

УДК 532.529:532.517.4

© 2004 г. А. И. КАРТУШИНСКИЙ, Э. Э. МИХАЭЛИДЕС, Ю. А. РУДИ

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ГАЗОВЗВЕСИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБАХ И ЭФФЕКТ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ

На базе модели столкновения твердых частиц проведено численное описание особенностей поведения потоков газа с твердой примесью в вертикальных трубах. Модель рассматривает дисперсную фазу как сплошную (эйлерово описание), состоящую из  $N$ -го числа фракций частиц, движущихся со своими собственными линейными и угловыми скоростями, и приводящих к их столкновениям. Введенные коэффициенты эффективной вязкости служат для замыкания уравнений переноса импульса, момента импульса и массы примеси разных фракций частиц. Показано, что учет столкновений частиц разных фракций приводит к удовлетворительному описанию особенностей распределения концентрации частиц, осредненных и пульсационных скоростей газовой фазы в восходящих и нисходящих трубных потоках.

*Ключевые слова:* газ – твердые частицы, межчастичные столкновения, восходящие и нисходящие потоки в круглой трубе.

Разнообразие наблюдаемых в экспериментах физических явлений трудно объяснить, ограничиваясь рассмотрением лишь процессов взаимодействия частиц и среды. К ним относится распределение скорости газа по сечению с ее выпуклой формой, когда максимум скорости находится не на оси течения, а смещен в сторону стенки [1]. Другим примером может служить разнообразие профилей массовой концентрации частиц по сечению трубы, а именно снижение концентрации в направлении стенки, характерное для восходящих трубных течений [2], или ее рост в случае нисходящих потоков [3].

Модель [4] не описывает выпуклость формы профиля скорости газа в двухфазных потоках с умеренной расходной концентрацией частиц до 4 кг частиц/кг воздуха согласно [1]. Такое перераспределение скорости газовой фазы в поперечных сечениях восходящего двухфазного трубного течения в трубе, как показали приведенные здесь результаты расчетов, связано с взаимодействием сформировавшихся концентрационных профилей и скоростного скольжения фаз.

В данной работе модель [5] нашла свое дальнейшее обоснование для численного моделирования особенностей поведения твердых частиц в запыленных потоках газозвеси с умеренными 1–5 кг/кг и малыми расходными концентрациями частиц до 0.05 кг/кг, т.е. в случаях, когда столкновением частиц уже нельзя пренебречь по сравнению с влиянием других силовых факторов (турбулентное взаимодействие фаз, влияние гравитации и т.д.), а также когда им можно пренебречь. Модель апробирована расчетами турбулентных двухфазных потоков в широком диапазоне изменения и других режимных параметров, включая размеры частиц и их физические плотности:  $20 \leq \delta \leq 500$  мкм и  $\rho_p = (1-4) \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

Для описания столкновений частиц здесь используется двухжидкостная модель [5], рассматривающая движение полидисперсной примеси как движение  $N$ -го количества фракций частиц, связанных между собой через столкновительные псевдовязкостные коэффициенты. Это отличает ее от лагранжева подхода, например от стохастической

модели столкновения частиц [6] или теории гранулированных потоков, использующей также эйлеров подход, но с введением максвелловской функции распределения частиц по скоростям [7]. В рамках подхода [5] рассматриваются два механизма соударений частиц со скольжением их скоростей и без – с проскальзыванием поверхностей в момент их соприкосновения, т.е. с их зацеплением [8]. Это позволяет проводить расчеты как с полидисперсной, так и с монодисперсной примесью твердых частиц, что делает модель универсальной. Кроме того, в модели [5] рассматриваются два уровня столкновений, обусловленных различием как в осредненном движении фракций частиц, так и вызванным пульсационным движением частиц из-за их вовлеченности в турбулентное течение. И, наконец, в рамках [5] учитывается обмен импульсов при столкновении частиц не только в поступательном, но и во вращательном движениях. Это важно для корректного описания данного процесса, поскольку его описание, как правило, ограничивается обменом импульсов лишь в поступательном движении частиц, как это делается, например, в [9]. Все это позволило адекватно описать особенности распределения параметров — концентрацию частиц, осредненные и пульсационные составляющие скорости фаз в восходящих и нисходящих трубных потоках.

