

УДК 532.517+536.24

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАЗОКАПЕЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ И СПУТНОГО СКОРОСТНОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПОТОКА ГАЗА

Д. В. Садин, А. Н. Добролюбов, В. П. Зюзликов,
К. В. Могиленко, Б. Е. Синильщиков

Военно-космическая академия им. А. Ф. Можайского, 197082 Санкт-Петербург
E-mail: d_sadin@mail.ru

Разработаны математическая модель и метод расчета газокапельной турбулентной струи, учитывающие скоростную неравномерность и присоединенную массу конденсированной фазы при турбулентных пульсациях, а также тепломассообмен в рамках трехтемпературной схемы. Проведены методические расчеты, результаты которых удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Численно исследована структура газокапельной турбулентной струи в спутном скоростном высокотемпературном потоке газа. Установлено, что соотношение интенсивностей межфазного тепломассообмена и турбулентных диффузионных переносов субстанций для начального, переходного и основного участков струи различно. Это различие обуславливает немонотонность осевого распределения плотности пара и линий половинного расхода конденсированной фазы.

Ключевые слова: газокапельная турбулентная струя, спутный поток, численное моделирование.

Введение. Исследование вдува в сверхзвуковой поток газа проводилось в ряде работ при решении современных технических проблем (создание управляемых усилий на поверхностях, обтекаемых сверхзвуковым потоком при инжекции жидких и газовых боковых струй [1–3]; организация процесса сверхзвукового горения над поверхностью, обтекаемой сверхзвуковым потоком, для увеличения подъемной силы или создания дополнительной силы торможения [4]; струйное охлаждение поверхностей [5–7] и др.).

В [1–7] при изучении взаимодействия вдуваемых струй с набегающим потоком основная роль отводится экспериментальным методам. В теоретических исследованиях, как правило, выбираются упрощенные математические модели, что позволяет использовать известные решения для анализа аналогичных течений (проникновение струи в неподвижную среду, обтекание твердых препятствий, распределение взрывной волны и др.).

В ранних исследованиях пренебрегалось непосредственным взаимодействием дисперсной фазы и газа. В [8–10] впервые обоснованы допущения и построены модели, учитывающие двухскоростные эффекты и описывающие макроскопический турбулентный перенос импульса и энергии фаз. В основе таких моделей турбулентности двухфазной среды лежит условие сохранения количества движения для изолированного моля [9]:

$$v'_{10} - v'_1 = \kappa v'_2. \quad (1)$$

Здесь $v'_{10} = l_T \partial v_{1x} / \partial y$ — начальная пульсационная скорость газового моля; v'_i — конечные скорости движения газового моля и увлеченных частиц при перемещении на расстояние, равное длине турбулентного пути смешения l_T ; \varkappa — массовая концентрация примеси.

В соответствии с гипотезой Прандтля о пути перемешивания коэффициенты турбулентной вязкости фаз пропорциональны скоростям движения газового моля и увлеченных им частиц [11]:

$$\nu_{T_1} \sim |v'_1| l_T, \quad \nu_{T_2} \sim |v'_2| l_T.$$

Следуя [10, 11], в настоящей работе в рамках данных представлений проведены расчеты турбулентной двухфазной затопленной изобарической струи. Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных показывают, что они хорошо согласуются, в случае если примесь является мелкодисперсной и имеет небольшую концентрацию. С увеличением характерного диаметра частиц и повышением их массовой доли различие данных значительно увеличивается, что свидетельствует о неучете существенного физического фактора. Ниже предлагается уточненная модель взаимодействия газового моля и увлекаемой им группы частиц.

При моделировании взаимодействия газок капельных струй с высокотемпературным газовым потоком существенную роль играют также процессы межфазного теплообмена. Построены модели турбулентности и исследованы процессы гидродинамики и теплообмена двухфазного газопарокапельного потока в трубе (см. работу [12] и библиографию к ней). В случае интенсивного теплообмена в уравнениях изменения радиуса капель и количества движения конденсированной фазы необходимо учитывать корреляции $\langle \rho'_2 v'_{2y} \rangle$ между пульсациями плотности частиц и их поперечной скорости, в уравнении количества движения газовой фазы — корреляции $\langle \rho'_{1v} v'_{1y} \rangle$ между пульсациями плотности пара и поперечной скорости газа.

Постановка задачи. Рассмотрим двухфазную дисперсную смесь капель с несущей двухкомпонентной фазой (инертный газ и пар) при известных допущениях [13]. Дополнительно будем учитывать турбулентную вязкость, теплопроводность и диффузию фаз в направлении, перпендикулярном преобладающему направлению течения, с которым совпадает ось x , радиальное направление течения совпадает с осью y .

