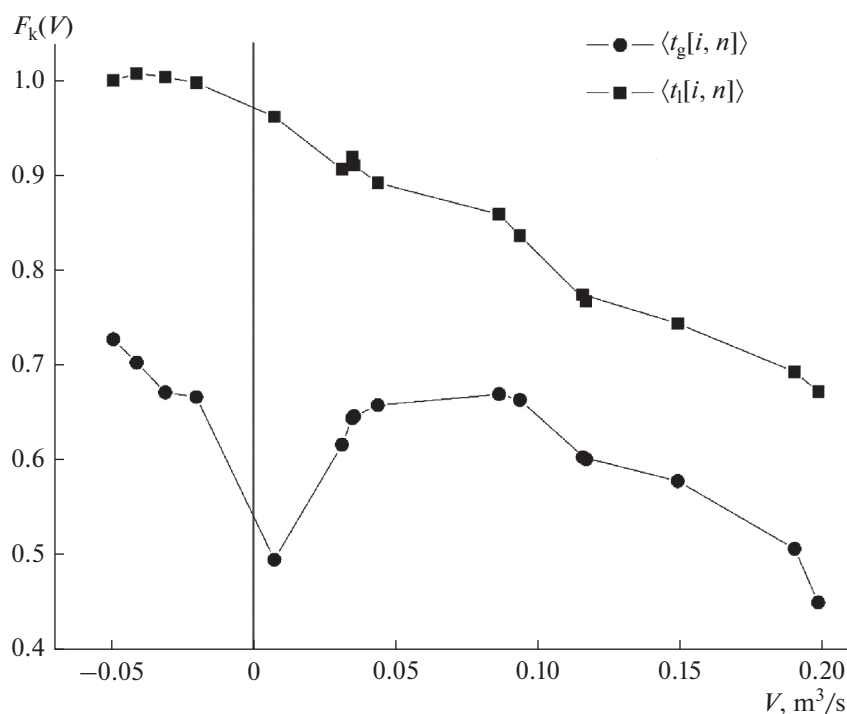


Рис. 8. Расчетные зависимости от расхода V газа через аппарат для средних (по выходному для данной фазы сечению камеры смешения) значений приведенных температур $\langle t_g[i, n] \rangle$ и $\langle t_l[i, n] \rangle$ фаз при $R_{\text{App}} = 140$ мм, $H = 1100$ мм.

же направлении, что и жидкость, а при $V < 0$ – противоточный.

На графиках с наблюдается, приблизительно, линейное убывание температуры жидкости ро-

стом V , и то же для температуры газа при $V < 0$, а при $V > 0$ – максимум (около 30%). Положение максимума температуры газа согласуется со сделанным в [1, Sect. 7.2] предположением, что мак-

