

УДК 532.529.5:532.525.2:536.423

© 1995 г. Ю. В. ЗУЕВ, И. А. ЛЕПЕШИНСКИЙ

ДВУХФАЗНАЯ МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ ТУРБУЛЕНТНАЯ СТРУЯ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Излагается математическая модель газочапельной неизоэтермической многокомпонентной полидисперсной турбулентной струи, в которой учитываются: неравновесность фаз по скоростям и температурам, неоднородность вещества газовой и жидкой фаз, коагуляция и дробление капель, а также возможность протекания конденсации паров или испарения жидкости в зависимости от конкретных условий в струе. Приводятся некоторые результаты расчетов параметров неизоэтермической двухкомпонентной полидисперсной газочапельной струи с фазовыми переходами и коагуляцией капель, а также трехкомпонентной полидисперсной газочапельной струи с коагуляцией капель без учета фазовых переходов. Проводится анализ полученных результатов.

В различных областях техники широко распространены струйные течения, которые, как правило, являются неизоэтермическими. В двухфазных газочапельных турбулентных струях имеют место фазовые переходы (конденсация и испарение), которые в зависимости от термофизических свойств веществ фаз и условий истечения струи могут оказывать большее или меньшее влияние на параметры двухфазной струи, в особенности на дисперсность капель. Поэтому при исследовании газочапельных неизоэтермических струй наряду с динамической и тепловой неравновесностью фаз, коагуляцией и дроблением капель необходимо учитывать фазовые переходы. В общем случае как газовая, так и дискретная фазы могут быть многокомпонентными, что при наличии фазовых переходов, коагуляции и дробления капель будет приводить к изменению их компонентного состава.

В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные по исследованию газочапельных неизоэтермических многокомпонентных турбулентных струйных течений с полидисперсными каплями и фазовыми переходами и единственно возможным путем получения информации о процессах, протекающих в этих течениях, является их теоретическое исследование.

1. В данной работе рассматривается двухфазная многокомпонентная струя, газовая и жидкая фазы которой могут состоять из K компонентов; параметры компонентов обозначаются индексом k ($k = 1, 2, \dots, K$).

С целью упрощения математической модели непрерывная функция распределения капель по размерам заменяется гистограммой и вводится понятие классов капель; признаком принадлежности капель к какому-либо классу является их диаметр. Классы капель обозначаются индексом f ($f = 1, 2, \dots, F$; F — количество классов).

При выводе осредненных уравнений струи используются допущения, приведенные в [1].

Осредненные уравнения баланса массы, количества движения, энергии фаз и диффузии компонентов газовой фазы получаются из соответствующих уравнений, записанных для мгновенного движения газовой фазы и каждого класса капель, в результате проведения пространственно-временного осреднения всех физических величин и оценки порядка членов этих уравнений в приближении пограничного слоя аналогично тому, как это делалось в [2]. В окончательном виде эти уравнения записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial x} y^\beta u \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k + \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \sum_{k=1}^K (v p_k \alpha_k + \alpha_k \langle \rho_k' v' \rangle + \rho_k \langle \alpha_k' v' \rangle) = -y^\beta \sum_{j=1}^F \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} y^\beta \rho_f \alpha_f \mu_f + \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \rho_f (\alpha_f v_f + \langle \alpha_f' v_f' \rangle) = y^\beta \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} + y^\beta \left(\frac{\partial M_f}{dt} \right)_c \quad (1.2)$$

$$u \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \frac{\partial u}{\partial x} + \sum_{k=1}^K (v p_k \alpha_k + \alpha_k \langle \rho_k' v' \rangle + \rho_k \langle \alpha_k' v' \rangle) \frac{\partial u}{\partial y} =$$

$$= -\frac{1}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \langle u' v' \rangle - \frac{\partial P}{\partial x} - \sum_{j=1}^F F_{cfx} - \sum_{j=1}^F \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} (u_p - u) + \rho_k \alpha_k g_x \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (1.4)$$

$$\rho_f \alpha_f \mu_f \frac{\partial u_f}{\partial x} + \rho_f (\alpha_f v_f + \langle \alpha_f' v_f' \rangle) \frac{\partial u_f}{\partial y} = -\frac{1}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \rho_f \alpha_f \langle u_f' v_f' \rangle +$$

$$+ F_{cfx} + \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} (u_p - u_f) + \sum_{j=1}^F \left(\frac{dM_{fj}}{dt} \right)_c (u_j - u_f) + \rho_f \alpha_f g_x \quad (1.5)$$