**1. Уравнения движения и граничные условия.** Предлагаемое численное исследование базируется на использовании столкновительной модели [5], примененной для расчетов двухфазного осесимметричного турбулентного потока газозвеси в восходящих ( $-g$ ) и нисходящих ( $+g$ ) вертикальных трубах. Дисперсная фаза представляет собой полидисперсную примесь, состоящую из трех фракций частиц ( $i = 1, 3$ ), хотя нет ограничений на количество вводимых фракций [5] (увеличение количества фракций ведет лишь к возрастанию трудоемкости процесса вычислений). Для замыкания уравнений движения полидисперсной фазы вводятся псевдовязкостные  $v_{si}^{x, r, \omega}$  и псевдодиффузионные  $D_{ic}$  коэффициенты столкновительного происхождения для каждой из фракций частиц. Распространяя концепцию вихревой вязкости Буссинеска на описание столкновений частиц (в модели учитываются также и пульсации частиц, имеющие турбулентное происхождение), запишем основные соотношения, вводимые для замыкания уравнений движения частиц [5]

$$\langle u'_{si} v'_{si} \rangle = -v_{si}^x \frac{\partial u_{si}}{\partial r}, \quad \langle v_{si}^2 \rangle = -v_{si}^r \frac{\partial v_{si}}{\partial r} + \frac{2}{3} k_{si}$$

$$\langle v'_{si} \omega'_{si} \rangle = -v_{si}^\omega \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r}, \quad \langle \alpha'_{si} v'_{si} \rangle = -D_{ic} \frac{\partial \alpha_{si}}{\partial r}$$

где  $u'_{si}$ ,  $v'_{si}$ ,  $\omega'_{si}$  – пульсационные составляющие скорости частиц в осевом, радиальном и окружном направлениях, рассчитываемые как их разности до и после столкновения частиц, символ осреднения учитывает его по трем координатам:  $\varphi$ ,  $\theta$ ,  $\chi$  [5]. Псевдовязкостные и псевдодиффузионные коэффициенты и кинетическая энергия  $k_{si}$  в результате столкновений частиц вычисляются, как в [5],

$$v_{si}^x = \sum_{j=1, j \neq i}^3 \langle \Delta u_{sij} \Delta v_{sij} \rangle t_{cij}, \quad v_{si}^r = \sum_{j=1, j \neq i}^3 \langle (\Delta v_{sij})^2 \rangle t_{cij}, \quad v_{si}^\omega = \sum_{j=1, j \neq i}^3 \langle \Delta \omega_{sij} \Delta v_{sij} \rangle t_{cij}$$

$$D_{ic} = \sum_{j=1, j \neq i}^3 \langle (\Delta u_{sij})^2 + (\Delta v_{sij})^2 \rangle t_{cij}, \quad k_{si} = \sum_{j=1, j \neq i}^3 \langle \Delta u_{sij}^2 + \Delta v_{sij}^2 \rangle$$

$t_{cij}$  – время межчастичных столкновений, определяемое по разности скоростей сталкивающихся частиц, следуя [10]. Опуская промежуточные выкладки – вывод корреляционных моментов и псевдовязкостных коэффициентов, запишем в приближении двухфазного пограничного слоя уравнения движения фаз