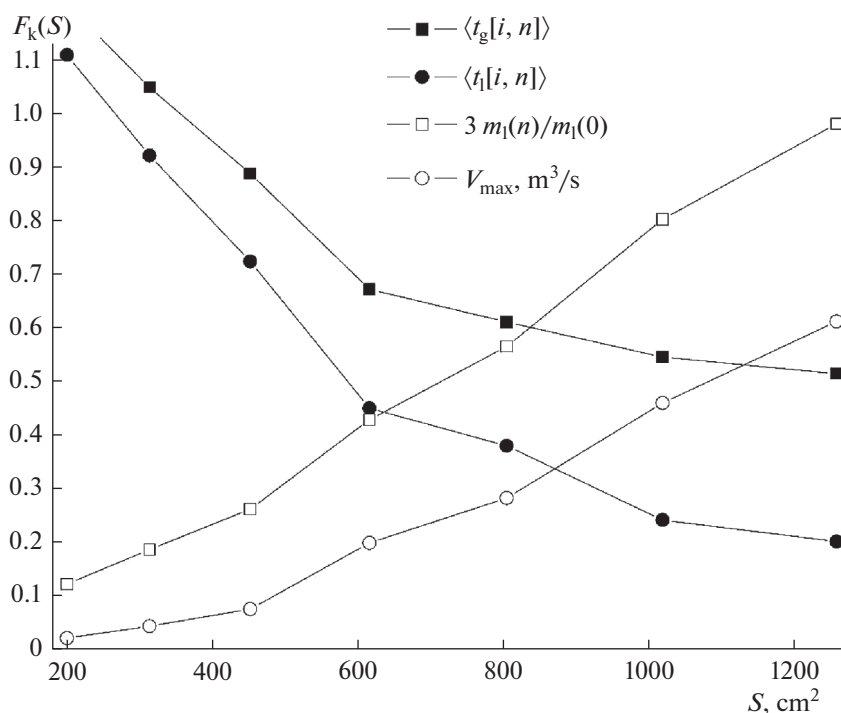


Рис. 9. Расчетные зависимости от площади S поперечного сечения аппарата для максимального расхода V_{max} газа через аппарат, средних значений приведенных температур $\langle t_g[i, n] \rangle$ и $\langle t_l[i, n] \rangle$ фаз и отношения потока массы капель жидкости в выходном сечении аппарата к потоку их массы во входном сечении $m_l(n)/m_l(0)$, $H = 1100$ мм, перепад давления газа на аппарате $\Delta P = 0.7$ Па.

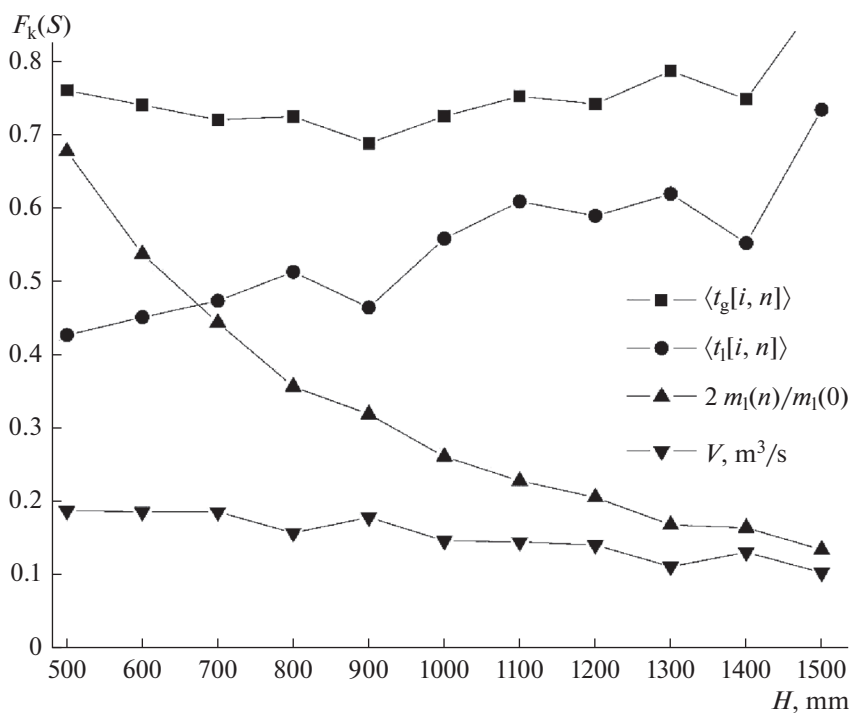


Рис. 10. Расчетные зависимости от высоты H аппарата для тех же величин, что и на рис. 9, при перепаде давления газа на аппарате $\Delta P = 7$ Па, $R_{App} = 140$ мм.

симальная эффективность тепло и/или массообмена фаз в прямоточном режиме распылительно-го аппарата может достигаться при расходе газа, близком к оптимальному значению V_{opt} , удовлетворяющему условию: $V_{\text{opt}}/V_{\text{max}} = 3^{-1/2}$.

На рис. 9 показаны расчетные зависимости от площади S поперечного сечения камеры смешения для максимального расхода V_{max} газа (т.е. при малом перепаде давления $\Delta P = 0.7$ Па на аппарате), величин $\langle t_g[i, n] \rangle$ и $\langle t_l[i, n] \rangle$, а также для отношения $m_l(n)/m_l(0)$ — потока массы жидкости в выходном сечении аппарата (т.е. не выпавшей на стенку аппарата) к потоку ее массы во входном сечении.

Очевидно, с увеличением S средние температуры обеих фаз на выходе из камеры смешения уменьшаются, расход газа V_{max} и доля не выпавшей на стенку камеры жидкости возрастают, но более 65% капель все же долетают до стенки.