$$\rho_f \alpha_f \mu_f \frac{\partial v_f}{\partial x} + \rho_f (\alpha_f v_f + 2 \langle \alpha_f' v_f' \rangle) \frac{\partial v_f}{\partial y} =$$

$$= -\frac{\partial}{\partial x} \rho_f (\alpha_f \langle u_f' v_f' \rangle + u_f \langle \alpha_f' v_f' \rangle) - \frac{v_f}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \rho_f \langle \alpha_f' v_f' \rangle -$$

$$- \frac{1}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \rho_f \alpha_f \langle v_f'^2 \rangle + \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} (v_p - v_f) + F_{cfy} + \sum_{j=1}^F \left(\frac{\partial M_{fj}}{dt} \right)_c (v_j - v_f) \quad (1.6)$$

$$u \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k c_{pk} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_{k=1}^K c_{pk} (\rho_k \alpha_k v + \alpha_k \langle \rho_k' v' \rangle + \rho_k \langle \alpha_k' v' \rangle) \frac{\partial T}{\partial y} +$$

$$+ \frac{1}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \sum_{k=1}^K c_{pk} \rho_k \alpha_k \langle T' v' \rangle + \langle u' v' \rangle \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \frac{\partial u}{\partial y} =$$

$$= u \frac{\partial P}{\partial x} - \sum_{j=1}^F F_{cfx} (u_f - u) - \sum_{j=1}^F \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} E_{pk} - \sum_{j=1}^F Q_j \quad (1.7)$$

$$\rho_f \alpha_f c_{fj} \mu_f \frac{\partial T_f}{\partial x} + (\rho_f \alpha_f v_f + \rho_f \langle \alpha_f' v_f' \rangle) c_{fj} \frac{\partial T_f}{\partial y} + \frac{1}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \rho_f \alpha_f c_{fj} \langle T_f' v_f' \rangle + \rho_f \alpha_f \langle u_f' v_f' \rangle \frac{\partial u_f}{\partial y} =$$

$$= \sum_{j=1}^F \left(\frac{dM_{fj}}{dt} \right)_c E_{fj} + \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} E_{pf} + Q_j \quad (1.8)$$

$$u \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} + \sum_{k=1}^K (\rho_k \alpha_k v + \alpha_k \langle \rho_k' v' \rangle + \rho_k \langle \alpha_k' v' \rangle) \frac{\partial \alpha_i}{\partial y} =$$

$$= -\frac{1}{y^\beta} \frac{\partial}{\partial y} y^\beta \langle \alpha_i' v' \rangle \sum_{k=1}^K \rho_k \alpha_k - \sum_{j=1}^F \left(\frac{dM_f}{dt} \right)_{k,p} \quad (1.9)$$

$$E_{pk} = i_{p,k} - i_k(T) + \frac{1}{2} (u_p - u)^2, \quad E_{fj} = i_j - i_f + \frac{1}{2} (u_j - u_f)^2$$

$$E_{pf} = i_{p,k} - i_{f,k}(T_f) + \frac{1}{2} (u_p - u_f)^2 \quad (1.10)$$

Здесь ось x совпадает с осью струи; ρ — физическая плотность; α — объемная концентрация; P — давление; T — температура; g — ускорение свободного падения; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; c_f — удельная

теплоемкость жидкости; F_{cf} — сила сопротивления частиц класса f в единице объема среды; Q_f — тепло, отнесенное к единице объема среды, которым обмениваются капли класса f с газом в результате теплообмена; $(dM_f/dt)_{k,p}$ — скорость изменения массы k -го компонента вследствие фазовых переходов в единице объема среды; $(dM_f/dt)_c$ — скорость изменения массы капель класса f за счет их коагуляции и дробления; $(dM_{fj}/dt)_c$ — скорость перехода массы капель из класса j в класс f в единице объема среды вследствие их взаимодействия; $i_k(T)$ — удельная энтальпия k -го компонента газовой смеси при ее температуре, $i_{f,k}(T_f)$ — удельная энтальпия k -го компонента вещества капли класса f при ее температуре, i_j и i_f — удельные энтальпии веществ капель классов j и f соответственно.

Индексом k обозначены значения параметров компонентов, индексами f и j — параметры капель классов f и j , индексами x, y — проекции векторных величин на оси x и y , индексы c и p означают, что величина меняется вследствие коагуляции и дробления или фазовых переходов, соответственно, штрихами сверху обозначены пульсационные величины, ломаными скобками — величины, осредненные по пространству и времени.

