

Evaporation of "modelling" gases

A. A. Sobko

Prokhorov Engineering Science Academy, Moscow, Russia

In work full thermodynamic calculation of parameters of evaporation for gas Van-der-Vaalsa and gas Bertlo is made. Results of calculations are compared to experimental data for real gases.

УДК 532.529: 532.517.4

Исследование кинематической картины газодисперсного турбулентного течения с учетом соударений частиц между собой и стенкой осесимметричного канала

Б. Б. Рохман

Институт угольных энерготехнологий НАН и Минтопэнерго Украины, г. Киев, Украина

Построена стационарная изотермическая модель аэродинамики двухфазного потока в осесимметричном канале с учетом турбулентного и псевдотурбулентного механизмов переноса импульса твердой фазы. Получено замкнутое описание движения дисперсной фазы на уровне уравнений для вторых моментов пульсационных скоростей частиц. Замыкание уравнения движения газа осуществляется на основе однопараметрической модели турбулентности, обобщенной на случай двухфазных турбулентных течений. Приведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

В связи со сложностью проведения эксперимента, направленного на получение детальной информации об аэродинамической структуре газодисперсных турбулентных потоков, большое значение приобретают построение математических моделей такого класса течений и проведение на их основе численных исследований. При описании поведения частиц в разреженных двухфазных средах (при малой расходной концентрации дисперсной фазы χ) основное внимание уделяется турбулентному механизму переноса твердой фазы, поскольку роль псевдотурбулентной составляющей энергии хаотического движения частиц, обусловленной межчастичными столкновениями, незначительна.

С повышением величины χ и инерционности частиц вклад псевдотурбулентной энергии в перенос импульса дисперсной фазы возрастает. В высококонцентрированных дисперсных системах, где кинетическая турбулентная энергия газа мала, определяющую роль в формировании статистических свойств системы играют межчастичные взаимодействия. При этом предполагается, что моделирование взаимодействия частиц подобно взаимодействию молекул несущей среды, поэтому поведение твердой фазы описывается с помощью кинетической теории плотных газов [1]. Здесь ис-

пользуется уравнение Энского для функции распределения частиц по скоростям, которая аппроксимируется функцией распределения Максвелла, полученной из уравнения Больцмана для однородного стационарного состояния при условии, что молекулярные признаки являются аддитивными инвариантами, хотя приведенная в работе [1] система уравнений нестационарна, а межчастичные столкновения неупругие. Кроме того, функция распределения Максвелла не учитывает взаимосвязи между компонентами скорости, что не дает возможности учесть перераспределение пульсационной энергии между ними. Это свойство существенно ограничивает применение функции распределения Максвелла. Последняя может быть использована только в случае изотропного поля энергии хаотического движения твердой фазы.

В отличие от [1], где подход к построению модели был ограничен рассмотрением явлений, связанных только с псевдотурбулентным движением частиц, в [2] была предпринята попытка выйти за рамки рассматриваемых представлений путем учета в модели [1] влияния турбулентных эффектов на поведение двухфазного восходящего потока в трубе на стабилизированном участке, используя двухпараметрическую модель турбулентности, обобщенную на случай газодисперсных течений.

Вовлечение частиц в пульсационное движение несущей среды учитывалось с помощью смешанного корреляционного момента $\langle u'_g u'_p \rangle$, фигурирующего в уравнениях переноса k_g , ε_g и k_p : $\langle u'_g u'_p \rangle = 4\delta\xi(u_g - u_p)^2 / (\sqrt{\pi} \rho_p \beta \sqrt{k_p})$.

Из этого выражения следует, что при $k_p \rightarrow 0$ ($\beta \rightarrow \beta_{\max}$ (частицы плотно упакованы)) корреляция $\langle u'_g u'_p \rangle \rightarrow \infty$. Данный результат является "нефизичным", так как при $k_p \rightarrow 0$ пульсационная скорость частиц стремится к нулю, следовательно, $\langle u'_g u'_p \rangle \rightarrow 0$. Что касается мелких частиц, у которых $u_g - u_p \rightarrow 0$, то, как следует из данного выражения, $\langle u'_g u'_p \rangle \rightarrow 0$, хотя на самом деле $\langle u'_g u'_p \rangle \neq 0$.

Таким образом, рассматриваемая формула должна иметь существенные ограничения по размерам частиц и их концентрации, хотя об этом в работе [2] ничего не сказано. В работе [3] представлена кинетическая модель, одновременно учитывающая турбулентные и псевдотурбулентные эффекты. Последние моделируются интегральным оператором Больцмана в форме Энскога. Решение кинетического уравнения для функции плотности вероятности построено методом возмущений: первый член разложения является максвелловским распределением по скоростям частиц, второй — выражается через комбинацию двух частных решений, одно из которых описывает турбулентные эффекты, другое — псевдотурбулентные.

В настоящей работе для расчета стационарного изотермического движения газодисперсного потока в осесимметричном канале в рамках так называемых двухжидкостных моделей, когда газ и твердая фаза рассматриваются как взаимопроникающие взаимодействующие сплошные среды, предложена математическая модель, построенная с использованием уравнений для вторых моментов пульсационных скоростей частиц с учетом турбулентного и псевдотурбулентного механизмов переноса импульса твердой фазы. Для вычисления пульсационных характеристик несущей среды используется модифицированная однопараметрическая модель турбулентности, учитывающая влияние частиц [4].

Система уравнений, описывающая поведение восходящего потока газозвеси в приближении двухфазного турбулентного пограничного слоя в круглой трубе, имеет вид

$$\frac{\partial(\rho_g u_g)}{\partial z} + \frac{\partial(r \rho_g v_g)}{r \partial r} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\beta u_p)}{\partial z} + \frac{\partial[r \beta v_p + \langle \beta' v'_p \rangle]}{r \partial r} = 0; \quad (2)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial u_g}{\partial z} + \rho_g v_g \frac{\partial u_g}{\partial r} = \frac{\partial}{r \partial r} \times \left[r \rho_g \left(\eta_g \frac{\partial u_g}{\partial r} - \langle u'_g v'_g \rangle \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial z} - F_{az}; \quad (3)$$

$$\rho_p \left[\beta u_p \frac{\partial u_p}{\partial z} + \beta v_p + \langle \beta' v'_p \rangle \frac{\partial u_p}{\partial r} \right] = - \frac{\rho_p}{r} \frac{\partial(\beta r \langle u'_p v'_p \rangle)}{\partial r} + F_{az} - \rho_p \beta g; \quad (4)$$

$$\rho_p \left[\beta u_p \frac{\partial v_p}{\partial z} + \beta v_p + \langle \beta' v'_p \rangle \frac{\partial v_p}{\partial r} \right] = - \frac{\rho_p}{r} \frac{\partial[r(v_p \langle \beta' v'_p \rangle + \beta \langle v_p'^2 \rangle)]}{\partial r} + F_{ar} + \frac{\rho_p \beta \langle w_p'^2 \rangle}{r}; \quad (5)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial k_g}{\partial z} + \rho_g v_g \frac{\partial k_g}{\partial r} = \frac{\partial}{r \partial r} \left[r \rho_g \left(\frac{\eta_{t,g}}{\sigma_k} + \eta_g \right) \frac{\partial k_g}{\partial r} \right] + \rho_g \eta_{t,g} \left(\frac{\partial u_g}{\partial r} \right)^2 - \rho_g (\varepsilon_g + \varepsilon_p) + G_g; \quad (6)$$

$$B_g = 2\pi \int_0^R \rho_g u_g r dr, \quad (7)$$

где

$$\langle \beta' v'_p \rangle = -L_p \partial \beta / \partial r; \quad \langle u'_p v'_p \rangle = -\eta_{t,p} \partial u_p / \partial r;$$

$$\langle u'_g v'_g \rangle = -\eta_{t,g} \partial u_g / \partial r; \quad F_{ar} = \frac{\rho_p \beta}{\tau} (v_g - v_p);$$

$$F_{az} = \frac{\rho_p \beta}{\tau} (u_g - u_p).$$

В уравнениях неразрывности (1) и (2) учитываются конвективный и пульсационный переносы вещества в аксиальном и радиальном направлениях. В правой части уравнения движения газа (3) фигурируют вязкие и рейнольдсовы напряжения, градиент давления и обратное влияние частиц на газ. В выражениях (4) и (5) учитываются турбулентные напряжения, силы тяжести и межфазного взаимодействия, а также центробежная сила, возникающая за счет трансверсальных пульсаций скорости частиц. В правой части (6) первый член описывает молекулярный и турбулентный переносы пульсационной энергии, второй — ее генерацию за счет энергии осредненного движения, третий — ее диссипацию, обусловленную вязкостью газовой фазы и присутствующих в ней частиц, последний — генерацию турбулентной энергии в следах за частицами.

