

01;03;12

Влияние частиц на структуру течения и дисперсию твердой примеси в двухфазной осесимметричной струе

© В.И. Терехов, М.А. Пахомов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: terekhov@itp.nsc.ru, pakhomov@ngs.ru

(Поступило в Редакцию 19 января 2010 г.)

С использованием эйлерова подхода выполнено исследование структуры течения и процесса распространения дисперсной примеси в затопленной двухфазной струе в случае небольших значений массовой концентрации частиц ($M_{L1} = 0-0.5$) при вариации в широком диапазоне размера и материала частиц. Изучено влияние частиц на процессы распространения двухфазной струи, на турбулентность газа и дисперсию твердой фазы. Добавление частиц приводит к уменьшению степени раскрытия струи, увеличению ее дальности и подавлению турбулентности и ухудшению процесса турбулентного смешения с окружающим затопленным пространством. Показано, что первоначально с ростом размера и плотности материала частиц проявляются эффекты накопления частиц (режим шнурования) в приосевой области струи. Далее по мере увеличения их инерционности характерным становится смена шнурования на режим интенсивного рассеивания дисперсной фазы в начальных сечениях струи. Выполнено сопоставление с данными измерений для случая моно- и полидисперсных двухфазных струйных течений.

Введение

Двухфазные турбулентные струйные потоки газа с твердыми или жидкими частицами широко распространены в различных процессах энергетики, химической технологии, авиации и др. По мере возрастания концентрации дисперсной фазы ее влияние на процессы переноса в несущей среде увеличивается. При этом газовая фаза оказывает существенное влияние на процессы распространения дисперсной примеси в двухфазном течении как в осредненном, так и пульсационном движениях. Поэтому возникает необходимость учета взаимного воздействия обеих фаз друг на друга. Все вышеприведенные причины вызывают значительный интерес многих групп исследователей к изучению процессов, протекающих в таких потоках (например, [1–20]).

Течение двухфазного потока сопровождается флуктуациями скорости дисперсной фазы, интенсивность которых определяется следующими факторами. Основным источником возникновения пульсаций скорости частиц является их вовлечение в крупномасштабные флуктуации скорости газа. Градиент скорости в свободном сдвиговом течении приводит к дополнительному производству турбулентности дисперсной фазы в результате случайного перемещения примеси вдоль градиента изменения осредненных параметров. Генерация пульсационного движения частиц, связанная с неоднородностью осредненных параметров, приводит к существенной анизотропии аксиальных и радиальных флуктуаций скорости дисперсной фазы.

Взаимодействие частиц с турбулентностью несущей фазы также оказывает значительное влияние на характер распространения дисперсной примеси [1–4]. Ранее в измерениях обнаружено [1,2,4] шнурование (явление

концентрирования частиц в приосевой зоне струи) и интенсивное рассеивание дисперсной примеси по сечению струи. Переход от одного режима к другому происходит с ростом диаметра частиц, причем возможны промежуточные состояния, характеризующиеся неполными эффектами шнурования и разбрасывания, а также волнообразным распределением концентрации в приосевой зоне [4–7,9]. В работах [4,8,10] показана необходимость учета турбулентной миграции частиц в радиальном направлении [4,8] и предыстории [10] формирования двухфазного потока в трубе для корректного описания механизмов шнурования–разбрасывания. Авторы [4] объясняют суть процесса волнообразования в форме профиля концентрации частиц различным начальным осредненным межфазным скольжением. Принятие во внимание силы Магнуса при расчете динамики двухфазной струи позволило в [6] численно показать эффекты шнурования и разбрасывания частиц. По данным [8,21] на распространение частиц в газодисперсной струе оказывают влияние в основном турбулентная миграция (турбофорез) и турбулентная диффузия. В работах [10,11] в рамках диффузионно-миграционного подхода показано, что даже при нулевом начальном уровне скорости скольжения между фазами этот эффект проявляется. Авторы объяснили его немонотонным изменением степени вовлечения частиц в турбулентное движение газа по длине струи, обусловленную изменением интегрального временного масштаба турбулентности. В работах [12,14] показана важность учета предыстории развития потока в трубе на процессы распространения дисперсной примеси в затопленной двухфазной струе. Необходимо заметить, что в работах [5,6,8,10–12,14] для описания динамики двухфазного струйного потока использовались осесимметричные уравнения в приближении пограничного слоя.

Несмотря на большое число работ в данном направлении, ряд вопросов аэродинамики турбулентных газодисперсных струй остается малоизученным. В частности, недостаточно исследованным является механизм перехода от режима шнурования к разбрасыванию дисперсной примеси, а также подавление и генерация турбулентности в двухфазных потоках. Особенно важным является детальное изучение влияния дисперсной примеси, ее размера, концентрации и материала на аэродинамику двухфазных струй и установление диапазонов ламинаризации и турбулизации течения. Авторами настоящей работы сделана попытка ответить на эти вопросы.

Для расчета газодисперсного струйного течения используются уравнения в рамках эйлера подхода [17]. Основное внимание в настоящем исследовании уделено изучению процесса распространения дисперсных частиц. Главные отличия от ранее разработанной авторами модели для газодисперсных струй [17] — введение в модель дифференциальных уравнений для расчета аксиальных и радиальных компонент пульсаций скорости части и их рейнольдсовых напряжений. В данной работе не используется гипотеза о коэффициенте турбулентной вязкости дисперсной фазы μ_L , который не является физической величиной, а применяется для модельного представления [8].

Математическая модель

В работе рассмотрена задача о распространении дисперсной примеси в осесимметричной затопленной двухфазной турбулентной струе. Схема развития течения приведена на рис. 1, где R — радиус трубы. Объемная концентрация дисперсной фазы достаточно мала ($\Phi < 0.01\%$). Поэтому в соответствии с данными [21] можно пренебречь влиянием столкновений частиц друг с другом на динамику распространения двухфазной струи.