Приведенные уравнения могут использоваться для расчета как плоских ($\beta = 0$), так и осесимметричных ($\beta = 1$) струй.

В уравнениях (1.3), (1.5), (1.6) и выражениях (1.10) u_p и v_p — проекции вектора скорости фазового перехода, которые при конденсации равны соответствующим проекциям газовой фазы и при испарении — проекциям скоростей капель соответствующих классов.

В выражениях (1.10) $i_{p,k}$ — удельная энтальпия k -го компонента, претерпевающего фазовый переход: при конденсации $i_{p,k} = i_k [T_{ks}(P_k)]$ ($i_k [T_{ks}(P_k)]$ — удельная энтальпия k -го компонента на линии насыщения, соответствующая его парциальному давлению в газовой смеси), при испарении $i_{p,k} = i_k(T_f)$ ($i_k(T_f)$ — удельная энтальпия k -го компонента на линии насыщения при температуре капли).

Межфазный теплообмен и сила сопротивления капли, отнесенные к единице объема среды, описываются выражениями

$$Q_f = \frac{6\alpha_{f,t}\alpha_f(T_{wf} - T_f)}{D_f}, \quad F_{cf} = \frac{3}{4} \frac{\rho\alpha_f C_{xf}}{D_f} (W - W_f) |W - W_f|$$

в которых $\alpha_{f,t}$ — коэффициент теплообмена, T_{wf} — температура газа на поверхности капли класса f , D_f — диаметр капли класса f , ρ — плотность газовой смеси, C_{xf} — коэффициент сопротивления капли класса f , W и W_f — векторы скорости газа и капель класса f соответственно.

Кроме уравнений (1.1)–(1.9) система осредненных уравнений двухфазной струи включает: уравнения состояния и совместной деформации фаз

$$P = \rho RT, \quad \rho_f = \text{const}, \quad \sum_{k=1}^K \alpha_k + \sum_{f=1}^F \alpha_f = 1 \quad (1.11)$$

а также уравнения, описывающие изменение диаметра капель и доли в них исходных компонентов в процессе фазовых переходов, коагуляции и дробления капель

$$\left(\frac{\partial D_f^3}{\partial t}\right)_{p,c} = \frac{D_f^3}{\alpha_f} \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt}\right)_{k,p} \frac{1}{\rho_{f,k}} + \frac{6u_f}{\pi} \sum_{j=1}^f K_{ff} \rho_{ff} F_{ff} \alpha_j \quad (1.12)$$

$$\left(\frac{d\varphi_{f,k}}{dt}\right)_{p,c} = \frac{1}{\alpha_f} \left[\left(\frac{dM_f}{dt}\right)_{k,p} \frac{1}{\rho_{f,k}} - \varphi_{f,k} \sum_{k=1}^K \left(\frac{dM_f}{dt}\right)_{k,p} \frac{1}{\rho_{f,k}} \right] +$$

$$+ \frac{6}{\pi D_f^3} \sum_{j=1}^I K_{ff} e_{ff} F_{ff} \alpha_j (\varphi_{j,k} - \varphi_{f,k}) \quad (1.13)$$

Здесь $\varphi_{f,k}$ и $\varphi_{j,k}$ — объемные концентрации компонента k в каплях классов f и j , $\rho_{f,k}$ — физическая плотность k -го компонента в жидком состоянии, K_{ff} — константа коагуляции, e_{ff} — коэффициент захвата, F_{ff} — коэффициент эффективности соударений. Вторые слагаемые в правых частях уравнений (1.12) и (1.13) описывают изменение диаметра капель и доли k -го компонента в них за счет коагуляции и дробления капель. Эти уравнения записаны в предположении, что поперечные скорости газа и капель намного меньше их продольных скоростей. В этом случае

$$\left(\frac{dM_f}{dt}\right)_c = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left\{ \frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^I K_{ff} e_{ff} \alpha_j \rho_j \left[1 - \frac{\rho_f}{\rho_j} (1 - F_{ff}) \right] - \right.$$

$$\left. - \rho_f \sum_{j=f}^F K_{ff} e_{ff} \frac{\alpha_j}{D_j^3} \left[1 - \frac{\rho_f}{\rho_j} (1 - F_{ff}) \right] \right.$$

$$\sum_{j=1}^F \left(\frac{dM_{ff}}{dt}\right)_c (u_j - u_f) = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left[\frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^I K_{ff} e_{ff} \alpha_j \rho_j (u_j - u_f) + \right.$$