Для замыкания системы уравнений (1)—(7) необходимо определить неизвестные вторые моменты $\langle v_p'^2 \rangle$, $\langle w_p' w_p' \rangle$, которые в свою очередь зависят от реинольдсовых напряжений $\langle w_p' v_p' \rangle$ и $\langle u_p'^2 \rangle$ (см. ниже).

Для вычисления указанных переменных применяется специально разработанная методика расчета, основанная на построении уравнений переноса искоемых корреляций [5]. Согласно этой методике третьи моменты, фигурирующие в уравнениях для двойных корреляций, находятся из усеченных уравнений переноса третьих моментов. Замыкание уравнений для корреляций третьего порядка осуществляется на основе гипотезы Миллионщикова, предполагающей равенство нулю куммулянтов четвертого порядка и представляющей четвертые моменты, присутствующие в этих уравнениях, в виде суммы произведений вторых моментов.

Такой подход дает возможность получить из уравнений для третьих моментов алгебраические соотношения, выражающие корреляции третьего порядка через вторые моменты и их градиенты [5]. На основании этой методики в приближении узкого канала получено замкнутое описание переноса импульса в дисперсной фазе на уровне уравнений для вторых моментов пульсационных скоростей частиц.

$$\begin{aligned} & \beta u_p \frac{\partial \langle v_p'^2 \rangle}{\partial z} + \beta v_p + \langle \beta' v_p' \rangle \frac{\partial \langle v_p'^2 \rangle}{\partial r} = \\ & = \frac{\partial}{r \partial r} \left(r \tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \frac{\partial \langle v_p'^2 \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2 \partial (\tau \beta \langle w_p' v_p' \rangle^2)}{r \partial r} - \\ & - 2 \beta \langle v_p' v_p' \rangle \frac{\partial v_p}{\partial r} - \frac{2 \tau \beta \langle v_p' v_p' \rangle \partial \langle w_p'^2 \rangle}{3r \partial r} - \quad (8) \\ & - \frac{4 \beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle \partial \langle w_p' v_p' \rangle}{3r \partial r} + \frac{4 \beta \tau \langle w_p'^2 \rangle^2}{3r^2} - \\ & - \frac{4 \tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \langle w_p'^2 \rangle}{3r^2} - \frac{4 \beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle^2}{3r^2} + \\ & + \frac{2 \beta (\langle v_p' v_p' \rangle - \langle v_p'^2 \rangle)}{\tau} + 2(G_{pr} - D_r); \\ & \beta u_p \frac{\partial \langle w_p'^2 \rangle}{\partial z} + \beta v_p + \langle \beta' v_p' \rangle \frac{\partial \langle w_p'^2 \rangle}{\partial r} = \\ & = \frac{\partial}{3r \partial r} \left(r \tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \frac{\partial \langle w_p'^2 \rangle}{\partial r} \right) + \quad (9) \\ & + \frac{2 \partial}{3r \partial r} \left(r \tau \beta \langle w_p' v_p' \rangle \frac{\partial \langle w_p' v_p' \rangle}{\partial r} \right) - \frac{2 \partial (\tau \beta \langle w_p'^2 \rangle^2)}{3r \partial r} + \\ & + \frac{2 \partial (\tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \langle w_p'^2 \rangle)}{3r \partial r} + \frac{2 \partial (\tau \beta \langle w_p' v_p' \rangle^2)}{3r \partial r} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{2 \beta v_p \langle w_p'^2 \rangle}{r} + \frac{2 \tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \partial \langle w_p'^2 \rangle}{3r \partial r} + \quad (9) \\ & + \frac{4 \tau \beta \langle w_p' v_p' \rangle \partial \langle w_p' v_p' \rangle}{3r \partial r} - \frac{4 \tau \beta \langle w_p'^2 \rangle^2}{3r^2} + \\ & + \frac{4 \tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \langle w_p'^2 \rangle}{3r^2} + \frac{4 \tau \beta \langle w_p' v_p' \rangle^2}{3r^2} + \\ & + \frac{2 \beta}{\tau} (\langle w_p' w_p' \rangle - \langle w_p'^2 \rangle) + 2(G_{p\varphi} - D_\varphi); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \beta u_p \frac{\partial \langle w_p' v_p' \rangle}{\partial z} + \beta v_p + \langle \beta' v_p' \rangle \frac{\partial \langle w_p' v_p' \rangle}{\partial r} = \\ & = \frac{2 \partial}{3r \partial r} \left(\beta r \tau \langle v_p'^2 \rangle \frac{\partial \langle w_p' v_p' \rangle}{\partial r} \right) - \\ & - \beta \langle w_p' v_p' \rangle \frac{\partial v_p}{\partial r} + \frac{2 \partial (\beta \tau \langle v_p'^2 \rangle \langle w_p' v_p' \rangle)}{3r \partial r} + \\ & + \frac{\partial}{3r \partial r} \left(r \beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle \frac{\partial \langle v_p'^2 \rangle}{\partial r} \right) - \quad (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{4 \partial (\beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle \langle w_p'^2 \rangle)}{3r \partial r} - \frac{\beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle \partial \langle w_p'^2 \rangle}{r \partial r} - \\ & - \frac{10 \beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle \langle w_p'^2 \rangle}{3r^2} - \frac{\beta v_p \langle w_p' v_p' \rangle}{r} + \\ & + \frac{2 \tau \beta \langle v_p'^2 \rangle \partial \langle w_p' v_p' \rangle}{3r \partial r} + \frac{2 \beta \tau \langle v_p'^2 \rangle \langle w_p' v_p' \rangle}{3r^2} + \\ & + \frac{\beta \tau \langle w_p' v_p' \rangle \partial \langle v_p'^2 \rangle}{3r \partial r} + \\ & + \frac{\beta}{\tau} (\langle v_p' w_p' \rangle + \langle v_p' w_p' \rangle - 2 \langle w_p' v_p' \rangle); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \beta u_p \frac{\partial \langle u_p'^2 \rangle}{\partial z} + \beta v_p + \langle \beta' v_p' \rangle \frac{\partial \langle u_p'^2 \rangle}{\partial r} = \\ & = \frac{\partial}{3r \partial r} \left(\beta r \tau \langle v_p'^2 \rangle \frac{\partial \langle u_p'^2 \rangle}{\partial r} \right) + 2 \beta \tau \langle v_p'^2 \rangle \times \\ & \times \left(\frac{\partial u_p}{\partial r} \right)^2 + \frac{2 \beta}{\tau} \langle u_p' u_p' \rangle - \langle u_p'^2 \rangle + 2(G_{pz} - D_z). \quad (11) \end{aligned}$$

Смешанные корреляционные моменты второго порядка (газ—частица), присутствующие в уравнениях (8)—(11), определяются через корреляции несущего потока в локально-однородном приближении в соответствии с рекомендациями [4].

Система уравнений (8), (9) и (11) незамкнута, так как в ней фигурируют дополнительные слагаемые нетурбулентного происхождения (последние члены уравнений), которые описывают генерацию G_p и диссипацию D псевдотурбулентной энергии твердой фазы, обусловленные межчас-

тичными столкновениями за счет их осредненного и пульсационного движения.