На рис. 10 представлены расчетные зависимости от высоты H аппарата для тех же величин, что и на рис. 9, но при перепаде давления газа на аппарате $\Delta P = 7$ Па.

Очевидно, при увеличении H в 3 раза объемный расход V газа уменьшается не более чем в 2 раза, средняя температура газа на выходе из камеры смешения увеличивается приблизительно линейно, у жидкости она изменяется незначительно и нерегулярно, доля жидкости, еще не выпавшей на стенку аппарата, уменьшается приблизительно обратно пропорционально величине H .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная в работах [2, 3] модель факела распыла форсунки с учетом раннего кризиса сопротивления капель и межфазного массообмена развита в данной работе путем учета кризиса тепло- и массопередачи от капель к газу, аналогичного кризису теплообмена между шаром и газовым потоком, описанному в [3, Sect. 6.2].

По сравнению с прежними результатами автора, изложенными в работах [2, 3], в данной работе получены новые. В частности, в свободном факеле распыла высотой H до 1.5 м рассчитаны не только аксиальные и радиальные профили скоростей фаз, но и распределения температур фаз $T_g(r, z)$ и $T_l(r, z)$ с учетом и без учета кризисов сопротивления капель и тепломассопередачи от них к газу.

Согласно рис. 6, несмотря на учет в модели обоих кризисов, степень охлаждения воды в свободной распыленной форсункой струе длиной до 1.5 м значительна, составляет 23°C, т.е. почти 80% от начальной разности 29°C температур фаз.

Кроме свободного факела распыла межфазный тепломассообмен был рассчитан также в газокапельном потоке через цилиндрический аппарат. Установлены зависимости средней температуры $\langle T_l \rangle$, $\langle T_g \rangle$ каждой из фаз на выходе аппарата от

ежесекундного объемного расхода V газа через аппарат.

Представленная численная модель позволяет рассчитать зависимости режимных характеристик V , $\langle T_l \rangle$, $\langle T_g \rangle$ распылительного аппарата от его конструктивных параметров S и H и перепада давления ΔP газа на нем.

Согласно рис. 8–10 из-за кризиса массопередачи в распылительном аппарате степень охлаждения тепловой воды, распыленной форсункой в воздухе, невелика: в исследованных условиях не превышает 17.5 К, т.е. около 60% от разности начальных температур воды и воздуха.

Не вполне решенной проблемой пока осталось определение степени охлаждения воды, стекающей по стенке камеры смешения. Предварительная оценка вклада тепломассообмена газа с жидкостью, стекающей в виде пленки, составила около 8% от тепломассообмена газа с каплями в объеме аппарата.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

$a = \lambda/(\rho c_p)$	коэффициент температуропроводности газа, м ² /с
C_d	коэффициент гидродинамического сопротивления капли
c	удельная теплоемкость, Дж/(кг К)
D	коэффициент диффузии водяного пара в газе, м ² /с
$d = d_{32}$	средний объемно-поверхностный диаметр капель, м
d_h	диаметр выходного отверстия форсунки, мм
H	высота аппарата, мм
h	шаг расчетной сетки, мм
i, j	номера точек расчетной сетки по радиусу и по оси потока
J	поток массы пара от всех капель в газ в единице объема, кг/(м ³ с)
j_v	плотность потока массы пара от отдельной капли в газ, кг/(м ² с)
k_l	коэффициент теплоотдачи от капли к газу, Вт/(м ² К)
k_m	коэффициент массопередачи от капли к газу м/с
L	удельная теплота испарения капель жидкости, Дж/кг
M	молярная масса газа, кг/моль
m, n	максимальные значения величин i, j
m_l	поток массы капель жидкости через поперечное сечение аппарата, кг/с
P_l	избыточное давление воды в форсунке, Па
P	давление газа, Па