Представляя все параметры в виде суммы осредненных и пульсационных составляющих, выполним стандартную процедуру осреднения. Будем полагать также, что турбулентные эффекты переноса преобладают над молекулярными. В пренебрежении тройными корреляциями уравнения турбулентного движения смеси двухкомпонентного газа и капель принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{1g}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{1g} \mathbf{v}_1) &= 0, \\ \frac{\partial \rho_{1v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{1v} \mathbf{v}_1) &= -J_{12} - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \langle \rho'_{1v} v'_{1y} \rangle}{\partial y}, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_2 \mathbf{v}_2) &= J_{12} - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \langle \rho'_2 v'_{2y} \rangle}{\partial y}, \\ \frac{\partial \rho_2 r}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_2 r \mathbf{v}_2) &= \frac{4}{3} r J_{12} - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu r \langle \rho'_2 v'_{2y} \rangle}{\partial y}, \\ \frac{\partial \rho_1 \mathbf{v}_1}{\partial t} + \nabla (\rho_1 \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1) &= -\alpha_1 \nabla p - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \rho_1 \langle v'_{1x} v'_{1y} \rangle}{\partial y} \mathbf{i} - \\ &\quad - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu v_{1x} \langle \rho'_{1v} v'_{1y} \rangle}{\partial y} \mathbf{i} + \alpha_1 J_{12} \mathbf{w}_{12} - J_{12} \mathbf{v}_1 - \alpha_1 \mathbf{F}_\mu, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2 \mathbf{v}_2}{\partial t} + \nabla(\rho_2 \mathbf{v}_2 \mathbf{v}_2) &= -\alpha_2 \nabla p - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \rho_2 \langle v'_{2x} v'_{2y} \rangle}{\partial y} \mathbf{i} - \\ &\quad - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu v_{2x} \langle \rho'_{2v} v'_{2y} \rangle}{\partial y} \mathbf{i} + \alpha_2 J_{12} \mathbf{w}_{12} + J_{12} \mathbf{v}_2 + \alpha_1 \mathbf{F}_\mu, \\ \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_2 u_2 \mathbf{v}_2) &= Q_{\Sigma 2} + J_{12} u_{2\Sigma} - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \rho_2 c_2 \langle T'_2 v'_{2y} \rangle}{\partial y} - \rho_2 \langle v'_{2x} v'_{2y} \rangle \frac{\partial v_{2x}}{\partial y}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \nabla \cdot (\rho_1 E_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 E_2 \mathbf{v}_2) + \nabla \cdot (p(\alpha_1 \mathbf{v}_1 + \alpha_2 \mathbf{v}_2)) &= \\ &= - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu v_{1x} \rho_1 \langle v'_{1x} v'_{1y} \rangle}{\partial y} - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu v_{2x} \rho_2 \langle v'_{2x} v'_{2y} \rangle}{\partial y} - \\ &\quad - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \rho_1 c_{p1} \langle T'_1 v'_{1y} \rangle}{\partial y} - \frac{1}{y^\nu} \frac{\partial y^\nu \rho_2 c_2 \langle T'_2 v'_{2y} \rangle}{\partial y}. \end{aligned}$$

Здесь индексы g, v соответствуют параметрам инертного и парового компонентов газа, индекс Σ — параметрам поверхностной фазы (Σ -фазы); штрихом отмечены пульсационные составляющие параметров; $\rho_i, \mathbf{v}_i, \alpha_i$ — плотности, векторы скоростей и объемная доля i -й фазы соответственно; r — радиус капель; E_i, u_i, T_i — удельные полная и внутренняя энергии и температура i -й фазы соответственно; p — давление газа; $\mathbf{F}_\mu, J_{12}, Q_{\Sigma 2}$ — интенсивности вязкого силового межфазного взаимодействия, фазовых переходов и теплообмена; t — время; \mathbf{i} — орт в направлении оси x ; индексы $\nu = 0, 1$ соответствуют плоской и цилиндрической системам координат.

Замыкающие соотношения. Расчет межфазного тепломассообмена проведем в рамках равновесной модели межфазной границы (средняя температура на поверхности капель равна температуре насыщения: $T_\Sigma = T_s$) [13]:

$$J_{12} l(p_v) = Q_{\Sigma 1} + Q_{\Sigma 2}, \quad Q_{\Sigma i} = 3\alpha_2 \text{Nu}_i \lambda_i (T_s - T_i) / (2r^2).$$

Здесь $l(p_v)$ — теплота парообразования; p_v — парциальное давление пара; λ_i, Nu_i — теплопроводность и число Нуссельта i -й фазы ($\text{Nu}_2 = 10$ [13], Nu_1 определяется из эксперимента [14]).