Эти слагаемые не могут быть вычислены традиционными методами теории турбулентности, так как пульсации, связанные с межчастичными столкновениями, зависят в основном от случайного положения единичного вектора \vec{e} (рис. 1, а), направленного вдоль линии удара при заданных значениях скорости взаимодействующих частиц [6]. Для вычисления генерации G_p необходимо прежде всего определить среднее значение псевдотурбулентной энергии, которое приобретает частица 1 в результате столкновения с частицей 2. Примем следующую схему движения и взаимодействия монодисперсных частиц:

1) частицы участвуют в осредненном движении со скоростями u_p, v_p (причем $v_p \ll u_p$), поэтому ограничимся рассмотрением только осредненных продольных скоростей частиц, т. е. векторы \vec{V}_1 и \vec{V}_2 параллельны оси z ;

2) частицы участвуют в хаотическом движении, характерная скорость которого равна $\langle \vec{V}_p'^2 \rangle^{0.5} = \sqrt{\langle v_p'^2 \rangle + \langle w_p'^2 \rangle + \langle u_p'^2 \rangle}$, при этом $\langle \vec{V}_p'^2 \rangle^{0.5} \ll u_p$, а пространственное распределение вектора \vec{V}_p' сферически симметрично;

3) главными причинами столкновений являются разность продольных осредненных скоростей частиц, пришедших в точку взаимодействия X из некоторых точек T и Y (см. рис. 1, б), и пульсации \vec{V}_p' . Предполагается, что $TX = YX = M_p = \delta / (6\sqrt{2}\beta)$, а распределение направлений векторов \vec{TX} и \vec{YX} равновероятно;

4) считаем частицы сплошными однородными шарами;

5) вращение частиц не учитывается;

6) рассматриваются только бинарные соударения.

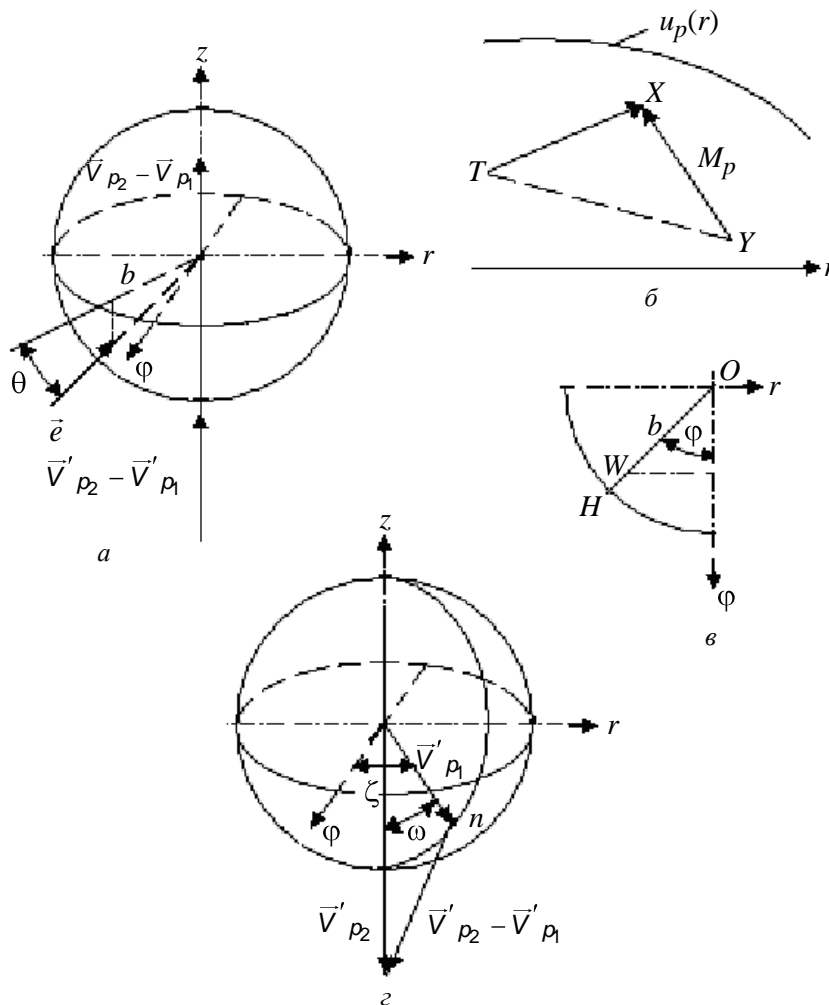


Рис. 1. К вычислению осредненного эффекта единичного удара монодисперсных частиц: а — геометрия удара; б — схема движения двух монодисперсных частиц до удара; в — миделево сечение; г — схема для определения относительной пульсационной скорости частиц

Проанализируем динамику единичного столкновения двух частиц 1 и 2. Согласно [7] поступательная скорость частицы 1 после столкновения с частицей 2 будет равна

$$\begin{aligned} \vec{V}_{p1}^0 &= \vec{V}_{p1} + Q\psi_{2,1}(\vec{V}_{p2} - \vec{V}_{p1}) + A\psi_{2,1}[\vec{e}(\vec{V}_{p2} - \vec{V}_{p1})]\vec{e}; \\ A &= 1 - K_n - 2(1 - K_\tau)/7; \\ Q &= 2(1 - K_\tau)/7; \quad K_n < 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Спроектируем уравнения (12) на ось r (см. рис. 1, а, в)

$$\begin{aligned} v_{p1}^0 &= A\psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1})\sin\theta\cos\theta\sin\varphi; \\ \sin\theta &= \sqrt{d^2 - b^2}/d; \quad \cos\theta = b/d; \quad b = OW; \\ d &= OH = (\delta_1 + \delta_2)/2; \quad \psi_{2,1} = m_2/(m_1 + m_2). \end{aligned} \quad (14)$$

Проинтегрируем квадрат выражения (13) с учетом (14) по южному полушарию, полагая, что вероятность пересечения частицей 2 любого элемента площади миделева сечения частицы 1 пропорциональна только площади этого элемента (т. е. частица 1 обстреливается равномерно).

В итоге имеем

$$\begin{aligned} \langle (v_{p1}^0)^2 \rangle &= \frac{4}{\pi d^2} [A\psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1})]^2 \times \\ &\times \int_0^{\pi/2} \sin^2\varphi d\varphi \int_0^d \left(\frac{b}{d}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{b}{d}\right)^2\right] bdb = \\ &= \frac{[A\psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1})]^2}{12}. \end{aligned} \quad (15)$$

Нетрудно убедиться, что $\langle (v_{p1}^0)^2 \rangle = \langle (w_{p1}^0)^2 \rangle$ (в силу симметрии задачи относительно оси z). Следует отметить, что среднее значение поперечной скорости после удара (а не ее квадрата) равно нулю. Однако при вычислении средней продольной скорости частицы 1 получается результат, отличный от нуля. Спроектируем уравнение (12) на ось z

$$u_{p1}^0 = u_{p1} + (Q + A\sin^2\theta)\psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1}). \quad (16)$$

Интегрируя уравнение (16) с учетом (14), получим

$$\begin{aligned} \langle u_{p1}^0 \rangle &= \frac{1}{\pi d^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^d \left\{ u_{p1} + \left[Q + A \left(\frac{d^2 - b^2}{d^2} \right) \right] \times \right. \\ &\quad \left. \times \psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1}) \right\} bdb = \\ &= u_{p1} + \left(Q + \frac{A}{2} \right) \psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1}). \end{aligned} \quad (17)$$

Величина аксиальной составляющей псевдотурбулентной энергии, связанной с продольным