$$\left. + \rho_f \sum_{j=f}^F K_{ff} e_{ff} \frac{\alpha_j}{D_j^3} (1 - F_{ff}) (u_j - u_f) \right]$$

$$\sum_{j=1}^F \left(\frac{dM_{ff}}{dt}\right)_c (v_j - v_f) = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left[\frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^I K_{ff} e_{ff} \alpha_j \rho_j (v_j - v_f) + \right.$$

$$\left. + \rho_f \sum_{j=f}^F K_{ff} e_{ff} \frac{\alpha_j}{D_j^3} (1 - F_{ff}) (v_j - v_f) \right]$$

$$\sum_{j=1}^F \left(\frac{dM_{ff}}{dt}\right)_c F_{ff} = \frac{6\alpha_f}{\pi} \left\{ \frac{1}{D_f^3} \sum_{j=1}^I K_{ff} e_{ff} \alpha_j \rho_j \left[i_j - i_f + \frac{1}{2} (u_j - u_f)^2 \right] + \right.$$

$$\left. + \rho_f \sum_{j=f}^F K_{ff} e_{ff} \frac{\alpha_j}{D_j^3} (1 - F_{ff}) \left[i_j - i_f + \frac{1}{2} (u_j - u_f)^2 \right] \right\}$$

Выражения для расчета K_{ff} , e_{ff} и F_{ff} приведены в [3].

Скорость изменения массы k -го компонента капли в результате фазовых переходов $(dM_f/dt)_{k,p}$ рассчитывается по различным формулам в зависимости от режима роста и испарения капель. В данном случае различают три режима фазовых переходов, которые определяются по соотношению диаметра капли D_f и длины свободного пробега молекул газа l_m : свободномолекулярный режим ($D_f \ll l_m$), режим со скольжением ($D_f \sim l_m$) и континуальный режим ($D_f \gg l_m$).

Для свободномолекулярного режима фазовых переходов величина $(dM_f/dt)_{k,p}$ может быть рассчитана по формуле, аналогичной формуле, приведенной в [4], но записанной для единицы объема среды и с учетом многокомпонентного состава капли и газовой фазы

$$\left(\frac{dM_f}{dt}\right)_{k,p} = \frac{6a_p \alpha_f \varphi_{f,k}}{\sqrt{2\pi R_k T_f} D_f} \left[P_k \sqrt{\frac{T_f}{T}} - P_k(T_f) \right]$$

В этой формуле a_p — коэффициент конденсации, равный отношению числа

молекул, оставшихся на капле после столкновений, ко всему числу молекул, столкнувшихся с каплей, P_k — парциальное давление паров компонента, претерпевающего фазовый переход, $P_{ks}(T_f)$ — давление насыщения паров этого вещества на поверхности капли, R_k — газовая постоянная компонента k .

В случае континуального режима роста и испарения капли можно использовать формулу, приведенную в [5], распространив ее на случай многокомпонентной среды

$$\left(\frac{dM_f}{dt}\right)_{k,p} = \frac{6\alpha_f D (\rho_{kn} - \rho_{ks}) \text{Sh } \varphi_{f,k}}{D_f^2}$$

Здесь D — коэффициент диффузии, ρ_{kn} и ρ_{ks} — парциальная плотность и плотность насыщенных паров конденсирующегося (испаряющегося) вещества, Sh — критерий Шервуда.

В качестве граничных условий решения приведенных выше осредненных уравнений струи используется условие симметрии на оси струи, заданные значения параметров фаз в ее начальном сечении и равенство параметров фаз на границе струи соответствующим значениям параметров фаз внешней среды (потока). Последние могут быть найдены из расчета внешнего по отношению к струе течения.

2. Система осредненных уравнений (1.1)–(1.9), (1.11)–(1.13) может быть решена только в случае, если известны выражения для моментов корреляций, входящих в эти уравнения. В [2] получены следующие выражения для моментов корреляций пульсационных скоростей в рамках модели турбулентности Прандтля:

$$\langle u'v' \rangle = -k_u k_v l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y}, \quad \langle v_j'^2 \rangle = k_v^2 l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2$$

$$\langle u_j' v_j' \rangle = -k_u k_{v_j} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$k_u = \frac{u'}{u_0'}, \quad k_v = \frac{v'}{v_0'}, \quad k_{u_j} = \frac{u_j'}{u_0'}, \quad k_{v_j} = \frac{v_j'}{v_0'}$$

Здесь u' , v' , u_j' , v_j' — пульсационные скорости газа и капель в двухфазной струе; u_0' и v_0' — пульсационные скорости газа в рассматриваемой точке струи, вычисленные без учета влияния капель на параметры турбулентности газовой фазы.