Система уравнений сохранения (2) замыкается уравнениями состояния калорически совершенных газовых компонентов

$$\begin{aligned} p_g &= \rho_{1g}^0 R_{1g} T_1, & p_v &= \rho_{1v}^0 R_{1v} T_1, & p &= p_g + p_v, \\ \rho_1^0 &= \rho_{1g}^0 + \rho_{1v}^0, & k_{1g} &= \rho_{1g}^0 / \rho_1^0, & k_{1v} &= \rho_{1v}^0 / \rho_1^0 \quad (k_{1g} + k_{1v} = 1), \\ u_1 &= k_{1g} u_{1g} + k_{1v} u_{1v}, & \lambda_1 &= \lambda_1(k_{1g}, T_1), \\ i_g &= c_g(T_1 - T^*) + i_g^*, & i_v &= c_v(T_1 - T^*) + i_v^*, \end{aligned}$$

где p_g, R_{1g}, R_{1v} — парциальное давление инертного газа и постоянные газовых компонентов; $\rho_{1g}^0, \rho_{1v}^0, k_{1g}, k_{1v}, u_{1g}, u_{1v}$ — истинные плотности, концентрации и внутренние энергии единицы массы компонентов; c_g, c_v — теплоемкости инертного газа и пара при постоянном давлении; верхний индекс “*” соответствует фиксированным параметрам; i_g — энтальпия газового компонента. Энтальпия парового компонента i_v связана с энтальпией конденсированной фазы i_l условием нормировки [13]

$$i_v^* - i_l^* = l(p_v^*) + (c_l - c_v)(T_s(p_v^*) - T^*),$$

где c_l — теплоемкость жидкости.

Для того чтобы определить связь корреляций пульсационных составляющих в (2) с осредненными параметрами, используем соотношения Буссинеска:

$$\begin{aligned} -\langle v'_{1x}v'_{1y} \rangle &= \nu_{T_1} \frac{\partial v_{1x}}{\partial y}, & -\langle v'_{2x}v'_{2y} \rangle &= \nu_{T_2} \frac{\partial v_{2x}}{\partial y}, \\ -\langle \rho'_{1v}v'_{1y} \rangle &= \frac{\nu_{T_1}}{\text{Sc}_{T_1}} \frac{\partial \rho_{1v}}{\partial y}, & -\langle \rho'_{2v}v'_{2y} \rangle &= \frac{\nu_{T_2}}{\text{Sc}_{T_2}} \frac{\partial \rho_{2v}}{\partial y}, \\ -\langle T'_{1v}v'_{1y} \rangle &= \frac{\lambda_{T_1}}{\rho_1 c_p} \frac{\partial T_1}{\partial y}, & -\langle T'_{2v}v'_{2y} \rangle &= \frac{\lambda_{T_2}}{\rho_2 c_2} \frac{\partial T_2}{\partial y}, \\ \mu_{T_i} &= \nu_{T_i} \rho_i, & \lambda_{T_1} &= c_p \mu_{T_1} / \text{Pr}_{T_1}, & \lambda_{T_2} &= c_2 \mu_{T_2} / \text{Pr}_{T_2}. \end{aligned}$$

Здесь μ_{T_1} , μ_{T_2} , λ_{T_1} , λ_{T_2} — турбулентные вязкости и теплопроводности фаз; Sc_{T_1} , Sc_{T_2} , Pr_{T_1} — турбулентные числа Шмидта и Прандтля; c_p , c_2 — теплоемкости при постоянном давлении газа и капель.

Для построения уточненной модели турбулентности двухфазной среды рассмотрим упрощенную схему движения турбулентного моля. При возникновении газовой турбулентной моля обладает двумя составляющими вектора скорости: осредненной осевой скоростью v_{1x} и пульсационной скоростью v'_{10} . При перемещении на расстояние, равное длине турбулентного пути смещения l_T , за счет разности скоростей фаз моля не является изолированным, населенным одними и теми же частицами. Следовательно, условие сохранения количества движения для изолированного моля (1) дает тем большую погрешность, чем больше скорость скольжения фаз в осевом и радиальном направлениях: $\mathbf{v}'_{12} = \mathbf{v}'_1 - \mathbf{v}'_2$. Эта величина зависит от времени скоростной релаксации фаз [15]:

$$\begin{aligned} t_1^{(v)} &= \frac{16}{3} \frac{r}{\alpha_2 |w_0|}, & t_2^{(v)} &= \frac{16}{3} \frac{r}{\alpha_1 |w_0|} \frac{\rho_2^0}{\rho_1^0}, & \text{Re}_{12} &> 50, \\ t_1^{(\mu)} &= \frac{2}{9} \frac{\rho_1^0 r^2}{\mu_1 \alpha_2}, & t_2^{(\mu)} &= \frac{2}{9} \frac{\rho_2^0 r^2}{\mu_1 \alpha_1}, & \text{Re}_{12} &< 1, \\ \text{Re}_{12} &= 2r \rho_1^0 |\mathbf{v}_{12}| / \mu_1, & \mathbf{v}_{12} &= \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ_i^0 — истинные плотности фаз; μ_1 — динамическая вязкость газа; w_0 — характерная величина начального скольжения фаз.