движением и приобретенной частицей 1 в результате единичного удара, составит

$$\begin{aligned} \langle (u_{p1}^0 - \langle u_{p1}^0 \rangle)^2 \rangle &= \frac{[A\psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1})]^2}{\pi d^2} \times \\ &\times \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^d \left(\frac{1}{2} - \frac{b^2}{d^2} \right)^2 bdb = \frac{[A\psi_{2,1}(u_{p2} - u_{p1})]^2}{12}. \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, из (15), (17) и (18) видно, что генерация псевдотурбулентной энергии за счет разности осредненных продольных скоростей сталкивающихся частиц сферически симметрична. В соответствии с принятой схемой движения и взаимодействия монодисперсных частиц вместо $u_{p2} - u_{p1}$ в выражения (15), (18) следует подставить $M_{pr}\partial u_p/\partial r$, где $M_{pr} = M_p/2$ — средняя по всем возможным направлениям векторов \overline{TX} и \overline{YX} проекция отрезка TU на ось r (см. рис. 1, б). Тогда с учетом $\psi_{2,1} = 0,5$ выражения (15) и (18) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{\langle (u_p^0 - \langle u_p^0 \rangle)^2 \rangle}{2} &= \frac{\langle (v_p^0)^2 \rangle}{2} = \\ &= \frac{(A/2)^2 \delta^2}{6912\beta^2} \left(\frac{\partial u_p}{\partial r} \right)^2. \end{aligned} \quad (19)$$

Для вычисления диссипации псевдотурбулентной энергии твердой фазы в направлении оси r необходимо определить суммарные потери энергии обеими сталкивающимися частицами. Будем считать, что вектор относительной пульсационной скорости частиц $\vec{V}'_{p2,1} = \vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}$ параллелен оси z (это не должно изменить характер зависимости диссипации псевдотурбулентной энергии частиц от K_n и K_τ). С использованием формулы (12) найдем значения $(v_{p1}^0)^2$ для двух вариантов:

1) $K_n = -1$; $K_\tau = 1$ (абсолютно упругий удар частиц с абсолютно гладкими поверхностями (энергия сохраняется))

$$(v_{p1}^0)^2_I = 4\psi_{2,1}^2 \langle |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| \rangle^2 \sin^2\theta \cos^2\theta \sin^2\varphi; \quad (20)$$

2) $K_n \neq -1$; $K_\tau \neq 1$ (имеет место диссипация псевдотурбулентной энергии)

$$(v_{p1}^0)^2_{II} = A^2\psi_{2,1}^2 \langle |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| \rangle^2 \sin^2\theta \cos^2\theta \sin^2\varphi. \quad (21)$$

Осредняя разность величин $(v_{p1}^0)^2_I - (v_{p1}^0)^2_{II}$ с учетом (14), (20) и (21) по всему диапазону изменения параметров b и φ , получим выражение для определения суммарных потерь хаотической энергии обеими сталкивающимися частицами

$$2 < (v_{p1}^0)^2 - (v_{p1}^0)^2_{II} > = \frac{2}{\pi d^2} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \int_0^d (4 - A^2) \psi_{2,1}^2 < |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| >^2 \frac{b^2 (d^2 - b^2)}{d^4} \times \\ \times \sin^2 \phi b db d\phi = \frac{(4 - A^2) \psi_{2,1}^2 < |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| >^2}{6}. \quad (22)$$

Заметим, что формула (22) может быть получена из выражения (15), если в нем произвести замену величины $u_{p2} - u_{p1}$ на $< |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| >$, а затем, используя полученное выражение, найти разность значений для двух случаев: $K_n = -1; K_\tau = 1$ и $K_n \neq -1; K_\tau \neq 1$.

Чтобы определить величину $< |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| >$, фигурирующую в (22), по известным значениям $|\vec{V}'_{p2}|$ и $|\vec{V}'_{p1}|$ зафиксируем положение вектора \vec{V}'_{p2} (см. рис. 1, з). При этом точка n может занимать любое положение на сфере, т. е. вектор хаотической скорости \vec{V}'_{p1} может иметь любое направление, причем эти направления распределены равномерно ($|\vec{V}'_{p2}| > |\vec{V}'_{p1}|$). Осредняя по сфере выражение $|\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| = \sqrt{|\vec{V}'_{p2}|^2 + |\vec{V}'_{p1}|^2 - 2|\vec{V}'_{p2}||\vec{V}'_{p1}|\cos\omega}$ (см. рис. 1, з), имеем

$$< |\vec{V}'_{p2} - \vec{V}'_{p1}| > = \frac{1}{4\pi |\vec{V}'_{p1}|^2} \times \\ \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sqrt{|\vec{V}'_{p2}|^2 + |\vec{V}'_{p1}|^2 - 2|\vec{V}'_{p2}||\vec{V}'_{p1}|\cos\omega} |\vec{V}'_{p1}|^2 \times \\ \times \sin\omega d\omega d\zeta = |\vec{V}'_{p2}| + \frac{|\vec{V}'_{p1}|^2}{3|\vec{V}'_{p2}|}. \quad (23)$$

В случае $|\vec{V}'_{p2}| < |\vec{V}'_{p1}|$: $< |\vec{V}'_{p1} - \vec{V}'_{p2}| > = |\vec{V}'_{p1}| + |\vec{V}'_{p2}|^2 / (3|\vec{V}'_{p1}|)$.

Далее нужно вычислить суммарную частоту N_Σ соударений монодисперсных частиц, которая включает в себя частоту N_m за счет разности осредненных аксиальных скоростей частиц и частоту N_h , связанную с их хаотическим движением.

Рассуждая подобно [7], полагаем, что частица 1 претерпевает соударения с частицами 2, центры которых в начале промежутка времени dt находятся внутри цилиндра с образующей $|u_{p2} - u_{p1}| dt$ и основанием $\pi(\delta_1 + \delta_2)^2 / 4$.

Предполагается, что такой цилиндр связан с каждой частицей 1. Тогда частота соударений частиц, обусловленная разностью их осредненных аксиальных скоростей с учетом счетной концентрации дисперсной фазы $6\beta_2 / (\pi\delta^3)$, будет равна

$$N_m = \frac{3(\delta_1 + \delta_2)^2 |u_{p2} - u_{p1}| \beta_2}{2\delta^3}. \quad (24)$$

В связи с принятой схемой движения и взаимодействия монодисперсных частиц преобразуем (24) с использованием соотношений $u_{p2} - u_{p1} = M_{pr} \partial u_p / \partial r$; $M_{pr} = \delta / (12\sqrt{2}\beta)$ и $\delta_1 = \delta_2$. В итоге получаем

$$N_m = \frac{6\beta M_{pr} |\partial u_p / \partial r|}{\delta} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left| \frac{\partial u_p}{\partial r} \right|. \quad (25)$$

Для вычисления величины N_h необходимо вместо выражения $M_{pr} \partial u_p / \partial r$, фигурирующего в (25), подставить формулу (23) при условии $|\vec{V}'_{p2}| = |\vec{V}'_{p1}|$. В результате

$$N_h = \frac{8\beta}{\delta} \sqrt{< \vec{V}'_p{}^2 >}. \quad (26)$$

Для определения частоты N_Σ по известным значениям N_m и N_h просуммируем их "геометрически" с учетом того, что разность осредненных скоростей, приводящая к ударам N_m , параллельна оси z , а разность хаотических скоростей может иметь любое направление, причем эти направления распределены равномерно. Тогда значение N_Σ может быть найдено подобно (23)

$$N_\Sigma = \begin{cases} N_m + N_h^2 / (3N_m), & N_m > N_h \\ N_h + N_m^2 / (3N_h), & N_h \geq N_m \end{cases}. \quad (27)$$