Q	поток тепла от всех капель к газу в единице объема, Вт/м ³
q	плотность потока тепла от отдельной капли к газу, Вт/м ²
$R = 8.31$	универсальная газовая постоянная, Дж/(моль К)
R_{APP}	радиус аппарата, мм
r	радиальная координата точек в факеле распыла, м
S	площадь сечения аппарата, см ²
s	площадь центрального сечения сферической капли, мм ²
T, T_l	температура газа, жидкости, К
t	то же по шкале Цельсия, °С
t_g, t_l	приведенные температуры газа и жидкости
u	скорость жидкости, м/с
$\mathbf{V} = \mathbf{u} - \mathbf{w}$	относительная скорость капли в газе, м/с
V	объемный расход газа через аппарат, м ³ /с
V_d	объем капли, м ³
Δx	изменение величины x
$\langle x \rangle$	среднее значение величины x
z	аксиальная координата точек в факеле распыла, м
w, w_s	скорость газа, скорость звука в газе, м/с
α	объемная доля жидкости в данной точке факела распыла
λ	коэффициент теплопроводности газа, Вт/(м К)
μ	динамический коэффициент вязкости газа, Па с
$\nu = \mu/\rho$	кинематический коэффициент вязкости газа
ρ, ρ_l, ρ_v и ρ_{sv}	плотность газа, жидкости, пара и насыщенного пара, кг/м ³
τ и τ_s	время и характерное время, с
Φ_d	выделение тепла из-за диссипации механической энергии газа, Вт/м ³
φ	половина корневого угла факела распыла форсунки, °
$Nu = k_r d/\lambda$,	число Нуссельта
$Nu_D = k_m d/D$	диффузионное число Нуссельта
$Pr = \nu/a$	число Прандтля
$Pr_D = \nu/D$	диффузионное число Прандтля
$Re = Vd\rho/\mu$	число Рейнольдса
Re_{cr}	критическое число Рейнольдса

max	максимальное значение
opt	оптимальный
p или v	при постоянном давлении или объеме
r	компонента вектора по радиусу
z	компонента вектора по оси потока

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Simakov N.N.* Crisis of Hydrodynamic Drag of Drops in the Two-Phase Turbulent Flow of a Spray Produced by a Mechanical Nozzle at Transition Reynolds Numbers // *Tech. Phys.* 2004. V. 49. № 2. P. 188 [*Симаков Н.Н.* Кризис сопротивления капель при переходных числах Рейнольдса в турбулентном двухфазном потоке факела распыла механической форсунки // *Журн. техн. физики.* 2004. Т. 74. № 2. С. 46.]
2. *Simakov N.N.* Calculation of Interphase Mass Transfer in a Spray Flow Produced by a Nozzle with Account of Crisis // *Tech. Phys.* 2020. V. 65 № 4. P. 534. [*Симаков Н.Н.* Расчет межфазного массообмена в факеле распыла форсунки с учетом кризиса // *Журн. техн. физики.* 2020. Т. 90. № 4. С. 560.]
3. *Simakov N.N.* Liquid Spray from Nozzles. Cham: Springer Nature Switzerland AG, 2020.
4. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных систем. Ч. 1. М.: Наука, 1987.
5. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984.
6. *Гельперин Н.И., Басаргин Б.Н., Звездин Ю.Г.* О гидродинамике жидкогазовых инжекторов с диспергированием рабочей жидкости // *Теорет. основы хим. технологии.* 1972. Т. 6. № 3. С. 434.
7. *Звездин Ю.Г., Симаков Н.Н., Пластинин А.П., Басаргин Б.Н.* Гидродинамика и теплообмен при распыливании жидкости в потоке высокотемпературного газа // *Теорет. основы хим. технологии.* 1985. Т. 19. № 3. С. 354.
8. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя / Пер. с немецкого. М.: Наука, 1974.
9. *Torobin L.B., Gauvin W.H.* Fundamental Aspects of Solids-Gas Flow. Part 1: Introductory Concepts and Idealized Motion in Viscous Regime // *Can. J. Chem. Eng.* 1959. V. 37. № 4. P. 129–141.
10. *Torobin L.B., Gauvin W.H.* Fundamental aspects of solids-gas flow. Part 5: The Effect of Fluid Turbulence on the Particle Drag Coefficient // *Can. J. Chem. Eng.* 1960. V. 38. No 6. P. 189–200.
11. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.
12. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. IV. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
13. *Ranz W.E., Marshall W.R.* Evaporation from drops (Part 2) // *Chem. Eng. Progress.* 1952. V. 48. № 5. P. 173.
14. *Поттер Д.* Вычислительные методы в физике / Пер. с англ. М.: Мир, 1975.

ИНДЕКСЫ

0	начальное значение
g	для газа
l	для жидкости