Из (3) следует, что чем крупнее и тяжелее капли, тем больше скорость относительного движения фаз. Таким образом, в условии сохранения количества движения для турбулентного моля необходимо учитывать дополнительную присоединенную массу конденсированной фазы \varkappa_* , которая зависит от пульсационной скорости v'_{10} , времени релаксации $t_1^{(\mu)}$ ($t_1^{(v)}$) газовой моля, длины турбулентного пути смещения l_T и характерного масштаба турбулентности Λ [1]:

$$\varkappa_*/\varkappa = f(v'_{10}, t_1^{(\mu)}, l_T, \Lambda).$$

Из анализа размерностей следует

$$\varkappa_*/\varkappa = f(\text{Sh}_T, \Lambda/l_T), \quad \text{Sh}_T = |v'_{10}| t_1^{(\mu)} / l_T \quad (4)$$

(Sh_T — турбулентное число Струхаля).

Для осесимметричных струй в спутном потоке в (4) целесообразно использовать экспериментально подтвержденные условия [1]

$$\frac{\Lambda}{b} \approx \text{const}, \quad \frac{l_T}{b} \approx \text{const}, \quad \frac{\Lambda}{l_T} = \frac{\Lambda}{b} \frac{b}{l_T} \approx \text{const},$$

где b — ширина сдвиговой зоны.

Для определения относительной пульсационной скорости фаз $v'_{12} = v'_1 - v'_2$ используем систему уравнений движения с учетом присоединенной массы конденсированной фазы:

$$\frac{dv'_1}{dt} = -\frac{1}{t_1^{(\mu)}} (v'_1 - v'_2), \quad \frac{dv'_2}{dt} = \frac{1}{t_2^{(\mu)}} (v'_1 - v'_2),$$

$$t_1^{(\mu)} = \frac{2}{9} \frac{\rho_1 r^2}{\mu_1 \alpha_1 \alpha_2}, \quad t_2^{(\mu)} = \frac{2}{9} \frac{\rho_1 \varkappa_* r^2}{\mu_1 \alpha_1 \alpha_2}.$$

Выполнив замену переменных

$$V = \rho_1(v'_1 + \varkappa_* v'_2), \quad W = v'_1 - v'_2 = \frac{\rho_* v'_1 - V}{\rho_1 \varkappa_*} = \frac{V - \rho_* v'_2}{\rho_1}, \quad \rho_* = \rho_1(1 + \varkappa_*),$$

получим систему

$$\frac{dV}{dt} = 0, \quad \frac{dW}{dt} = -\lambda W, \quad \lambda = \frac{1}{t_1^{(\mu)}} + \frac{1}{t_2^{(\mu)}}$$

и ее решение $V = V_0$, $W = W_0 e^{-\lambda t}$. Возвращаясь к исходным переменным, находим

$$v'_i = v'_{i0} e^{-\lambda t} + \rho_1(v'_1 + \varkappa_* v'_2)(1 - e^{-\lambda t})/\rho_*. \quad (5)$$

Для окончательного определения относительной пульсационной скорости фаз в результате перемещения моля на расстояние, равное длине пути перемешивания l_T , с учетом присоединенной массы интегрируем (5). В итоге получаем

$$l_T = \frac{v'_{20}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda l_T}) + \frac{\rho_1(v'_1 + \varkappa_* v'_2)}{\rho_*} \left(t + \frac{1}{\lambda} e^{-\lambda l_T} - \frac{1}{\lambda} \right). \quad (6)$$

Уравнение (6) определяет время T перемещения моля до слияния со следующим слоем, с учетом которого из (5) находится относительная пульсационная скорость фаз с начальными условиями $v'_{10} = l_T \partial v_{1x} / \partial y$ и $v'_{20} = 0$:

$$v'_{12} / v'_{10} = e^{-\lambda T}.$$

С учетом сказанного выше турбулентные вязкости фаз определяются из следующих уравнений:

$$\mu_{T1} = \rho_1 l_T^2 \frac{1 + \varkappa_* e^{-\lambda T}}{1 + \varkappa_*} \left| \frac{\partial v_{1x}}{\partial y} \right|, \quad \mu_{T2} = \rho_2 l_T^2 \frac{1 - e^{-\lambda T}}{1 + \varkappa_*} \left| \frac{\partial v_{1x}}{\partial y} \right|.$$

Для окончательного замыкания системы (2) по выбранной модели необходимо определить длину пути перемешивания l_T . Используем классический подход [16]:

$$\frac{db}{dx} = \frac{c}{2} \frac{(v_{1m} - v_{1h})(1 + \rho_h / \rho_m)}{v_{1m} + v_{1h} \rho_h / \rho_m}, \quad l_T = c_1 b.$$

Здесь индексы m , h соответствуют параметрам на оси струи и спутного потока; рекомендуемые значения постоянных: $c = 0,27$ на начальном участке, $c = 0,22$ на основном участке, $c_1 = 0,1$ [1].