С использованием (12), (14), (19), (22), (23) и (27) при $\delta_1 = \delta_2$ и $|\vec{V}'_{p2}| = |\vec{V}'_{p1}|$ легко рассчитать скорости порождения и диссипации псевдотурбулентной энергии

$$G_{pr} = \frac{(1 - K_n) / 2 - (1 - K_\tau) / 7^2 \delta^2 \left(\frac{\partial u_p}{\partial r} \right)^2}{6912\beta} N_\Sigma; \\ G_{pr} = G_{p\phi} = G_{pz}; \\ D_r = C \frac{8 \left[1 - (1 - K_n) / 2 - (1 - K_\tau) / 7^2 \right] < \vec{V}'_p{}^2 > \beta N_\Sigma}{27}; \\ D_r = D_\phi = D_z. \quad (28)$$

Граничные условия на оси потока для уравнений (1)–(6), (8)–(11) задаются из соображения симметрии ($r = 0$)

$$\begin{aligned} \partial u_g / \partial r = \partial k_g / \partial r = \partial \beta / \partial r = v_g = v_p = 0, \\ \partial u_p / \partial r = \partial \langle v'_p v'_p \rangle / \partial r = \partial \langle w'_p w'_p \rangle / \partial r = \\ = \partial \langle u'_p u'_p \rangle / \partial r = \partial \langle w'_p v'_p \rangle / \partial r = 0, \end{aligned} \quad (29)$$

а на стенке канала ($r = R$) — соотношениями

$$v_p = u_g = k_g = \partial \beta / \partial r = 0;$$

$$u_p = \frac{\delta}{24\sqrt{2}\beta(1 - K_\tau)} \left(\frac{\partial u_p}{\partial r} \right) (7K_n - 2K_\tau - 5);$$

$$\langle v'_p v'_p \rangle = \frac{K_n \delta}{12\sqrt{2}\beta(1 + K_n)} \left(\frac{\partial \langle v'_p v'_p \rangle}{\partial r} \right);$$

$$\langle w'_p w'_p \rangle = \frac{[K_n - (5 + 2K_\tau)^2 / 49] \delta}{12\sqrt{2}\beta [1 - (5 + 2K_\tau)^2 / 49]} \left(\frac{\partial \langle w'_p w'_p \rangle}{\partial r} \right);$$

$$\langle w'_p v'_p \rangle = \frac{K_n (6 + K_\tau) \delta}{6\sqrt{2}\beta (7 + K_n (5 + 2K_\tau))} \left(\frac{\partial \langle w'_p v'_p \rangle}{\partial r} \right);$$

$$\langle u'_p u'_p \rangle = \frac{[(5 + 2K_\tau)^2 / 49 - K_n] \delta}{12\sqrt{2}\beta [(5 + 2K_\tau)^2 / 49 - 1]} \left(\frac{\partial \langle u'_p u'_p \rangle}{\partial r} \right). \quad (30)$$

Полная система уравнений (1)–(6), (8)–(11) с граничными условиями (29), (30) содержит уравнения трех типов. Параболические уравнения (2)–(4), (6), (8)–(11) и гиперболическое (5) интегрировались методом прямой и обратной прогонки на неравномерной сетке, сгущающейся у стенки канала. При этом для решения системы (2)–(4), (6), (8)–(11) использовался метод итераций, а для уравнения первого порядка (5) применение итераций не требовалось.

Уравнение неразрывности несущей среды (1) аппроксимируется по неявной четырехточечной схеме. В соответствии с приведенным алгоритмом была разработана программа для расчета двухфазных течений. Расчетный материал в сравнении с опытными данными [2, 8–10] и моделями [2, 11] проиллюстрирован на рис. 2–13, где представлены профили осредненных и пульсационных характеристик изотермического газодисперсного потока.

На рис. 2–4 приведено сравнение результатов расчета турбулентного течения газа и монодисперсных пластмассовых сферических частиц в вертикальной трубе на стабилизированном участке с экспериментальными данными [8] при $\rho_p = 1020 \text{ кг/м}^3$, $R = 15 \text{ мм}$: $u_{g,m} = 14\text{--}15,6 \text{ м/с}$, $\delta = 0,2 \text{ мм}$; $u_{g,m} = 8 \text{ м/с}$, $\delta = 0,5 \text{ мм}$; $u_{g,m} = 15,3\text{--}16 \text{ м/с}$, $\delta = 3 \text{ мм}$.

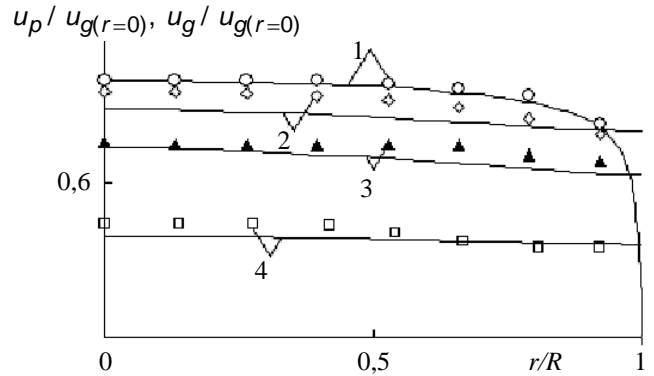


Рис. 2. Профили осредненных аксиальных скоростей газа и частиц в сравнении с опытными данными [8]: 1 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 4,2$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 3,6$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 4 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 3$, $\delta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\circ, \diamond, \blacktriangle, \square$ — эксперимент

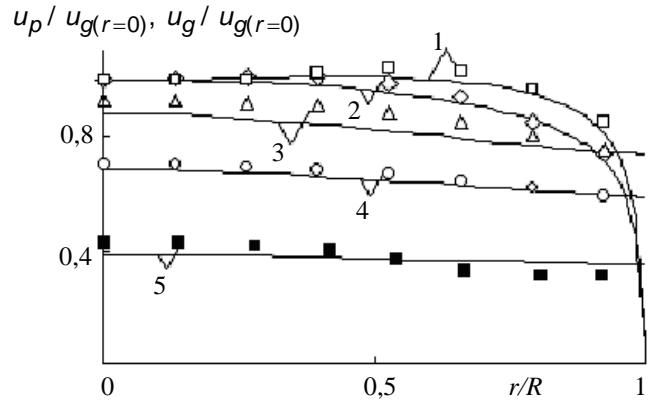


Рис. 3. Распределение осредненных продольных скоростей газа и частиц по поперечному сечению восходящего потока в сравнении с опытными данными [8]: 1 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 3,6$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 2 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 2$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 2$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 4 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 2$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 5 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 2,2$, $\delta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\square, \diamond, \Delta, \circ, \blacksquare$ — эксперимент

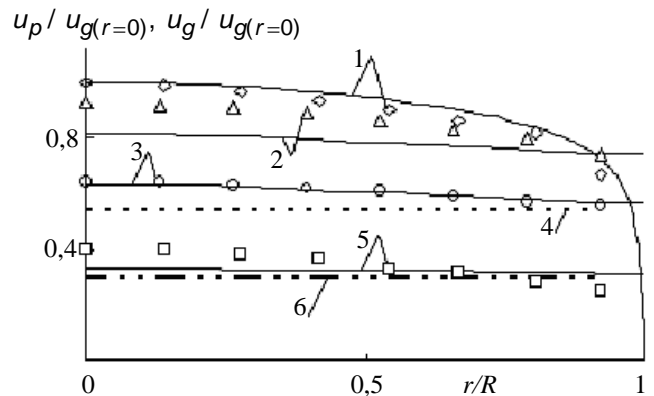


Рис. 4. Распределение осредненных аксиальных скоростей газа и частиц по поперечному сечению восходящего потока в сравнении с моделью [11] и опытными данными [8]: 1 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 1$, $\delta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 2 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 1$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 1,1$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 4 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 1,1$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ [11]; 5 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 1$, $\delta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; 6 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 1$, $\delta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ [11]; $\diamond, \Delta, \circ, \square$ — эксперимент

Видно, что во всем диапазоне изменений расходной концентрации частиц, их размеров и средней (по сечению) скорости несущей среды $u_{g,m}$, модель адекватно описывает экспериментальные данные [8].