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{r\partial r} = 0 \quad (1.1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\rho \partial x} + \frac{\partial}{\partial r} \left( r(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i C'_{Di} (u - u_{si})}{\tau_i} \quad (1.2)$$

$$u \frac{\partial k}{\partial x} + v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left( r(v_t + v) \frac{\partial k}{\partial r} \right) + v_t \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - v \left( \frac{\partial(\sqrt{k})}{\partial r} \right)^2 + \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i C'_{Di}}{\tau_i} \left\{ [(u - u_{si})^2 + (v - v_{si})^2] - \left( \sum_{x,y} \langle u'_{si} u'_{si} \rangle \right) \right\} - \frac{k^{3/2}}{L_h} \quad (1.3)$$

$$u_{si} \frac{\partial u_{si}}{\partial x} + \left[ v_{si} - (D_{ic} + D_{it} + v_{si}^x) \frac{\partial \alpha_i}{\alpha_i \partial r} \right] \frac{\partial u_{si}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} r v_{si}^x \frac{\partial u_{si}}{\partial r} - \frac{\partial \alpha_i \langle u_{si}^2 \rangle_c}{\alpha_i \partial x} - \frac{\partial r \alpha_i \langle u'_{pi} v'_{pi} \rangle_t}{r \alpha_i \partial r} + \frac{C'_{Di} (u - u_{si})}{\tau_i} + C_{Mi} \Omega_i (v - v_{si}) \pm g \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) \quad (1.4)$$

$$u_{si} \frac{\partial v_{si}}{\partial x} + \left[ v_{si} - (D_{ic} + D_{it} + v_{si}^r) \frac{\partial \alpha_i}{\alpha_i \partial r} \right] \frac{\partial v_{si}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left( r v_{si}^r \frac{\partial v_{si}}{\partial r} - \frac{2}{3} k_{si} \right) - \frac{\partial \alpha_i \langle u'_{si} v'_{si} \rangle_c}{\alpha_i \partial x} - \frac{\partial r \alpha_i \langle v'_{pi} \rangle_t}{r \alpha_i \partial r} + \frac{C'_{Di} (v - v_{si})}{\tau_i} + (u - u_{si}) \left[ C_{Mi} \Omega_i + F_{si} \text{sign} \left( \frac{\partial(u - u_{si})}{\partial r} \right) \right] \quad (1.5)$$

$$u_{si} \frac{\partial \omega_{si}}{\partial x} + \left[ v_{si} - (D_{ic} + D_{it} + v_{si}^\omega) \frac{\partial \alpha_i}{\alpha_i \partial r} \right] \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left( r v_{si}^\omega \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r} \right) - \frac{\partial \alpha_i \langle u'_{si} \omega'_{si} \rangle_c}{\alpha_i \partial x} - \frac{\partial \alpha_i \langle \omega'_{pi} v'_{pi} \rangle_t}{r \alpha_i \partial r} - \frac{C_{\omega i} \Omega_i}{\tau_i} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial(\alpha_i u_{si})}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \alpha_i u_{si})}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (D_{ic} + D_{it}) \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} \quad (1.7)$$

$$v_t = C_{\mu t} \sqrt{k} L_T, \quad \varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L_T}, \quad C_{\mu t} = 0.07 L_T \sqrt{k} \exp \left( -\frac{2.5}{1 + L_T \sqrt{k}/50v} \right) \quad (1.8)$$

$$L_h = \frac{2L_T \lambda}{L_T + \lambda}, \quad \lambda = \delta_\Sigma \left( \left( \frac{\pi \rho_p}{6 \rho \alpha_\Sigma} \right)^{1/3} - 1 \right) \quad (1.9)$$

$$\Omega_i = \omega_{si} - 0.5 \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad C'_{Di} = 1 + 0.15 \text{Re}_{si}^{0.687} \quad (1.10)$$

где  $\nu_t$  – коэффициент турбулентной вязкости,  $C_{\mu}$  – полуэмпирическая функция,  $\epsilon$  – диссипация турбулентной энергии,  $L_h$  – гибридный масштаб турбулентности,  $\lambda$  – межчастичное расстояние и  $L_T$  – макромасштаб турбулентности в однофазном потоке,  $u'_{pi}$ ,  $v'_{pi}$  – пульсационные составляющие скорости частиц турбулентного происхождения,  $\Omega_i$  – разность угловых скоростей фаз,  $C'_{Di}$  – коэффициент отклонения от стоксовского закона сопротивления [11],  $Re_{si}$ ,  $\delta_i$ ,  $\tau_i$  – число Рейнольдса частицы, ее диаметр и время релаксации,  $g$  – ускорение свободного падения,  $C_{Mi}$ ,  $F_{si}$ ,  $C_{\omega i}$  – коэффициенты при подъемных силах Магнуса, Саффмена и вращательного момента, вычисляемые в [12] с учетом поправок на отклонение от стокова обтекания частицы.