Начальные и граничные условия. В качестве начальных данных задается невозмущенный спутный поток газа во всей расчетной области. В цилиндрической системе координат на левой границе при $x = 0$, $0 \leq y \leq R$ (R — радиус сопла) задаются параметры вдува двухфазной среды, при $R < y \leq Y$ (Y — внешняя радиальная граница) — параметры спутного потока, при $x \geq 0$, $y = 0$ — условия симметрии, при $y = Y > b$ — параметры спутного потока.

При получении стационарного решения методом установления решалась нестационарная задача при заданных начальных и граничных условиях. Критерием установления стационарного режима является выполнение условия [17]

$$\left| \frac{\rho_i^{k+1} - \rho_i^k}{\rho_i^k \tau} \right| \leq \varepsilon$$

во всех ячейках расчетной области. Здесь τ — итерационный параметр (шаг по времени); k — номер итерации; $\varepsilon = 10^{-3} \div 10^{-4}$.

Для расчетов разработан метод с расщеплением по физическим процессам. На первом этапе рассчитывались только вязкие слагаемые системы уравнений (2) методом прогонки второго порядка точности. На втором этапе использовалась схема с учетом жесткости исходных уравнений [18]. Расчеты выполнялись на установление течения.

Методические расчеты. С целью оценки адекватности математической модели и метода расчета, а также степени влияния слагаемых, описывающих турбулентный перенос, проведен ряд методических расчетов.

Расчетные и экспериментальные [8] данные для двухфазных струй представлены на рис. 1, 2. На рис. 1 показано распределение относительной осевой скорости газа на оси x , на рис. 2 — линии половинной скорости и половинного расхода частиц (d — диаметр частиц, мкм; \varkappa_0 — их массовая концентрация; v_{1m0} — осевая скорость газа на срезе сопла при $x = 0$).

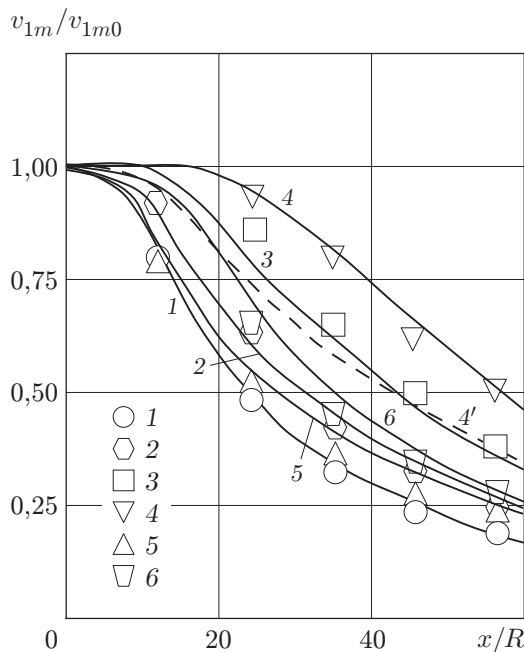


Рис. 1

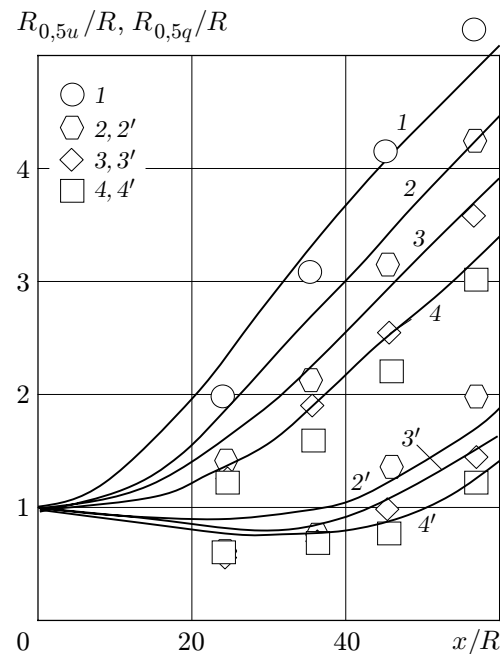


Рис. 2

Рис. 1. Распределение относительной осевой скорости газа на оси x :