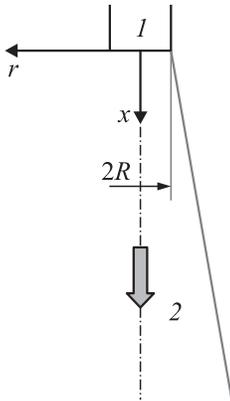


Рис. 1. Схематическое представление развития двухфазной струи: 1 — сопло, 2 — двухфазный поток.

Уравнения для газовой фазы

Система осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса описания динамики осесимметричного течения газодисперсного потока имеет вид

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial U_j}{\partial x_j} &= 0, \\ \rho \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_i} &= - \frac{\partial (P + 2k/3)}{\partial x_i} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] - (U_i - U_{Lj}) \frac{\Phi \rho_L}{\tau \rho} \\ &- \frac{1}{8} C_D \rho |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| + \rho_L \tau g_u \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial x_j}, \\ \rho &= P / (R_g T). \end{aligned} \quad (1)$$

В системе уравнений (1) ρ , μ — плотность и динамическая вязкость газа, U_i — компоненты осредненной скорости газовой фазы, x_i — координаты, P — давление, C_D — коэффициент сопротивления частицы, записанный с учетом отклонения от стоксова закона обтекания, R_g — удельная газовая постоянная, $\tau = \rho_L d^2 / (18\mu W)$ — время динамической релаксации частицы с учетом отклонения от закона обтекания Стокса, $W = (1 + \text{Re}_L^{2/3}/6)$ и $g_u = \Omega^{\varepsilon L} / \tau - f_u$ — коэффициенты вовлечения дисперсной фазы в флуктуационное движение газа [21], где $\text{Re}_L = d|\mathbf{U} - \mathbf{U}_L|/\mu$ и $f_u = 1 - \exp(-\Omega^{\varepsilon L}/\tau)$ и $\Omega^{\varepsilon L}$ — время взаимодействия частицы с энергоемкими флуктуациями скорости газа [14]

$$\Omega^{\varepsilon L} = \begin{cases} \Omega^E, & |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| \Omega^E \leq \Gamma^E \\ \Gamma^E / |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L|, & |\mathbf{U} - \mathbf{U}_L| \Omega^E > \Gamma^E \end{cases},$$

где $\Gamma^E = 2(\langle u^2 \rangle)^{1/2} \Omega^{\text{Lag}}$ — интегральный временной масштаб; $\Omega^{\text{Lag}} = 0.608 \Omega^E$ и $\Omega^E = 0.22k/\varepsilon$ — лагранжевы и эйлеровы временные макромасштабы [14]; $\langle u_i u_j \rangle = -\nu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij}$ — турбулентные рейнольдсовы напряжения газовой фазы, определяемые с использованием гипотезы Буссинеска, где ν — коэффициент кинематической вязкости. Индексы: A — воздух, L — дисперсная фаза и T — турбулентный параметр.

Модель турбулентности

Уравнения для турбулентной кинетической энергии (ТКЭ) k и скорости ее диссипации ε :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial (U_j k)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \frac{1}{2} \left[\mu \frac{k}{(\bar{\varepsilon} + \varepsilon)} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] \\ &+ \rho \Pi - \rho (\bar{\varepsilon} + \varepsilon) + S_k, \\ \rho \frac{\partial (U_j \varepsilon)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{\rho \varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} f_1 \Pi - C_{\varepsilon 2} \varepsilon f_2) + S_\varepsilon. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь константы и демпфирующие функции имеют вид [22]. Турбулентная вязкость газа вычисляется по соотношению [21]

$$\mu_T = \frac{\rho C_\mu f_\mu}{1 + (\Pi/2\varepsilon - 1 - A_k/\varepsilon)/E} \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3)$$

Здесь $\Pi = -\rho \langle u_i u_j \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ — производство турбулентной энергии; $\bar{\varepsilon} = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial r} \right)^2$, $A_k = \frac{2M_{Lk}}{\tau} (1 - f_u) - g_u \langle u_i u_k \rangle (U_i - U_{Li}) \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}$ и $E = 1.1$ — константа в аппроксимации Ротта для корреляций пульсаций давления со скоростью деформации [23]. При $E \rightarrow \infty$ выражение (3) переходит в классическое выражение для модели турбулентности $\mu_T = \rho C_\mu f_\mu k^2 / \bar{\varepsilon}$. Минимально допустимое значение постоянной E равно единице [24]. При $E = 1$ выражение (3) принимает наиболее простой вид $\mu_T = \rho C_\mu f_\mu k^2 / \Pi$. Как показано в [25], константа E играет важную роль в устойчивости турбулентного течения и должна быть ненамного больше единицы.

Последние слагаемые в правой части уравнений (2) имеют вид [21]

$$S_k = \frac{2\rho_L \Phi k}{\tau} (1 - f_u) + \rho_L g_u \langle u_i u_j \rangle (U_i - U_{Li}) \frac{\partial \Phi}{\partial x_j},$$

$$S_\varepsilon = \frac{2\rho_L \varepsilon}{\tau} \left[\Phi(1 - f_\varepsilon) + \frac{\tau g_\varepsilon}{3} (U_i - U_{Li}) \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right].$$

Они описывают дополнительное воздействие на турбулентность газовой фазы за счет присутствия мелких частиц и влияния неоднородности профиля концентрации дисперсной примеси. Здесь $f_\varepsilon = 1 - \exp(-\Omega^\varepsilon/\tau)$, $g_\varepsilon = \Omega^\varepsilon/\tau - f_\varepsilon$ — коэффициенты вовлечения дисперсных частиц в микропульсационное движение газовой фазы. Временной микромасштаб турбулентности $\Omega^\varepsilon = (15\nu/\varepsilon)^{1/2}$ по данным [21].