Здесь видна динамика перестройки профиля $u_g(r)$ (смещение максимума $u_g(r)$ от оси в пристеночную область) в зависимости от величины χ (см. рис. 3, сравниваются кривые 1 и 2). Это связано прежде всего с изменением характера распределения $\beta(r)$ и $\langle v'_p v'_p \rangle(r)$, $\langle w'_p w'_p \rangle(r)$ — см. рис. 5, из которого видно, что при малых значениях $\chi = 1,1$ объемная концентрация частиц практически равномерно распределена по поперечному сечению потока (см. рис. 5, кривая 4), а при максимальном расходе твердой фазы $B_p = 97,1$ кг/ч ($\chi = 3,6$) поведение кривой $\beta(r)$ резко меняется (максимум на оси потока и минимум в периферийной зоне (см. рис. 5, кривая 1)).

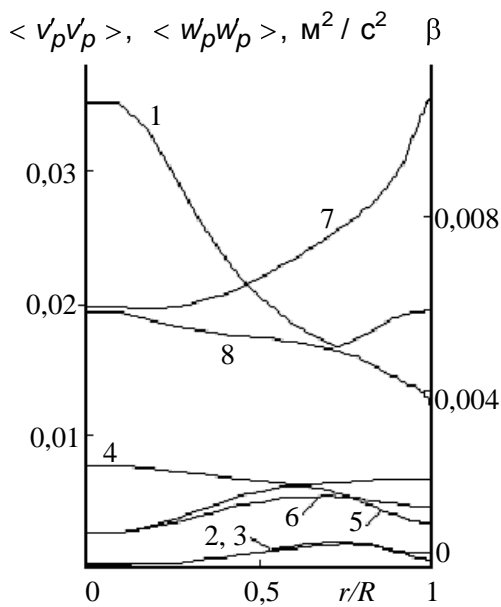


Рис. 5. Распределение объемной концентрации дисперсной фазы и вторых моментов пульсаций скоростей частиц по поперечному сечению потока:
 1 — β ; 2 — $\langle w'_p w'_p \rangle$; 3 — $\langle v'_p v'_p \rangle$, $\chi = 3,6$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м;
 4 — β ; 5 — $\langle w'_p w'_p \rangle$; 6 — $\langle v'_p v'_p \rangle$, $\chi = 1,1$, $\delta = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м;
 7 — $\langle w'_p w'_p \rangle$; 8 — $\langle v'_p v'_p \rangle$, $\chi = 4,7$, $\delta = 0,138 \cdot 10^{-3}$ м

Изменение характера зависимости $\beta(r)$ происходит из-за уменьшения пульсационной энергии твердой фазы (см. рис. 5, сравниваются кривые 2, 3 и 5, 6) за счет роста скорости диссипации псевдотурбулентной энергии частиц (см. (28)), что в свою очередь приводит к снижению интенсивности их перемешивания.

Поскольку максимум функции $\beta(r)$ находится на оси трубы, сила межфазного взаимодействия

F_{az} в приосевой зоне больше, чем в периферийной, поэтому скорость несущей среды у оси уменьшается, а в пристеночной области увеличивается.

Приведенная в работе математическая модель восходящего газодисперсного потока может быть легко приспособлена для расчета горизонтального течения газозвеси.

На рис. 6—8 показано сравнение результатов расчета течения воздуха с корундовыми частицами $\rho_p = 3960$ кг/м³ в горизонтальной стальной трубе с опытными данными [9] при: $\delta = 0,032$; $0,044$; $0,088$ мм; $\chi = 0,34$ или $0,35$; $R = 16,8$ мм; $u_{g,m} = 45$ м/с и при $\delta = 0,138$ мм; $\chi = 0,65$; 3 и $4,7$; $R = 8$ мм; $u_{g,m} = 20$ м/с.

Из рис. 6—8 видно, что скорость скольжения фаз $u_g(r) - u_p(r)$ существенно меняется по сечению трубы: в ядре потока она практически постоянна, но по мере приближения к стенке уменьшается, а на некотором расстоянии от нее меняет знак (см. рис. 6, кривые 1, 5; рис. 7, кривые 1, 2; рис. 8, кривые 1, 4).

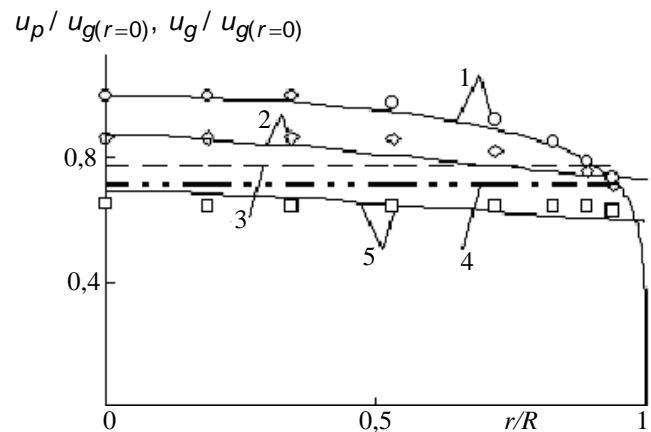


Рис. 6. Профили осредненных продольных скоростей газа и частиц в сравнении с моделью [11] и опытными данными [9]:

- 1 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 0,34$, $\delta = 0,088 \cdot 10^{-3}$ м; 2 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 0,35$, $\delta = 0,044 \cdot 10^{-3}$ м; 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 0,35$, $\delta = 0,044 \cdot 10^{-3}$ м [11]; 4 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 0,34$, $\delta = 0,088 \cdot 10^{-3}$ м [11]; 5 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 0,34$, $\delta = 0,088 \cdot 10^{-3}$ м; \circ, \diamond, \square — эксперимент

Необходимо отметить, что с увеличением размера частиц от $0,032$ до $0,088$ мм профиль $u_p(r)$ становится более пологим (см. рис. 6, кривая 5; рис. 7, кривая 2).

Характер распределения скоростей частиц $\delta = 0,138$ мм практически не зависит от расхода твердой фазы B_p , но с ростом $\chi = 0,65-4,7$ средняя по сечению скорость дисперсной фазы увеличивается, вследствие чего скорость скольжения фаз $u_g(r) - u_p(r)$ уменьшается (см. рис. 7, кривая 3; рис. 8, кривые 3, 4).

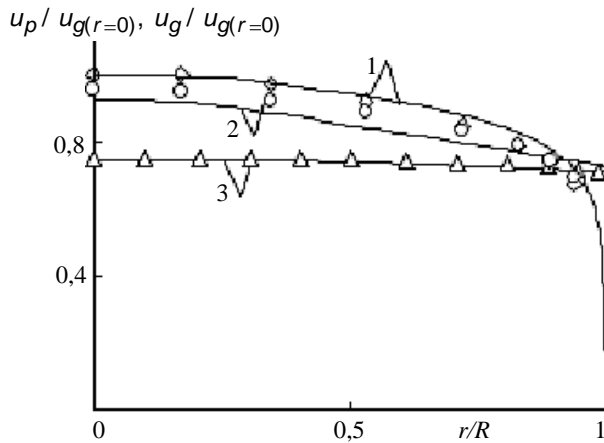


Рис. 7. Распределение осредненных продольных скоростей газа и частиц по поперечному сечению горизонтального потока в сравнении с опытными данными [9]:
 1 — $u_g / u_g(r=0)$; 2 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 0,34$, $\delta = 0,032 \cdot 10^{-3}$ м;
 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 4,7$, $\delta = 0,138 \cdot 10^{-3}$ м; \diamond , \circ , Δ — эксперимент