Рассматривая взаимодействие капель с движущимся газовым молеком, можно получить выражения для моментов корреляций $\langle \alpha_j' v_j' \rangle$ и $\langle T_j' v_j' \rangle$ [6]

$$\langle \alpha_j' v_j' \rangle = -\frac{k_j k_{v_j}}{2^{3/2}} + \left(1 + \frac{2k_{v_j}}{1 + k_v}\right) l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial \alpha_j}{\partial y}$$

$$\langle T_j' v_j' \rangle = -\frac{k_j k_{v_j}}{2^{3/2}} \left(1 + \frac{2k_{v_j}}{1 + k_v}\right) l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T_j}{\partial y}$$

Формулы для расчета моментов корреляций $\langle \alpha_k' v' \rangle$, $\langle T' v' \rangle$ и $\langle \rho_k' v' \rangle$ можно записать по аналогии с формулами для моментов корреляций этих пульсационных величин в однофазных потоках, введя поправку на различие в путях перемешивания

$$\langle \alpha_k' v' \rangle = -\frac{k_v^2}{\text{Sc}_g} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial \alpha_k}{\partial y}, \quad \langle T' v' \rangle = -\frac{k_T^2}{\text{Sc}_g} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\langle \rho_k' v' \rangle = -\frac{k_v^2}{\text{Sc}_g} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial \rho_k}{\partial y}$$

Величины k_u , k_v , k_{u_j} и k_{v_j} могут быть найдены из решения системы уравнений,

описывающей взаимодействие моля с каплями при пульсационном движении моля в неизотермическом потоке, аналогично тому, как это сделано в [2].

Достоверность результатов расчетов, полученных с использованием изложенной математической модели двухфазной струи, оценивалась их сопоставлением с данными экспериментального исследования изотермической турбулентной воздушной струи и полидисперсными каплями воды, приведенными в [7]. В результате сопоставления теории и эксперимента получено их хорошее совпадение по изменению вдоль оси и в поперечных сечениях струи продольных скоростей фаз, объемной концентрации и среднего объемно-поверхностного диаметра капель. Также получено хорошее количественное совпадение рассчитанных осредненных параметров двухфазной струи (скоростей фаз, концентрации частиц) с результатами экспериментального исследования струи газа с твердыми частицами, приведенными в [8].

3. С целью выявления влияния фазовых переходов на дисперсность в струе был проведен расчет затопленной неизотермической газок капельной струи, в котором поля концентраций капель, скоростей газа и капель в начальном сечении струи были такими же, как в эксперименте [7].

Измеренные в эксперименте поля скорости газа и средней скорости капель в начальном сечении струи, обезразмеренные относительно соответствующих скоростей фаз на оси этого сечения (54 и 47 м/с), можно описать полиномами

$$u^{\circ} = 1 - 0,272r^{\circ} - 0,0437(r^{\circ})^2 - 0,333(r^{\circ})^3 - 0,761(r^{\circ})^4 + 0,284(r^{\circ})^5 + 0,126(r^{\circ})^6$$

$$u_f^{\circ} = 1 - 0,723r^{\circ} - 1,780(r^{\circ})^2 + 2,320(r^{\circ})^3 + 3,780(r^{\circ})^4 + 2,810(r^{\circ})^5 - 7,400(r^{\circ})^6$$

в которых $r^{\circ} = r/r_0$ (r — текущий радиус, r_0 — радиус начального сечения струи, равный 12 мм). В расчетах скорости капель всех классов принимались равными их средней скорости.

Поля объемных концентраций капель пяти классов с характерными диаметрами 10, 30, 50, 70 и 300 мкм в начальном сечении струи аппроксимировались полиномами

$$\alpha_1 = 10^3 \cdot (0,26 + 0,06r^{\circ} - 0,97(r^{\circ})^2 + 0,64(r^{\circ})^3)$$

$$\alpha_2 = 10^{-3} \cdot (0,25 - 0,17r^{\circ} - 0,25(r^{\circ})^2 + 0,04(r^{\circ})^3 - 0,31(r^{\circ})^4 + 1,06(r^{\circ})^5 - 0,62(r^{\circ})^6)$$