Расчет с использованием обычных констант в k - ε -модели приводит к завышенным примерно на 20–30% результатам в расчетах процесса расширения струи. Для корректного учета степени расширения струи используется поправка, подробно описанная в работе [17]. Для расчета турбулизации газовой фазы при обтекании крупных частиц использовалась модель [26].

Система уравнений для дисперсной фазы

Для дисперсной фазы система осредненных уравнений неразрывности, переноса импульса и энергии имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{Lj}}{\partial x_j} &= 0, \\ \rho_L \frac{\partial (\Phi U_{Lj} U_{Li})}{\partial x_j} + \rho_L \frac{\partial (\Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} &= \Phi (U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} + \Phi \rho_L g - \frac{\rho_L}{\tau} \frac{\partial (D_{Lj} \Phi)}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь D_{Lij} — коэффициент турбулентной диффузии дисперсной фазы. Система уравнений для осредненных компонент скорости частиц (4) включает члены, описывающие конвективный перенос частиц, турбулентный перенос (турбофорез) напряжений в дисперсной фазе, возникающий вследствие вовлечения частиц в пульсационное движение, а также осредненное межфазное взаимодействие и турбулентный диффузионный перенос импульса за счет неоднородности распределения частиц в пространстве. Последнее слагаемое в (4) играет существенную роль только для мелкодисперсной примеси при $\tau/\Omega^\varepsilon \rightarrow 0$.

Система уравнений для расчета пульсаций скорости и рейнольдсовых напряжений в дисперсной фазе имеет вид [19,21]

$$\begin{aligned} \underbrace{U_{Lk} \frac{\partial \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle}{\partial x_k}}_I + \frac{1}{\Phi} \underbrace{\left\{ \frac{\partial}{\partial x_k} (\Phi \langle u_{Li} u_{Lj} u_{Lk} \rangle) \right\}}_{II} &+ \underbrace{\langle u_{Li} u_{Lk} \rangle \frac{\partial U_{Lj}}{\partial x_k} + \langle u_{Lj} u_{Lk} \rangle \frac{\partial U_{Li}}{\partial x_k}}_{III} \\ &= \underbrace{\frac{2}{\tau} (f_u \langle u_i u_j \rangle - \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}_{IV}. \end{aligned} \quad (5)$$

В системе уравнений (5) учитываются конвективный перенос пульсаций скорости (I), диффузия (II), генерация пульсаций из градиента осредненного движения дисперсной фазы (III) и межфазное взаимодействие (IV). Для определения диффузионного члена в (5) привлекается следующее алгебраическое уравнение для третьих моментов [19,21]:

$$\begin{aligned} \langle u_{Li} u_{Lj} u_{Lk} \rangle &= -\frac{1}{3} \left(D_{Lkn} \frac{\partial \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle}{\partial x_n} + D_{Ljn} \frac{\partial \langle u_{Li} u_{Lk} \rangle}{\partial x_n} \right. \\ &\quad \left. + D_{Lin} \frac{\partial \langle u_{Lj} u_{Lk} \rangle}{\partial x_n} \right) \end{aligned}$$

Граничные условия

Входные условия для расчета двухфазной струи задаются на срезе трубы на основе предварительного расчета однофазного потока воздуха в трубе длиной $100R$, т.е. к срезу трубы формировалось развитое течение газа.

На оси струи задавались условия симметрии (отсутствие радиальных потоков импульса и турбулентных характеристик в газовой и дисперсной фазах)

$$\frac{\partial U}{\partial r} = V = \frac{\partial U_L}{\partial r} = V_L = \frac{\partial \langle u_L^2 \rangle}{\partial r} = \frac{\partial \langle v_L^2 \rangle}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0.$$

На внешней границе струи для газовой фазы выполняются условия

$$U = V = 0, \quad k = \varepsilon = 0.$$

Граничные условия для осредненных и пульсационных составляющих скорости дисперсной фазы на внешней границе струи имеют вид [14]

$$\left[\left(\frac{2}{\pi} \langle v_L^2 \rangle \right)^{1/2} - V_{LW} \right] U_L = \langle u_L u_{Lj} \rangle, \quad V_{LW} = \left(\frac{2}{\pi} \langle v_L^2 \rangle \right)^{1/2},$$

$$\left[\left(\frac{2}{\pi} \langle v_L^2 \rangle \right)^{1/2} - V_{LW} \right] \langle u_L^2 \rangle = -\frac{\tau}{3} \langle v_L^2 \rangle \frac{\partial \langle u_L^2 \rangle}{\partial r},$$

$$\left[2 \left(\frac{2}{\pi} \langle v_L^2 \rangle \right)^{1/2} - V_{LW} \right] \langle v_L^2 \rangle = -\tau \langle v_L^2 \rangle \frac{\partial \langle v_L^2 \rangle}{\partial r}. \quad (6)$$

Они получены в предположении, что частицы, пересекающие границу струи, не возвращаются в поток [14,21] (так называемая „поглощающая поверхность“).

Численная реализация

Численная реализация и методика решения подробно описаны в [17]. Длина расчетной области составляла $100R$. Все расчеты были проведены на сетке, содержащей 256×100 контрольных объемов. Тестирование численной модели для однофазной воздушной затопленной струи и отрывного потока за внезапным расширением трубы было выполнено в работах [17,27] соответственно.