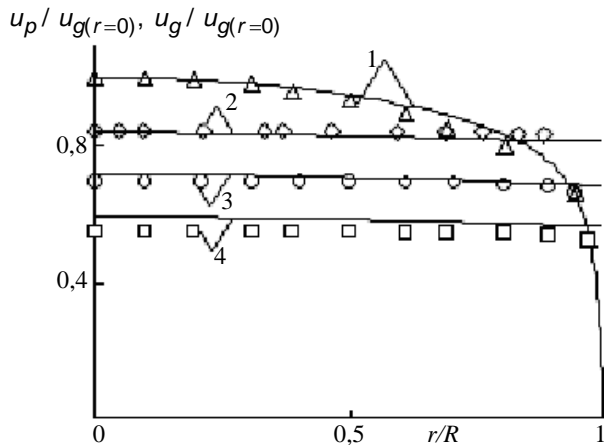


Рис. 8. Профили осредненных продольных скоростей газа и частиц в сравнении с опытными данными [9, 10]:
 1 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 0,65$, $\delta = 0,138 \cdot 10^{-3}$ м; 2 — $u_p / u_g(r=0)$,
 $\chi = 6$, $\delta = 0,067 \cdot 10^{-3}$ м; 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 3$, $\delta = 0,138 \cdot 10^{-3}$ м;
 4 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 0,65$, $\delta = 0,138 \cdot 10^{-3}$ м;
 Δ , \diamond , \circ , \square — эксперимент

В отличие от восходящего течения газозвеси ($\delta = 0,5$ мм), где значения составляющих пульсационной энергии дисперсной фазы $\langle w'_p w'_p \rangle$ и $\langle v'_p v'_p \rangle$ близки, в данном случае ($\delta = 0,138$ мм) поле энергии хаотического движения твердой фазы существенно анизотропно (см. рис. 5, сравниваются кривые 2, 3 и 7, 8).

На рис. 6 показано сопоставление результатов расчета по предлагаемой методике и модели, приведенной в работе [11] (сравниваются кривые 2 и 3; 4 и 5). Видно, что настоящая методика более точно описывает экспериментальные данные [9].

На рис. 8, 9 приведено сравнение результатов расчета течения воздуха со сферическими бронзовыми частицами в горизонтальном осесимметричном канале из нержавеющей стали с эксперимен-

тальными данными [10]: $\delta = 0,067$ мм; $\chi = 1,9$; 6 и 14; $\rho_p = 8500$ кг/м³; $R = 8$ мм; $u_{g,m} = 30,5$ м/с.

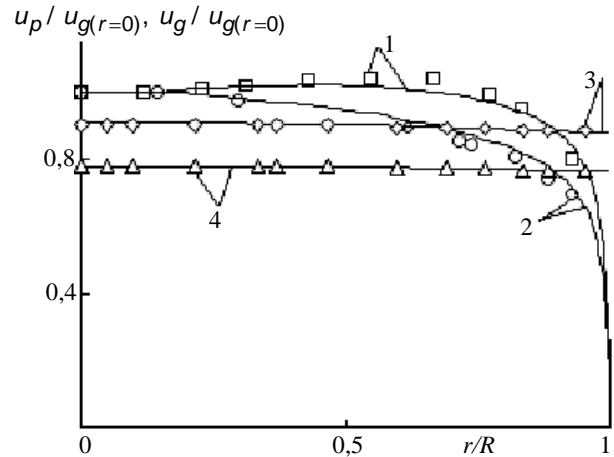


Рис. 9. Распределение осредненных аксиальных скоростей газа и частиц $\delta = 0,067 \cdot 10^{-3}$ м по поперечному сечению горизонтального потока в сравнении с опытными данными [10]:
 1 — $u_g / u_g(r=0)$, $\chi = 14$; 2 — $u_g / u_g(r=0)$,
 $\chi = 1,9$; 3 — $u_p / u_g(r=0)$, $\chi = 14$; 4 — $u_p / u_g(r=0)$,
 $\chi = 1,9$; \square , \diamond , \circ , Δ — эксперимент

Как и в случае восходящего течения крупных (но легких) пластмассовых частиц $\delta = 0,5$ мм (см. рис. 3, кривые 1, 2), здесь также наблюдается четкая зависимость величины u_g от параметра χ , при увеличении которого происходит аналогичная деформация профиля скорости несущей среды (см. рис. 9, сравниваются кривые 1, 2).

На рис. 10—13 представлены расчетные значения аксиальной составляющей пульсационной энергии частиц ($\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; $\chi = 1$; 1,3; 3,2 и 4,2) и объемной концентрации дисперсной фазы ($\delta = 0,032$; 0,044 и 0,088 мм; $\chi = 0,34$ и 0,35) в сравнении с опытными данными [2, 9] и моделью, описанной в [2]. Видно, что во всем диапазоне изменений параметров χ , δ , ρ_p , R и $u_{g,m}$ модель адекватно описывает экспериментальные данные [2, 9].

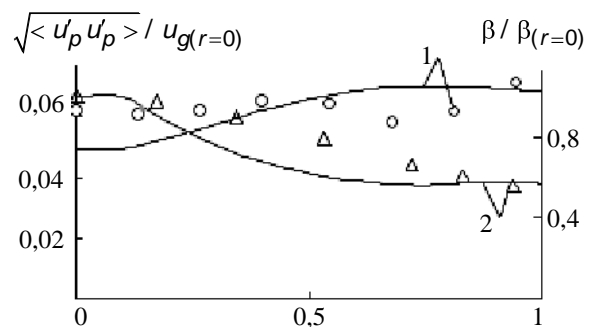


Рис. 10. Профили аксиальной составляющей энергии хаотического движения частиц и их объемной концентрации в сравнении с опытными данными [2, 9]:
 1 — $\sqrt{\langle u'_p u'_p \rangle} / u_g(r=0)$, $\chi = 1$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; 2 — $\beta / \beta(r=0)$,
 $\chi = 0,34$, $\delta = 0,032 \cdot 10^{-3}$ м; \circ , Δ — эксперимент

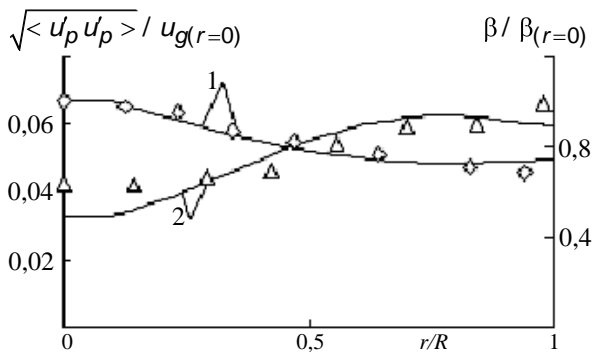


Рис. 11. Распределение объемной концентрации и аксиальной составляющей энергии хаотического движения частиц по поперечному сечению потока в сравнении с опытными данными [2, 9]:

1 — $\beta/\beta(r=0)$, $\chi = 0,34$, $\delta = 0,088 \cdot 10^{-3}$ м; 2 — $\sqrt{\langle u'_p u'_p \rangle} / u_g(r=0)$, $\chi = 3,2$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; \diamond, Δ — эксперимент

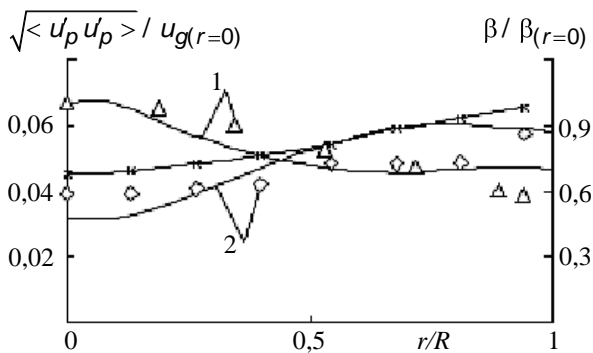


Рис. 12. Распределение объемной концентрации и аксиальной составляющей энергии хаотического движения частиц по поперечному сечению потока в сравнении с опытными данными [2, 9] и моделью L. Sinclair [2]:

1 — $\beta/\beta(r=0)$, $\chi = 0,35$, $\delta = 0,044 \cdot 10^{-3}$ м; 2 — $\sqrt{\langle u'_p u'_p \rangle} / u_g(r=0)$, $\chi = 4,2$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; 3 — $\sqrt{\langle u'_p u'_p \rangle} / u_g(r=0)$, $\chi = 4,2$, $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м [2]; Δ, \diamond — эксперимент

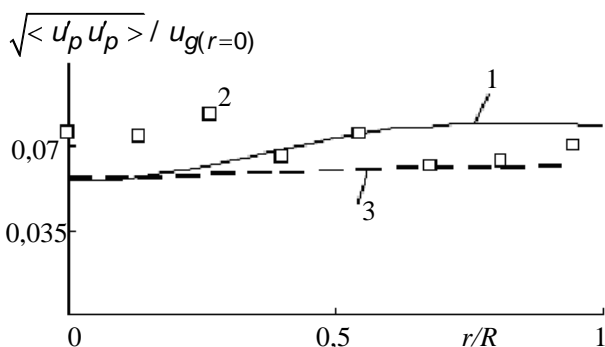


Рис. 13. Распределение аксиальной составляющей энергии хаотического движения частиц $\sqrt{\langle u'_p u'_p \rangle} / u_g(r=0)$ (1) по поперечному сечению восходящего потока в сравнении с опытными данными [2] (2) и моделью L. Sinclair [2] (3) при $\chi = 1,3$ и $\delta = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; \square — эксперимент

Как показывают результаты расчетов, энергия хаотического движения частиц превышает турбулентную энергию газа, кроме пристеночной зоны. При увеличении величины χ происходит значи-

тельное уменьшение хаотической энергии в приосевой зоне за счет роста в этой области концентрации частиц β , а в периферийной зоне наблюдается некоторое уменьшение пульсационной энергии твердой фазы (см. рис. 10, кривая 1; рис. 12, кривая 2).

Обозначения

- A, Q, ψ — коэффициенты;
- B — расход, кг/с;
- b — расстояние между векторами аксиальных скоростей частиц в момент удара, м;
- C, σ — эмпирические постоянные;
- D — диссипация псевдотурбулентной энергии, $\text{м}^2/\text{с}^3$;
- d — радиус сечения столкновений, м;
- e — модуль единичного вектора;
- F — сила, $\text{кг}/(\text{с}^2 \cdot \text{м}^2)$;
- G — генерация турбулентной энергии газа в следах за частицами (псевдотурбулентной энергии), $\text{кг}/(\text{с}^3 \cdot \text{м})$ ($\text{м}^2/\text{с}^3$);
- g — ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$;
- K — коэффициент восстановления скорости при ударе;
- k — кинетическая пульсационная энергия, $\text{м}^2/\text{с}^2$;
- L — коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$;
- M — длина свободного пробега, м;
- m — масса частицы, кг;
- N — частота ударов, 1/с;
- n — счетная концентрация дисперсной фазы;
- P — давление газа, $\text{Н}/\text{м}^2$;
- R — радиус канала, м;
- r, z — радиальная и продольная координаты, м;
- t — время, с;
- u, v, w — осредненные составляющие вектора скорости, м/с;
- U — модуль вектора скорости частицы, м/с;
- V — модуль вектора скорости частицы, м/с;
- β — истинная объемная концентрация частиц;
- δ — диаметр частицы, м;
- ε — диссипация пульсационной энергии газа, $\text{м}^2/\text{с}^3$;
- η — кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$;
- $\theta, \varphi, \omega, \zeta$ — углы;
- ξ — коэффициент аэродинамического сопротивления частицы;
- ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$;
- τ — время динамической релаксации, с;
- $\chi = B_p / B_g$ — расходная концентрация дисперсной фазы;
- $\langle \rangle$ — осреднение по времени (пространству).

Индексы нижние:

- a — сила аэродинамического сопротивления частицы;
- g — газ;
- h — хаотическое движение;
- k — кинетическая пульсационная энергия газа;
- m — среднее значение;
- max — предельное значение;
- n — нормальный;
- p — частица;
- t — турбулентные пульсации;
- τ — тангенциальный;
- φ — трансверсальная координата;
- Σ — сумма;
- 1, 2 — номера частиц;
- I, II — номера вариантов.

Индексы верхние:

- / — пульсационная составляющая при временном осреднении;

- — вектор;
 0 — поступательная скорость частицы 1 после столкновения с частицей 2.

Заключение

Представленная в работе модель, учитывающая турбулентный и псевдотурбулентный механизмы переноса импульса частиц, позволяет корректно описать поведение двухфазного потока в широком диапазоне изменений параметров χ , δ , ρ_p , R и $u_{g,m}$. Результаты численных исследований могут быть полезны при расчетах технических устройств, предназначенных для пневмотранспорта сыпучих материалов.

Литература

1. Ding J., Gidaspow D. A. Bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow//J. AIChE. 1990. V. 36. № 4. P. 523—538.
2. Bolio E. J., Yasuna J. A. and Sinclair J. L. Dilute turbulent gas-solid flow in risers with particle-particle interactions//J. AIChE. 1995. V. 41. № 6. P. 1375—1388.
3. Зайчик Л. И. Кинетическая модель переноса частиц в турбулентных потоках с учетом соударений//ИФЖ. 1992. Т. 63. № 1. С. 44—49.
4. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А., Яценко В. П. Турбулентные течения газозвеси. — Киев: Наукова думка, 1987.
5. Рохман Б. Б. Об уравнениях переноса корреляционных моментов пульсаций скоростей дисперсной фазы на стабилизированном участке осесимметричного двухфазного потока. Уравнения для вторых моментов. Алгебраические соотношения для третьих корреляций//Прикладная физика. 2006. № 2. С. 11—18 (I).
6. Рохман Б. Б., Шрайбер А. А. Математическое моделирование аэродинамики и физико-химических процессов в надслоевом пространстве топки с циркулирующим кипящим слоем//ИФЖ. 1994. Т. 66. № 2. С. 159—167 (II).
7. Бабуха Г. Л., Шрайбер А. А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. — Киев: Наукова думка, 1972.
8. Tsuji Y., Morikawa Y., Shiomi H. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe//Fluid Mech. 1984. V. 139. P. 417—434.
9. Лаатс М. К., Мульги А. С. Экспериментальное исследование кинематической картины мелкодисперсного трубного течения//Турбулентные двухфазные течения. — Таллин, 1979. С. 32—46.
10. Мульги А. С. Экспериментальное исследование течения газа с однородными сферическими частицами в трубе//Там же. С. 47—59.
11. Zaichik L. I., Pershukov V. A., Kozelev M. V., Vinberg A. A. Modeling of Dynamics, Heat Transfer, and Combustion in Two-Phase Turbulent Flows. Isothermal Flow//Experimental Thermal and Fluid Science. 1997. V. 15. P. 291—310 (I).

Статья поступила в редакцию 14 августа 2007 г.

Research of the kinematical picture for a gas-dispersed turbulent flow taking into account impacts of particles themselves and with a wall of an axisymmetric channel

B. B. Rokhman

Institute for Coal Energotechnology, Kiev, Ukraine

The stationary isothermal model of aerodynamics for a biphasic stream in the axisymmetric channel has been constructed taking into account the turbulent and pseudo-turbulent mechanisms of carry of a firm phase pulse. The closed description of movement of a disperse phase at a level of the equations for the second moments pulsating speeds of particles is received. Comparison of results of calculation with experimental data is resulted.

УДК 620.97:669:621:794

Применение метода спектрометрии ядерного обратного рассеяния для контроля изменения состава материалов

О. В. Беспалова, А. М. Борисов, В. Г. Востриков,
 В. С. Куликаускас, Е. А. Романовский, М. В. Серков

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,
 МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Продемонстрированы возможности спектрометрии ядерного обратного рассеяния протонов с энергией 5—8 МэВ для экспертизы и контроля изменения состава различных