1 — однофазная струя; 2 — $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 0,3$; 3 — $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 0,77$; 4, 4' — $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 1,4$ (4' — расчет без учета присоединенной массы частиц); 5 — $d = 72$ мкм, $\varkappa_0 = 0,3$; 6 — $d = 17$ мкм, $\varkappa_0 = 0,56$

Рис. 2. Линии половинной скорости (1–4) и половинного расхода частиц (2'–4'):

1 — однофазная струя; 2, 2' — $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 0,3$; 3, 3' — $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 0,56$; 4, 4' — $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 0,77$

Функция, учитывающая присоединенную массу конденсированной фазы, подбиралась на основе экспериментальных данных [8] в приближении линейной зависимости присоединенной массы от турбулентного числа Струхала в виде $\varkappa_*/\varkappa = 2 \text{Sh}_T + 1$ и вычислялась в каждой точке расчетной области. При задании вида функциональной зависимости учитывалось, что для малых времен релаксации $t_1^{(\mu)} \rightarrow 0$, $\text{Sh}_T \rightarrow 0$, $\varkappa_* \rightarrow \varkappa$. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Различие их в прилегающей к соплу области (см. рис. 2) может объясняться неравномерностью начального профиля скоростей в сопле [8]. На рис. 1 штриховой линией 4' показан результат расчета без учета присоединенной массы частиц при $d = 32$ мкм, $\varkappa_0 = 1,4$ в случае, когда концентрация частиц сопоставима по плотности с плотностью несущей фазы. Различие расчетной осевой скорости и экспериментальных данных составляет приблизительно 40 %, что свидетельствует о существенном влиянии скольжения фаз при турбулентных пульсациях.

Исследована сходимость метода на сгущающихся расчетных сетках и с уменьшением шага по времени. Кроме того, проведен анализ расчетных данных для турбулентной дозвуковой газочапельной струи в спутном потоке газа при $\theta = 1/3$, $m = v_h/v_{m0} = 5$, $\varkappa_0 = 1$, $r_0 = 25$ мкм без учета корреляции $\langle \rho'_{1v} v'_{1y} \rangle$ между пульсациями плотности пара и поперечной скорости газа, а также без учета корреляции $\langle \rho'_2 v'_2 y \rangle$ между пульсациями плотности частиц и их поперечной скорости. Значительные различия этих результатов и данных, полученных с использованием модели (2), свидетельствуют о существенном влиянии этих факторов в случае неизотермической газочапельной струи с интенсивным тепломассообменом.

Результаты расчетов. В неограниченный равномерный поток вязкого калорически совершенного газа в осевом направлении x вдувается газочапельная струя в состоянии фазового равновесия на расчетном режиме $n = 1$. Расчеты проводились при следующих значениях параметров газа: газовая постоянная $R_1 = 320$ Дж/(кг·К), показатель адиабаты $\gamma = 1,2$, число Маха $M_h = 0,66; 1,33$. Параметры вдува следующие: относительная скорость $m = v_{1h}/v_{10} = v_{1h}/v_{20} = 5, 10$, параметр неизотермичности $\theta = 0,2$ и отношение температур торможения $\theta^* = 0,172$ соответственно для до- и сверхзвукового спутного потока, радиус капель на срезе сопла $r_0 = 25$ мкм, свойства водяных капель и пара взяты из таблиц в [19] и аппроксимированы полиномами пятой степени, начальная массовая концентрация конденсированной фазы \varkappa_0 варьировалась от 0,1 до 5.

Исследовано взаимодействие двухфазной струи с дозвуковым ($M_h = 0,66$) спутным потоком газа. На рис. 3 показаны поля распределения относительной температуры газа T_1/T_{m0} и относительной плотности пара ρ_{1v}/ρ_{v0} (ρ_{v0} — равновесное значение плотности пара вдуваемой двухфазной среды) при $\varkappa_0 = 1$.

Двухфазная струя имеет начальный конусообразный участок $0 \leq x \leq x_t$ (x_t — абсцисса переходного сечения) с газотермодинамическими параметрами фаз на срезе сопла. Вне начального участка происходит вязкое турбулентное неравновесное взаимодействие газочапельной струи и внешнего спутного потока газа с интенсивным испарением капель и образованием пара. Температура газа на оси симметрии, начиная с абсциссы переходного сечения x_t , монотонно возрастает (рис. 3, а). В отличие от профиля температуры осевой профиль плотности пара имеет максимум (рис. 3, б), что объясняется различным соотношением интенсивностей парообразования и турбулентной диффузии парового компонента. На переходном участке интенсивность фазового перехода превышает интенсивность диффузионного переноса пара, а на основном участке — наоборот.