Результаты численных расчетов и их обсуждение

Все расчеты были проведены для газодисперсной струи, вытекающей из трубы диаметром $2R = 20$ мм. Скорость газа на срезе трубы составляла $U_{1m} = 30$ м/с, а число Рейнольдса, построенное по диаметру трубы, $Re = 2RU_{1m}/\nu = 4 \cdot 10^4$. Расчеты выполнялись при отсутствии начального скольжения между фазами $U_{1m} = U_{L1}$. Размер частиц изменялся в диапазоне $d = 0-500$ мкм, массовая концентрация $M_L = 0-0.5$. Частицы добавлялись в поток на срезе трубы и имели равномерный профиль скорости в начале расчетной области $U_{L1} = 30$ м/с. Температура газового потока и частиц составляла $T = T_L = 293$ К и равнялась температуре окружающего воздуха в затопленном пространстве. Основная часть численных расчетов проведена для частиц стекла плотностью $\rho_L = 2550$ кг/м³, но также использовались дисперсная примесь с плотностями $\rho_L = 1000, 3950$ и 7800 кг/м³. Одним из основных параметров, характеризующих поведение частиц в газовом потоке, является число Стокса осредненного движения $St = \tau/\tau_f$, представляющее собой отношение времени динамической релаксации к характерному гидродинамическому времени. В качестве гидродинамического времени τ_f принималось отношение диаметра трубы к скорости на ее срезе $\tau_f = 2R/U_1$ [17].

Влияние дисперсной фазы на параметры струи

Влияние размера дисперсной фазы на раскрытие двухфазной струи показано на рис. 2. Здесь $r' = r_{0.5}^U/R$, где $r_{0.5}^U$ — радиальная координата струи, определенная по половине величины скорости газа в данном сечении. Для мелкодисперсных частиц при увеличении их диаметра характерно существенное уменьшение ширины струи (примерно в 2 раза по сравнению с однофазной струей), что говорит о подавлении турбулентности газа и ухудшении процесса смешения струи с окружающей средой. Минимальное значение $r_{0.5}^U$ соответствует размеру частиц $d \approx 50$ мкм для всех исследованных в работе значений концентраций примеси. При добавлении более крупных частиц ($d > 50$ мкм) наблюдается рост полуширины двухфазной струи, говорящий о турбулизации течения. Увеличение массовой концентрации частиц уменьшает угол раскрытия струи и делает ее дальнобойнее, что согласуется с данными измерений [2,7]. При этом оба исследованных параметра — размер примеси и ее концентрация — оказывают достаточно сильный эффект на полуширину струи.

Влияние плотности материала дисперсной фазы на полуширину двухфазной струи показано на рис. 3, где $x' = x/R$. Возрастание плотности частиц оказывает сложное влияние на толщину струи. Для данного размера частиц ($d = 50$ мкм) первоначальное увеличение плотности материала твердой фазы приводит к уменьшению полуширины струи, что также говорит о ламинаризации течения и увеличении ее дальнобойности (линии 2–4). По мере дальнейшего роста ρ_L толщина струи начинает возрастать (линия 5) и приближаться к соответствующему значению в однофазном потоке. Это можно объяснить тем, что тяжелые инерционные частицы не вовлекаются в пульсационное движение

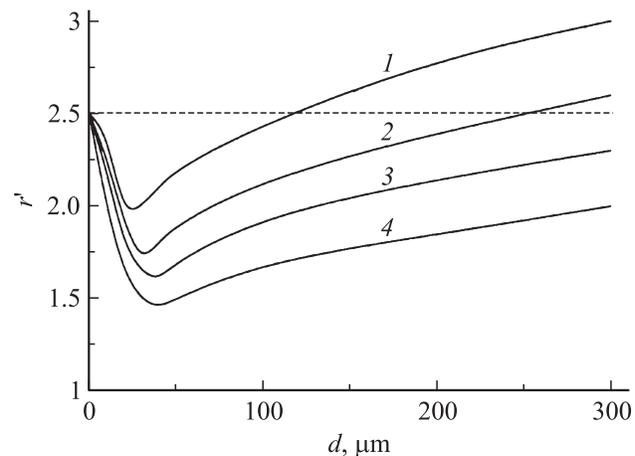


Рис. 2. Изменение полуширины струи при изменении размера твердых частиц. Штриховая линия — величина радиальной координаты однофазной струи. $Re = 4 \cdot 10^4$, $x' = 30$, $\rho_L = 2550$ кг/м³. 1 — $M_{L1} = 0.05$, 2 — 0.1, 3 — 0.25, 4 — 0.5.

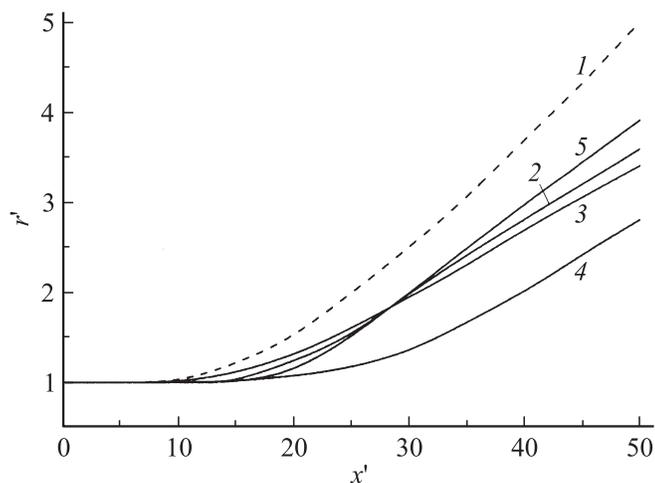


Рис. 3. Изменение полуширины струи в зависимости от плотности материала частиц. $Re = 4 \cdot 10^4$, $x' = 30$, $M_{L1} = 0.05$, $d = 50 \mu m$. 1 — однофазная воздушная струя, 2 — $\rho_L = 1000 \text{ kg/m}^3$, 3 — 2550, 4 — 3950, 5 — 7800.

газа и не отнимают долю турбулентной кинетической энергии.