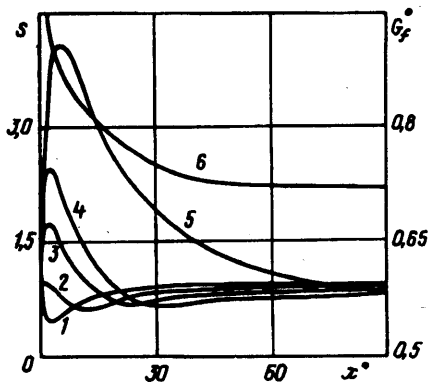
$$\alpha_3 = 10^{-3} \cdot (0,13 - 0,26r^{\circ} + 0,24(r^{\circ})^2 - 0,12(r^{\circ})^3)$$

$$\alpha_4 = 10^{-4} \cdot (0,32 - 0,56r^{\circ} + 0,04(r^{\circ})^2 + 0,59(r^{\circ})^3 + 0,17(r^{\circ})^4 - 0,57(r^{\circ})^5)$$

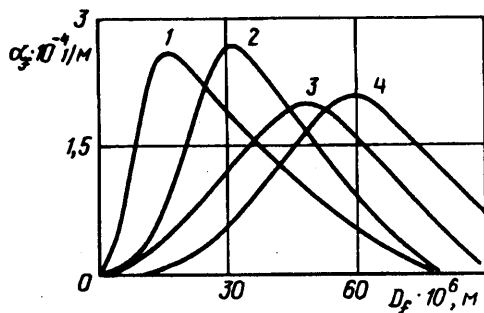
$$\alpha_5 = 10^{-3} \cdot (4,07 \cdot 10^{-3}r^{\circ} - 0,06(r^{\circ})^2 + 0,28(r^{\circ})^3 + 0,48(r^{\circ})^4 + 0,13(r^{\circ})^5 - 0,84(r^{\circ})^6)$$

При проведении расчетов поля температур газа и капель, а также объемной концентрации водяного пара в начальном сечении струи были приняты равномерными. Температура газа равнялась 580 К, температура капель 300 К, объемная концентрация пара 0,022. В окружающей среде температура газа была равной 300 К, объемная концентрация водяного пара 0,0169, что соответствует 70% относительной влажности воздуха.

На фиг. 1 показано изменение пересыщения пара s на поверхности капель пяти классов (номера кривых от 1 до 5 соответствуют номерам классов капель с исходными диаметрами 10, 30, 50, 70 и 300 мкм), вдоль оси струи, а на фиг. 2 — нормированные функции распределения объемной концентрации капель по размерам в четырех точках оси струи — при $x^{\circ} = 0, 20, 60$ и 100 (кривые 1—4 соответственно). Безразмерная координата $x^{\circ} = x/r_0$, где r_0 — радиус начального сечения струи. Пересыщение рассчитывалось как отношение парциального давления водяного пара в окрестности капли к давлению насыщения пара над ее поверхностью [4], зависящему от температуры этой поверхности. Сравнивая значение пересыщения пара в какой-либо точке струи со значением $s = 1$, можно судить о том, имеет место в этой точке конденсация ($s > 1$) или испарение ($s < 1$).



Фиг. 1



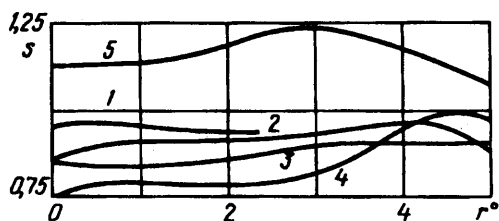
Фиг. 2

Из графиков фиг. 1 следует, что вблизи начального сечения струи процессы фазовых переходов существенно неравновесные.

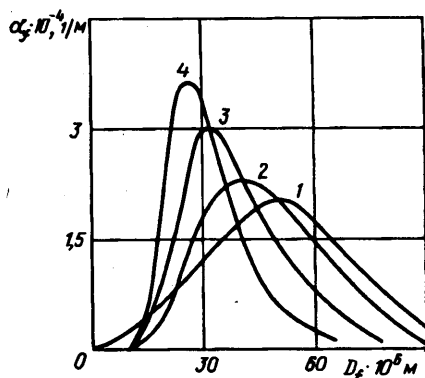
Вблизи начального сечения струи на ее оси происходит испарение капель первых двух классов и конденсация пара на каплях классов $f = 3, 4$ и 5 . Это объясняется тем, что в рассматриваемом случае более мелкие капли быстро прогреваются и начинают испаряться. Испарение жидкости приводит к увеличению объемной концентрации и парциального давления пара. Температура крупных капель увеличивается вдоль оси струи медленно, что совместно с увеличением концентрации пара приводит к конденсации на этих каплях (для них $s > 1$). В дальнейшем, несмотря на уменьшение температуры капель, вызванным их испарением и уменьшением температуры газа вдоль оси струи, уменьшение объемной концентрации пара, связанное с его диффузией, приводит к тому, что пересыщение пара над поверхностями капель всех рассматриваемых классов становится меньше единицы. При увеличении x° пересыщение пара, оставаясь меньше единицы, стремится к ней, т. е. начиная с некоторого расстояния от начального сечения струи, зависящего от размера капель и граничных условий, процессы фазовых переходов стремятся к равновесным.