На рис. 4 приведены линии половинного расхода капель (m — относительная скорость). Анализ полученных результатов показывает, что в зависимости от параметров \varkappa_0 и m линии половинного расхода могут иметь немонотонный характер с двумя экстре-

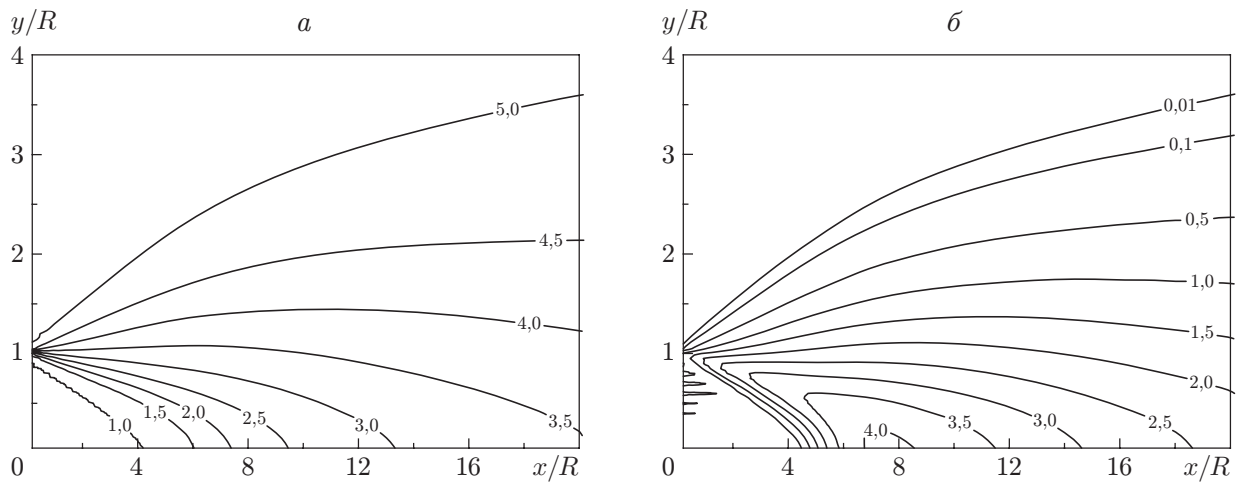


Рис. 3. Поля распределения относительных температуры газа (а) и плотности пара (б) при $\varkappa_0 = 1$

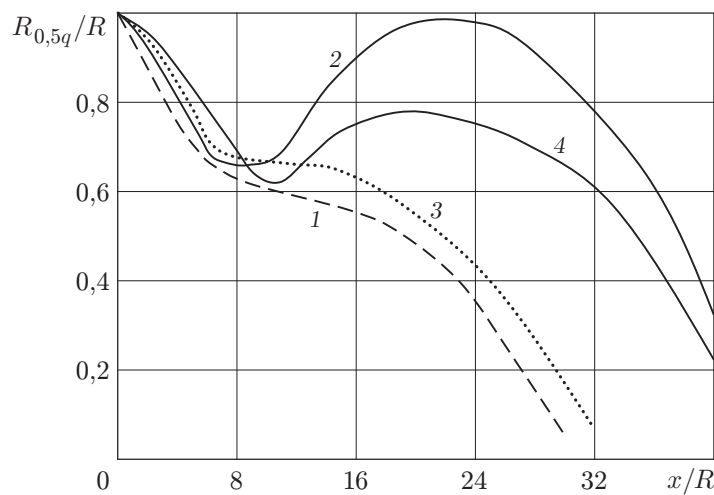


Рис. 4. Линии половинного расхода капель:
1, 2 — $m = 10$ (1 — $\varkappa_0 = 1$; 2 — $\varkappa_0 = 5$); 3, 4 — $m = 5$ (3 — $\varkappa_0 = 0,2$; 4 — $\varkappa_0 = 1$)

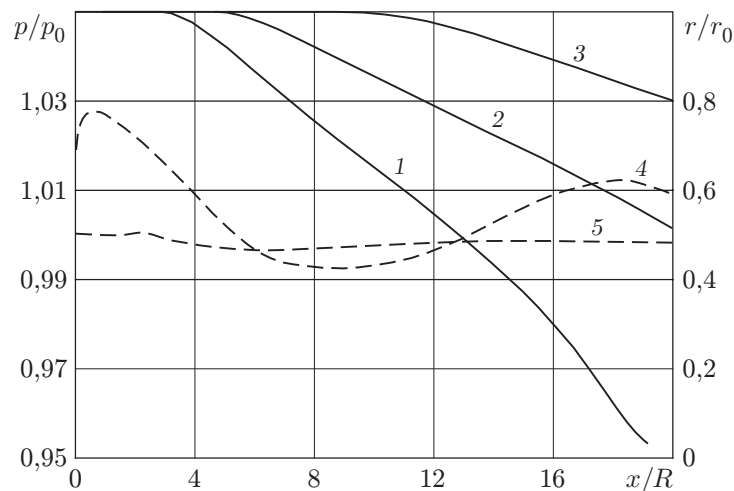


Рис. 5. Изменение радиуса капель (1–3) и давления (4, 5) на оси симметрии при $m = 10$:
1 — $\varkappa_0 = 0,1$; 2 — $\varkappa_0 = 1$; 3 — $\varkappa_0 = 5$; 4 — $M_h = 1,33$; 5 — $M_h = 0,66$