Можно отметить, что наличие дисперсной фазы оказывает двойной эффект на процесс смешения струи с окружающим неподвижным газом. В области небольших чисел Стокса характерным являются сужение струи и увеличение ее дальности, что ведет к накоплению частиц в приосевой области струи и ухудшению процесса смешения, что согласуется с данными работ [8,21]. Для больших чисел Стокса (инерционных частиц) наблюдается увеличение степени расширения струи и соответственно турбулизация струйного течения. Также необходимо заметить, что величина числа Стокса зависит как от размера частиц, так и от плотности их материала. Вероятнее всего, что одинаковое число Стокса, рассчитанное для различных размеров и плотностей частиц, приведет к различным результатам по влиянию дисперсной фазы на параметры струи. Данный вопрос требует дополнительного изучения, что выходит за рамки настоящей работы.

На рис. 4 приведены значения турбулентной кинетической энергии (ТКЭ) на оси струи $k'' = 10k_0/U_1^2$ в зависимости от числа Стокса. Штриховая линия — величина ТКЭ однофазного течения струи. Все кривые имеют характерный минимум, соответствующий режиму наибольшего подавления турбулентности газовой фазы. С уменьшением St частицы ведут себя как пассивная примесь, и интенсивность турбулентности двухфазного потока стремится к величине для однофазного течения. С другой стороны, с ростом числа Стокса уровень ТКЭ также начинает возрастать за счет турбулизации газа при обтекании инерционных частиц. С ростом плотности частиц дисперсной фазы первоначально наблюдается более сильное подавление турбулентности

и соответственно ухудшение процесса смешения струи с окружающей средой. Далее по мере роста величины ρ_L турбулентность газа возрастает за счет инерционности твердой примеси. Наиболее сильное снижение уровня ТКЭ наблюдается для частиц стекла (линия 2) и электрокорунда (линия 3), а наименьшее — для пластика (линия 1) и железа (линия 4).

Расчетные значения турбулентности газа на оси струи при различных массовых концентрациях частиц приведены на рис. 5. Здесь k_0 , k_0^A — турбулентность газа на оси двухфазной и однофазной струй соответственно. С уменьшением размера частиц дисперсная фаза ведет себя как пассивная примесь, и турбулент-

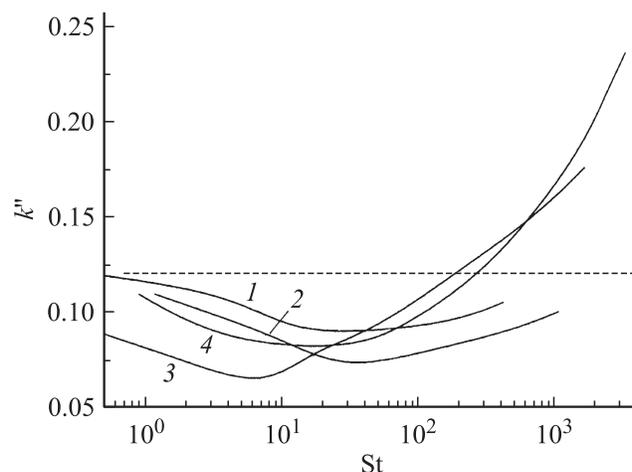


Рис. 4. Влияние плотности материала частиц на турбулентность газовой фазы вдоль оси двухфазной струи. Штриховая линия — величина ТКЭ в однофазной струе. $x' = 30$, $M_{L1} = 0.1$. 1 — $\rho_L = 1000 \text{ kg/m}^3$, 2 — 2550, 3 — 3950, 4 — 7800.

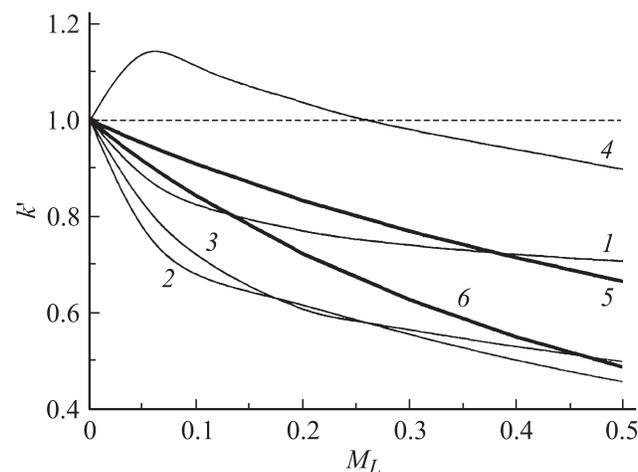


Рис. 5. Модификация турбулентности газовой фазы на оси двухфазной струи. $x' = 30$. 1 — $d_1 = 30 \mu m$; 2 — 50; 3 — 100, 4 — 400, 5, 6 — уравнения (7) и (8) соответственно.

ная кинетическая энергия газа стремится к величине однофазного потока. Дальнейший рост диаметра частиц ($d_1 > 300\text{--}400\ \mu\text{m}$) вызывает генерацию турбулентности за счет отрывного обтекания крупных частиц [17,26,28]. Видно, что имеется качественное согласие между данными наших расчетов по подавлению ТКЭ мелкими частицами и расчетами Абрамовича [3]

$$\frac{v'}{v'_0} = \frac{1}{1 + M_L} \quad (7)$$

и Лаатса и Фришмана [2]

$$\frac{k}{k_A} = \frac{1 + 0.2M_L}{(1 + M_L)^2}. \quad (8)$$

Эти соотношения дают возможность рассчитать только степень подавления турбулентности газа в зависимости от массовой концентрации примеси, но не позволяют предсказывать ее увеличение при отрывном обтекании воздушным потоком крупных частиц и могут быть использованы только на автомодельном участке двухфазной струи при $x/(2R) > 20$. Также невозможно даже качественно оценить роль размера частиц на турбулентность газовой фазы. Отметим, что уравнение (7) представляет собой отношение поперечных пульсационных скоростей газа в начале (v'_0) и в конце жизни (v') турбулентного моля для двухфазного потока. Оно может быть использовано для анализа влияния частиц на турбулентность газа ввиду того что $v/v_0 \propto k/k_A$.