Входящие в систему уравнений псевдовязкостные коэффициенты столкновительного происхождения рассчитываются аналитически, следуя модели [5], а эмпирические константы, используемые для их расчетов – это физические параметры – коэффициенты восстановления нормальной  $k_n$  и касательной составляющих скорости сталкивающихся частиц  $\mu_d$  (коэффициент трения), т.е. в столкновительной модели присутствуют только эти две константы. Кроме того, в модели [5] рассматриваются столкновения твердых инерционных частиц, имеющих числа Рейнольдса частицы  $Re_{si} > 10$ : если есть эффект искривления траекторий частиц при их приближении друг к другу, то он не является доминирующим и не препятствует столкновению таких инерционных частиц.

В системе уравнений (1.1–1.10) – это уравнения неразрывности (1.1), импульса (1.2) и турбулентной энергии (1.3), относящиеся к газовой фазе, а уравнения импульса в осевом (1.4), радиальном (1.5) направлениях движения, момента импульса (1.6) и сохранения массы (1.7) относятся к дисперсной фазе и записываются для каждой фракции частиц (индекс  $i$ ). Замыкание уравнений газа осуществляется введением однопараметрической  $k$ -модели [13]. В ней также учитываются обратное влияние частиц на турбулентность через дополнительную генерацию турбулентности – первое слагаемое в фигурных скобках правой части уравнения (1.3); и подавление турбулентности – второе слагаемое, описывающее вовлеченность частиц в пульсационное движение, вычисляемое суммированием четырех корреляций:  $\langle u'u_{pi} \rangle_t$ ,  $\langle u'v_{pi} \rangle_t$ ,  $\langle u'_{pi}v' \rangle_t$ ,  $\langle v'_{pi}v' \rangle_t$ , как это делается в [14].

Последнее слагаемое в уравнении (1.3) описывает рост диссипации турбулентной энергии за счет присутствия частиц в потоке и рассчитывается по гибриднему масштабу турбулентности  $L_h$  (среднегармоническое между интегральным макромасштабом турбулентности  $L_T$  и средним расстоянием между частицами  $\lambda$ ) [13]. Оно связано с подавлением турбулентности из-за присутствия частиц в потоке. В уравнениях (1.4)–(1.6) учитывается также и прямое влияние турбулентности на движение частиц, приводящее к дополнительным напряжениям Рейнольдса в дисперсной фазе [14] и, в частности, к силе турбофореза – третий член в правой части уравнения (1.5). Эти слагаемые отмечены индексом  $t$ . Выражения для напряжений Рейнольдса в дисперсной фазе

$\langle u'_{pi}v'_{pi} \rangle_t$ ,  $\langle v'^2_{pi} \rangle_t$ ,  $\langle \omega'_{pi}v'_{pi} \rangle_t$ , появляющиеся из-за увлечения частиц турбулентными пульсациями среды, а также коэффициент турбулентной диффузии частиц  $D_{it}$  определяются в соответствии с моделью [14]. При вычислении этих слагаемых, следуя полуэмпирической модели [14], здесь также используются известные константы, представленные в соотношениях (1.8)–(1.9). При этом в расчетах используется однопараметрическая модель [13] с одним дифференциальным уравнением турбулентной энергии (1.3) и дополнительными соотношениями (1.8)–(1.9).