Функция распределения капель по размерам в струе может меняться за счет турбулентной диффузии капель, их коагуляции и дробления, а также за счет испарения капель и конденсации на них пара. Вследствие того, что коэффициент турбулентной диффузии мелких капель больше коэффициента диффузии более крупных капель, турбулентная диффузия должна приводить к тому, что на оси струи доля мелких капель будет уменьшаться, а доля крупных — увеличиваться (будет расти их модальный размер) при сохранении неизменной ширины функции распределения. Коагуляция капель в струе должна увеличивать ширину функции распределения при увеличении доли более крупных капель. Влияние конденсации сводится к уширению функции распределения при увеличении доли более мелких капель вследствие того, что скорость фазовых переходов обратно пропорциональна диаметру или квадрату диаметра капель в зависимости от их режима. Испарение капель, наоборот, должно приводить к уменьшению разницы между максимальным и минимальным диаметрами капель при увеличении доли крупных капель.

Из графиков фиг. 2 следует, что примерно до $x^\circ = 20$ на форму функции распределения капель по размерам на оси струи главным образом влияют диффузия капель, испарение мелких капель и конденсация пара на более крупных каплях. На этом участке струи скорости капель близки и коагуляция капель за счет разности их скоростей практически отсутствует. На большем удалении от начального сечения струи в данном варианте расчета различие в скоростях капель увеличивается, а пересыщение пара на поверхности капель стремится к единице. Здесь форма функции распределения капель меняется в основном за счет коагуляции капель и их диффузии. Это подтверждается графиком изменения относительного расхода



Фиг. 3



Фиг. 4

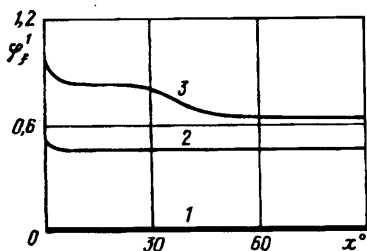
капель в струе G_j° (расхода капель в рассматриваемом сечении струи, отнесенного к их расходу в начальном ее сечении), представленном кривой 6 на фиг. 1: на участке струи $x^\circ < 40$ масса капель в струе резко уменьшается за счет их испарения, а начиная с $x^\circ \approx 40$ испарение практически отсутствует.

Изменение пересыщения пара на поверхности капель различных классов в сечении струи $x^\circ = 60$ показано на фиг. 3 (номера кривых соответствуют номерам классов капель). На фиг. 4 приведены нормированные функции распределения объемной концентрации капель по размерам в четырех точках этого сечения на расстояниях $r^\circ = r/r_0 = 0, 0,8, 1,6$ и $2,4$ (кривые 1—4 соответственно) от оси струи.

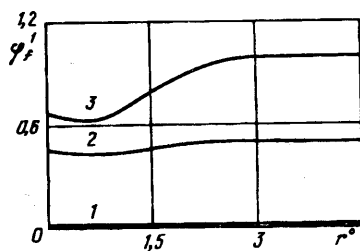
В сечении струи $x^\circ = 60$ капли классов 1—4 испаряются, а на каплях класса 5 происходит конденсация пара. Это объясняется тем, что в рассматриваемом сечении струи крупные капли имеют относительно низкую температуру (за время пребывания в струе они не успевают прогреться), а температура более мелких капель, достигая максимума на некотором расстоянии от сопла, зависящем от диаметра капль, начинает уменьшаться за счет снижения температуры газовой фазы и испарения жидкости с их поверхности. Причем чем меньше размер капель, тем интенсивнее они испаряются, тем меньше их температура и тем больше пересыщение пара на их поверхности. Но так как для всех классов капель пересыщение пара близко к единице, фазовые переходы в окрестности рассматриваемого сечения не должны заметно влиять на дисперсность капель в этом сечении.