Наличие дисперсной фазы в струе может приводить как к подавлению турбулентности при небольших величинах числа Стокса, так и к ее генерации при больших значениях St. Физической причиной, приводящей к подобному эффекту, является затрата энергии на вовлечение дисперсной примеси в пульсационное движение несущей фазы для малоинерционных частиц и дополнительное производство турбулентности за счет вихреобразования в следе за крупными частицами. Подобные тенденции немоного поведения коэффициента переноса были экспериментально и теоретически установлены в работах [26,28–30] при изучении газодисперсного стабилизированного турбулентного потока в трубе.

Влияние массовой концентрации твердых частиц M_L на осредненные аксиальные скорости фаз показано на рис. 6. Для сопоставительного анализа были использованы данные измерений [7], где U_{A0} и U_{L0} — скорости на оси струи воздуха в двухфазной отпусковой струе (линия 1) и частиц (линия 2) соответственно. Измерения проводились с использованием LDA-аппаратуры. Размер стеклянных частиц $d = 50\ \mu\text{m}$, их массовая концентрация варьировала в диапазоне $M_L = 0\text{--}0.5$. Скорость газа на срезе трубы $U_1 = 12.6\ \text{m/s}$, а дисперсной фазы — $U_{L1} = 12.4\ \text{m/s}$. Число Рейнольдса, построенное по диаметру трубы, составляло $\text{Re} = 13\ 300$. Из приведенных данных видно, что скорости фаз практически линейно

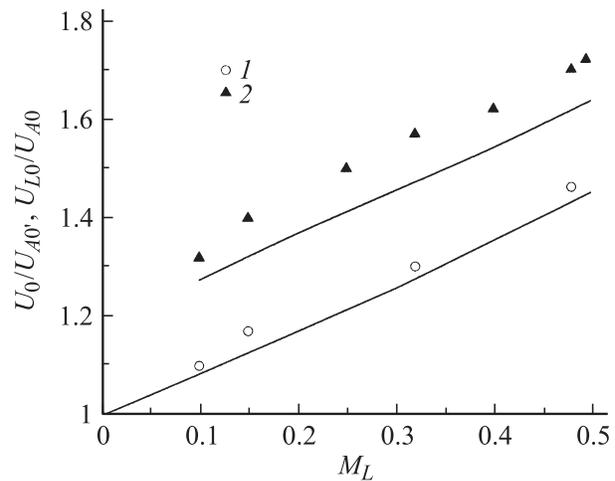


Рис. 6. Влияние массовой концентрации частиц на аксиальные скорости фаз вдоль оси струи. Точки — измерения [7], кривые — расчет данной работы. 1 — газовая фаза, 2 — частицы. $x'/(2R) = 20$, $M_L = 0.32$.

возрастают с ростом концентрации частиц. Средняя величина межфазной скорости скольжения остается примерно постоянной величиной с увеличением концентрации частиц.

Распределение частиц по сечению струи (эффекты шнурования и их интенсивного разбрасывания)

Изменение объемной концентрации дисперсной фазы $\Phi'_0 = \Phi_0/\Phi_1$ вдоль оси струи при вариации размера частиц стекла ($\rho_L = 2550\ \text{kg/m}^3$) приведено на рис. 7, а. Отметим, что профили Φ'_0 претерпевают сложную деформацию по мере развития двухфазной струи. Видно, что для самых мелких практически безынерционных частиц ($d = 2\ \mu\text{m}$) эффекта шнурования не наблюдается. При добавлении в поток мелкодисперсных частиц (линии 2 и 3) на небольшом расстоянии от среза трубы характерным является рост концентрации (эффект шнурования) дисперсной примеси в приосевой зоне, возрастающий с ростом числа Стокса (размера частиц). Первоначально с ростом диаметра частиц заметно наличие ярко выраженного максимума величины концентрации частиц (линии 2 и 3) за счет действия турбулентной миграции (турбофореза) на начальном участке струи. Увеличение количества частиц на оси струи объясняется немоного характером изменения турбулентной энергии газа в осевом и радиальном направлениях на начальном участке двухфазной струи. В этой области осредненная радиальная скорость частиц V_L имеет отрицательное значение, что приводит к накоплению дисперсной фазы в окрестности оси струи. Возможность объяснения эффекта шнурования мелкодисперсной примеси за счет турбофореза впервые отмечалась в [8, 21]. При дальней-