мами, причем минимум соответствует абсциссе переходного сечения x_t , а максимум — максимуму осевого профиля плотности пара.

На рис. 5 показано изменение радиуса капель на оси симметрии при различных значениях массовой концентрации конденсированной фазы. В случае $\kappa_0 = 0,1$ (кривая 1) на расстоянии $x/R > 20$ происходит полное испарение капель. С увеличением массовой доли капель их радиус уменьшается примерно в два раза при $\kappa_0 = 1$ и менее чем на 20 % при $\kappa_0 = 5$.

Особенность смешения двухфазной струи со сверхзвуковым ($M_h = 1,33$) спутным потоком газа заключается в том, что при таком взаимодействии газ тормозится до дозвуковой скорости через скачок уплотнения (кривая 4 на рис. 5), в отличие от практически изобарического дозвукового ($M_h = 0,66$) течения (кривая 5). Результаты расчетов распределения давления газа вдоль оси симметрии (кривые 4, 5) получены для сверх- и дозвукового спутного потока при $\kappa_0 = 1$, $m = 10$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Щец Дж.** Турбулентное течение. Процессы вдува и перемешивания. М.: Мир, 1984.
2. **Коваленко Н. Д.** Возмущения сверхзвукового потока при массотеплоподводе. Киев: Наук. думка, 1980.
3. **Теверовский А. М.** Исследование физической картины взаимодействия боковой струи со сверхзвуковым потоком. М., 1971. (Тр. Центр. науч.-исслед. ин-та авиац. моторостроения; № 487).
4. **Течение** газа с подводом тепла вблизи внешней поверхности тела: По материалам иностр. печати за 1949–1970 гг. / Сост. Г. Ф. Глотов, В. Т. Жданов, М. И. Фейман, П. И. Курилкина. М., 1971. (Центр. аэрогидродинам. ин-т. Отд.-ние науч.-техн. информации. Обзоры. Переводы. Рефераты; № 347).
5. **Исаченко В. П.** Струйное охлаждение / В. П. Исаченко, В. И. Кушнырев. М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. **Янаги К.** Охлаждение каплями жидкости высокотемпературной поверхности // Энре кей си. 1976. Т. 55, № 595. С. 892–897. (Пер. с яп.).
7. **Алимов Р. З.** Теплоотдача при поперечном омывании двухфазным потоком нагретой цилиндрической трубы // Журн. теорет. физики. 1956. Т. 26, вып. 6. С. 1292–1305.
8. **Лаатс М. К., Фришман Ф. А.** О допущениях, применяемых при расчете двухфазной струи // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1970. № 2. С. 186–191.
9. **Абрамович Г. Н.** О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи // Докл. АН СССР. 1970. Т. 190, № 5. С. 1052–1055.
10. **Абрамович Г. Н., Бажанов В. И., Гиршович Т. А.** Турбулентная струя с тяжелыми примесями // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1972. № 6. С. 41–49.
11. **Васильков А. П.** Расчет турбулентной двухфазной изобарической струи // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1976. № 5. С. 57–63.
12. **Терехов В. И., Пахомов М. А.** Численное исследование пристенной газочапельной струи в канале при наличии теплового потока на поверхности // ПМТФ. 2006. Т. 47, № 1. С. 5–17.
13. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
14. **Чудновский А. Ф.** Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
15. **Садин Д. В.** О жесткости систем уравнений в частных производных, описывающих движения гетерогенных сред // Мат. моделирование. 2002. Т. 14, № 11. С. 43–53.
16. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.

17. **Ковеня В. М.** Метод расщепления в задачах газовой динамики / В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
18. **Садин Д. В.** Проблема жесткости при моделировании волновых течений гетерогенных сред с трехтемпературной схемой межфазного тепло- и массообмена // ПМТФ. 2002. Т. 43, № 2. С. 136–141.
19. **Кириллов П. Л.** Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) / П. Л. Кириллов, Ю. С. Юрьев, В. П. Бобков. М.: Энергоатомиздат, 1990.

*Поступила в редакцию 24/X 2006 г.,
в окончательном варианте — 22/VI 2007 г.*