Из фиг. 4 следует, что с удалением от оси струи функция распределения становится уже и модальный размер капель уменьшается. Это можно объяснить тем, что в сечениях струи, значительно удаленных от ее начального сечения, наряду с диффузионным переносом капель на форму функции их распределения по размерам оказывают коагуляции (вблизи от оси) и испарение (начиная с некоторого расстояния от оси), протекающие на участках струи, предшествующих этим сечениям. Действительно, расчеты показывают, что различия в скоростях капель в сечении струи $x^\circ = 60$ наблюдаются в области $r^\circ < 2$, а при больших r° скорости капель практически совпадают. Это означает, что в рассматриваемом сечении струи коагуляция капель за счет различия в их осредненных скоростях может влиять на форму функции распределения при $r^\circ < 2$, причем это влияние ослабевает при удалении от оси струи.

С целью выявления влияния коагуляции капель на их компонентный состав был проведен расчет при отсутствии фазовых переходов газочапельной трехкомпонентной струи, жидкая фаза которой состояла из воды и этилового спирта, а газовая фаза — из паров воды, спирта и воздуха. Для воды, спирта и воздуха индекс k был соответственно равен 1, 2 и 3. Расчет проводился для трех классов капель с характерными диаметрами 4, 12 и 20 мкм ($f = 1, 2$ и 3 соответственно). В начальном сечении струи скорость, температура и объемные концентрации компонентов газовой фазы были соответственно равны $u = 50$ м/с,



Фиг. 5



Фиг. 6

$T = 580 \text{ К}$, $\alpha_1 = 0,0114$, $\alpha_2 = 0$, $\alpha_3 = 0,9873$. Параметры капель имели следующие значения:

$$u_1 = u_2 = u_3 = 30 \text{ м/с}, T_1 = T_2 = T_3 = 288 \text{ К},$$

$$\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-3}, \alpha_2 = 6 \cdot 10^{-3}, \alpha_3 = 3 \cdot 10^{-3}, \varphi_{1,1} = 0,$$

$$\varphi_{1,2} = 1, \varphi_{2,1} = 0,5, \varphi_{2,2} = 0,5, \varphi_{3,1} = 1, \varphi_{3,2} = 0$$

Поля всех параметров в начальном сечении струи диаметром 20 мм были приняты равномерными.

На фиг. 5 показано изменение объемной концентрации воды в каплях трех классов вдоль оси струи, а на фиг. 6 — ее изменение в каплях этих же классов в поперечном сечении струи при $x^\circ = 50$ (номера кривых соответствуют номерам классов капель). В струе протекает коагуляция капель, в результате которой вдоль оси струи на участке $x^\circ = 0 - 60$ объемная концентрация в каплях класса 3 заметно падает. Влияние коагуляции на компонентный состав капель класса 2 проявляется в непосредственной близости от начального сечения струи. В поперечном сечении струи при $x^\circ = 50$ коагуляция капель проявляется в области $r^\circ < 2,5$, в которой имеется различие в скоростях капель. При больших r° скорости капель становятся практически равными и коагуляция там отсутствует.

Результаты проведенных расчетов позволяют сделать вывод о том, что фазовые переходы и коагуляция капель за счет разности их скоростей в двухфазных струях протекают главным образом на участках струй, равных нескольким десяткам радиусов их начальных сечений, а на большем расстоянии от этих сечений их влияние на параметры струи проявляется через турбулентный механизм переноса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
2. Зуев Ю. В., Лепешинский И. А. Математическая модель двухфазной турбулентной струи // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 6. С. 69—77.
3. Шрайбер А. А., Милютин В. Н., Яценко В. П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. Киев: Наук. думка, 1980. 251 с.
4. Стернин Л. Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
5. Циклаури Г. В., Данилин В. С., Селезнев Л. И. Адиабатные двухфазные течения. М.: Атомиздат, 1973. 447 с.
6. Зуев Ю. В., Лепешинский И. А., Советов В. А., Чабанов В. А. Расчет пульсационных параметров фаз многофазной многокомпонентной неизотермической неравновесной струи // Инж.-физ. журн. 1985. Т. 49. № 3. С. 503—504.
7. Зуев Ю. В., Лепешинский И. А., Советов В. А. Экспериментальное и численное исследования газокапельной полидисперсной турбулентной струи // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 5. С. 63—68.
8. Мостафа А. А., Монджиа Х. Ц., Макдонелл В. Г., Самуэлсен Г. С. Распространение запыленных струйных течений. Теоретическое и экспериментальное исследование // Аэрокосмическая техника. 1990. № 3. С. 65—82.