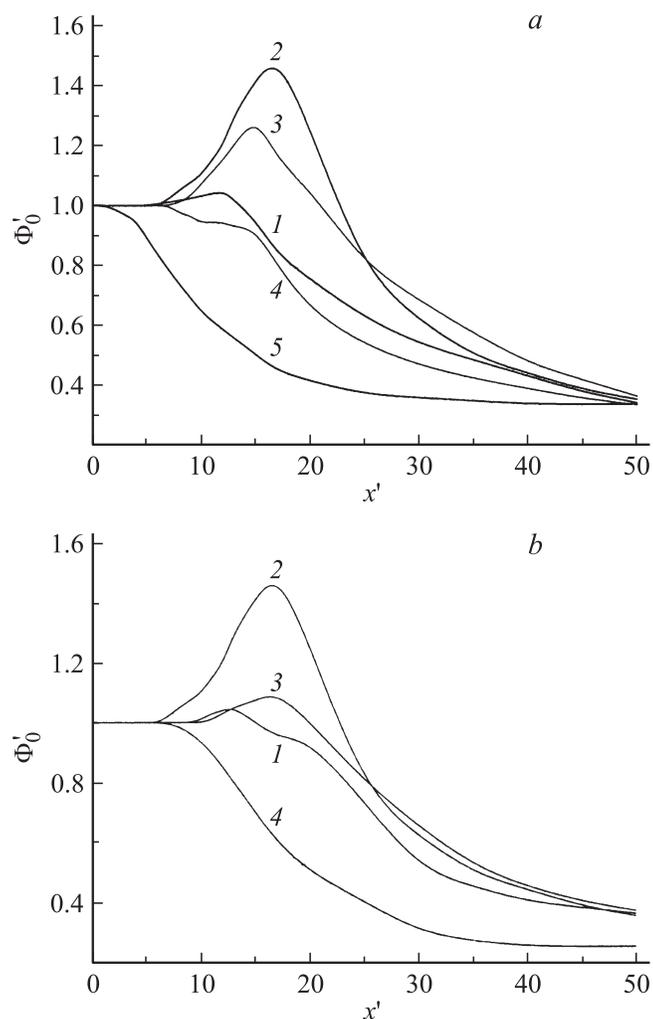


Рис. 7. Распределение объемной концентрации дисперсной фазы вдоль оси струи при изменении размера частиц (*a*) и их материала (*b*). $M_L = 0.1$, $\rho_L = 2550 \text{ kg/m}^3$, $Re = 4 \cdot 10^4$. *a*: 1 — $St = 0.05$, $d = 2$; 2 — 5, 20; 3 — 11, 30; 4 — 30, 50; 5 — 120, 100. *b*: $d = 20 \mu\text{m}$, $M_L = 0.1$. 1 — $\rho_L = 100 \text{ kg/m}^3$; 2 — $\rho_L = 2550$; 3 — 3950; 4 — 7900.

шем продвижении вниз по потоку величина максимума турбулентной кинетической энергии уменьшается, и роль турбулентной миграции уменьшается. Возрастает значение турбулентной диффузии (величина $V_L > 0$) и поперечное распределение объемной концентрации частиц становится более монотонным и происходит плавное уменьшение величины концентрации примеси вдоль оси струи за счет ее рассеивания. Взаимодействие частиц с турбулентностью газа оказывает существенное значение на процесс распространения дисперсной фазы. Для промежуточного случая размеров частиц ($d = 50 \mu\text{m}$, линия 4) профиль концентрации дисперсной фазы имеет переходный волнообразный вид [8]. При дальнейшем возрастании параметра инерционности (линия 5) видно, что дисперсная фаза быстро рассеивается

за счет турбулентной диффузии в начальной зоне струи, и далее величина Φ'_0 остается практически неизменной вдоль оси.

Все результаты расчетов настоящей работы проведены при отсутствии учета действия силы Магнуса и начального межфазного скольжения, тем не менее динамика мелкодисперсной примеси и крупных частиц описывается корректно, что объясняется различной величиной степени вовлечения частиц в пульсационное движение газа по длине струи. Этот вывод согласуется с результатами [22] и не совпадает с [5,6,11].

На рис. 7, *b* демонстрируются данные по влиянию плотности материала частиц на распределения концентрации на оси струи при фиксированном значении размера частиц $d = 20 \mu\text{m}$. Видно, что первоначально с ростом инерционности дисперсной примеси (плотности материала) проявляются эффекты накопления частиц в приосевой области. Далее по мере увеличения ρ_L характерным становится смена режима шнурования на режим интенсивного рассеивания дисперсной фазы в начальных сечениях струи.

Результаты сопоставительного анализа по изменению концентрации твердой фазы вдоль оси струи показаны на рис. 8, где $x'' = x/(2R)$. Выполнено сопоставление с экспериментальными [1] и численными результатами [21]. Расчеты были выполнены с учетом и без учета силы турбофореза. На начальном участке струи имеет место резкое увеличение концентрации частиц (эффект шнурования) для более крупных частиц ($d = 17 \mu\text{m}$). Увеличение концентрации в приосевой зоне объясняется воздействием турбулентной миграции, что говорит о значительном влиянии эффекта взаимодействия частицы с турбулентными молями газа на характер поведения дисперсной фазы. С увеличением

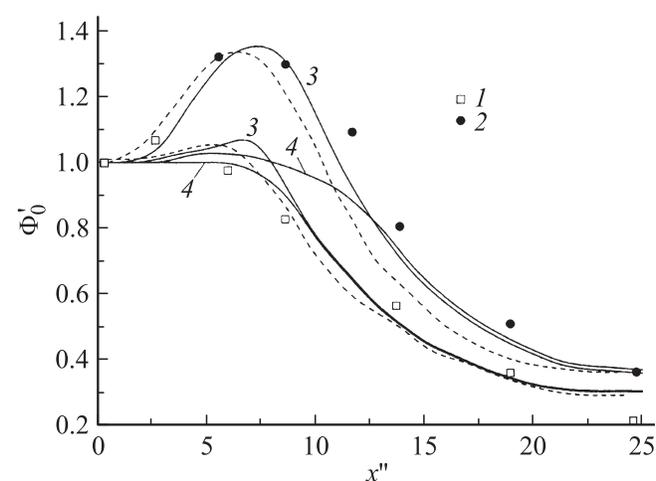


Рис. 8. Распределение объемной концентрации частиц вдоль оси струи. Точки — эксперимент [1], линии — расчет; 3, 4 — расчет настоящего исследования с учетом и без учета турбофореза соответственно; штриховая линия — расчет [21]. $M_L = 0.22$. 1 — $d = 7 \mu\text{m}$; 2 — 17.

размера частиц наблюдается более выраженный максимум в величине концентрации дисперсной примеси. Эффект шнурования, наблюдаемый для случая мелких частиц, можно описывать за счет учета турбулентной миграции (силы турбофореза), что согласуется с данными [8,12, 21]. Далее вниз по потоку концентрация примеси уменьшается за счет расширения струи и диффузии частиц. Расчет без учета силы турбофореза приводит к тому, что мелкодисперсные частицы практически не собираются в приосевой области свободной струи, что говорит об определяющей роли турбулентной миграции в процессе распространения мелких частиц.

Заключение

Разработана математическая модель расчета процесса распространения дисперсной примеси в двухфазной затопленной струе с использованием эйлера подхода. Модель учитывает влияние пульсаций скорости дисперсной фазы на дисперсию частиц путем введения в уравнения переноса соответствующих слагаемых, без использования гипотезы об изотропии пульсаций скорости частиц и турбулентной вязкости дисперсной фазы. Применение этих уравнений позволило корректно рассчитывать величину аксиальных пульсаций дисперсной фазы, которая превышает соответствующее значение для газа. В рамках математических моделей [5–8,10–12,15,16] это невозможно.

При вариации размера частиц показаны основные типы распределения дисперсной примеси: шнурование в приосевой, переходной волнообразный профиль и интенсивное разбрасывание в начальных сечениях. Добавление мелкодисперсной примеси вызывает значительное подавление турбулентности газа (до 2 раз по сравнению с однофазным режимом течения). Для крупных частиц отмечается эффект генерации турбулентности за счет отрывного обтекания крупных частиц газовым потоком.

Показаны области режимов ламинаризации и турбуликации двухфазной струи.

Результаты численных расчетов по данной модели достаточно адекватно описывают имеющиеся в литературе экспериментальные и расчетные данные для осесимметричных двухфазных струйных потоков в широком диапазоне изменения начальных данных.

Авторы выражают признательность И.В. Деревичу (МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва), Л.И. Зайчику (ИБРАЭ РАН, Москва) и А.И. Картушинскому (Tallinn Technical University, Таллинн, Эстония) за полезные дискуссии и обсуждение результатов численных расчетов по дисперсии частиц в газодисперсных струйных потоках

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проектов РФФИ 09-08-00929а) и Фонда президента РФ для молодых кандидатов наук (грант МК-504.2010.8).

Список литературы

- [1] Лаатс М.К., Фришман Ф.А. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1970. № 2. С. 186.
- [2] Лаатс М.К., Фришман Ф.А. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1973. № 2. С. 153.
- [3] Абрамович Г.Н., Гиринович Т.А. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1975. № 4. С. 18.
- [4] Картушинский А.И., Павельев А.А., Мульги А.С., Лаатс М.К. // Материалы 3-го Всес. научн. совещ. по теор. и прикл. аспектам турбулентных течений „Турбулентные двухфазные течения“. Таллинн: Изд-во АН ЭССР, 1979. Ч. 2. С. 149.
- [5] Гавин Л.Б., Наумов В.А. // Инж.-физ. журн. 1983. Т. 44. № 6. С. 927.
- [6] Картушинский А.И. // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1984. № 1. С. 36.
- [7] Modarres D., Tan H., Elghobashi S. // AIAA J. 1984. Vol. 22. P. 624.
- [8] Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвесей. Киев: Наукова думка, 1987. 239 с.
- [9] Fleckhaus D., Hishida K., Maeda M. // Exp. Fluids. 1987. Vol. 5. P. 323.
- [10] Винберг А.А., Зайчик Л.И., Першуков В.А. // Инж.-физ. журн. 1990. Т. 59. № 4. С. 609.
- [11] Винберг А.А., Зайчик Л.И., Першуков В.А. // Инж.-физ. журн. 1991. Т. 61. № 4. С. 554.
- [12] Картушинский А.И., Мульги А.С., Фришман Ф.А., Хусаинов М.Т. // Изв. РАН. Сер. МЖГ. 1998. № 2. С. 76.
- [13] Ferrand V., Bazile R., Boree J. // Exp. Fluids. 2001. Vol. 31. P. 597.
- [14] Деревич И.В. // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40. № 1. С. 86.
- [15] Garcia J., Crespo A. // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 2000. Vol. 122. P. 505.
- [16] Aisa L., Garcia J.A., Cerecedo L.M., Garcia Palacin I., Calvo E. // Int. J. Multiphase Flow. 2002. Vol. 28. P. 301.
- [17] Терехов В.И., Пахомов М.А. // Изв. РАН. Сер. энергетика. 2009. № 3. С. 68.
- [18] Sbrizzai F., Verzicco R., Soldati A. // Flow. Turbul. Combust. 2009. Vol. 82. P. 1.
- [19] Дробышевский Н.И., Зайчик Л.И., Мукин Р.В. и др. // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 4. С. 553.
- [20] Сиковский Д.Ф. // Изв. РАН. Сер. МЖГ. 2010. № 1. С. 84.
- [21] Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. М.: Наука, 1994. 320 с.
- [22] Hwang C.B., Lin C.A. // AIAA J. 1998. Vol. 36. P. 38.
- [23] Lumley J.L. The second order model for turbulent flows / In: Prediction Methods for Turbulent Flow. N. Y.: Hemisphere, 1980. 468 p.

- [24] *Sarkar S., Speziale C.G.* // Phys. Fluids A. 1990. Vol. 2. P. 84.
- [25] *Abid R., Speziale C.G.* // Phys. Fluid A. 1993. Vol. 5. P. 1776.
- [26] *Вараксин А.Ю.* Турбулентные течения газа с твердыми частицами. М.: Физматлит, 2003. 192 с.
- [27] *Терехов В.И., Пахомов М.А.* // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15. № 4. С. 629.
- [28] *Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H.* // J. Fluid Mech. 1984. Vol. 139. P. 417.
- [29] *Gore R.A., Crowe C.T.* // Int. J. Multiphase Flow. 1989. Vol. 15. P. 279.
- [30] *Pakhomov M.A., Protasov M.V., Terekhov V.I., Varaksin A.Yu.* // Int. J. Heat Mass Transfer. 2007. Vol. 50. P. 2107.