Силовые добавки от столкновений частиц описывались коэффициентами  $\nu_{si}^{x,r,\omega}$  и корреляционными моментами  $\langle u_{si}^2 \rangle_c$ ,  $\langle u'_{si}v'_{si} \rangle_c$ ,  $\langle u'_{si}\omega'_{si} \rangle_c$ . При этом диффузия частиц

рассматривалась как суперпозиция двух процессов — турбулентной  $D_{it}$  [14] и столкновительной диффузий частиц  $D_{ic}$  [5]. Важным силовым фактором является учет гравитации, приводящий к скоростному скольжению фаз в осевом направлении движения. Другие силовые факторы — эффект присоединенных масс или сила Бассе в модели не учитывались из-за их малости, характерной для потоков газовзвеси, поскольку отношение плотностей среды и материала частиц имело порядок 0.001. Пренебрежено и влиянием закрутки частиц и связанным с ней воздействием подъемных сил Магнуса и Саффмена на движение газовой фазы из-за предполагаемой малости этих силовых добавок по сравнению с силой вязкого сопротивления. Следовательно в уравнении переноса импульса среды (1.2) в правой части присутствует лишь одна сила вязкого сопротивления, рассчитываемая от суммарного воздействия всех трех фракций частиц на газ.

Начальные условия для дисперсной фазы задаются из условия, что частицы попадают в уже сформировавшееся поле среды с известным начальным скольжением, определяемым параметром  $k_{lag}$ , т.е. в сечении  $x = 0$  имеем

$$u_{si} = k_{lag}u, \quad v_{si} = k_{lag}v, \quad \omega_{si} = k_{lag}(0.5 \operatorname{rot} v)$$

а на оси течения ( $r = 0$ ) учитываются условия симметрии

$$\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial u_{si}}{\partial r} = \frac{\partial \alpha_i}{\partial r} = v = v_{si} = \omega_{si} = 0 \quad (1.11)$$

Для газовой фазы на стенке ( $r = R$ ) ставятся граничные условия прилипания и непроницаемости

$$u = v = k = 0$$

Следуя [15], вводятся условия для дисперсной фазы на стенке:

а) при проскальзывании скоростей частиц  $|u_{si} - 0.5\delta_i\omega_{si}| > 3.5\mu_0(1 + k_n)v_{si}$

$$u_{si}'' = u_{si} + \mu_d \operatorname{sign}(u_{si} - 0.5\delta_i\omega_{si})v_{si}$$

$$\omega_{si}'' = \omega_{si} + \left(5\mu_d \operatorname{sign}(u_{si} - 0.5\delta_i\omega_{si})\frac{v_{si}}{\delta_i}\right), \quad v_{si}'' = k_n v_{si}$$

б) при их отсутствии  $|u_{si} - 0.5\delta_i\omega_{si}| \leq 3.5\mu_0(1 + k_n)v_{si}$

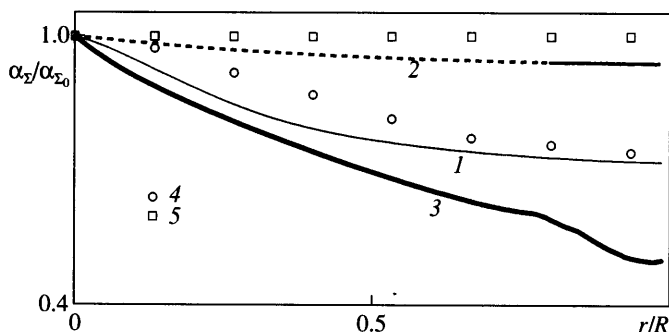
$$u_{si}'' = u_{si} - \frac{2}{7}(u_{si} - 0.5\delta_i\omega_{si}), \quad \omega_{si}'' = \omega_{si} - \frac{10}{7\delta_i}(u_{si} - 0.5\delta_i\omega_{si}), \quad v_{si}'' = k_n v_{si}$$

Тогда конечные значения линейных и угловых составляющих скоростей вычисляются так:  $u_{si} = 0.5(u_{si}'' + u_{si})$ ,  $\omega_{si} = 0.5(\omega_{si}'' + \omega_{si})$ ,  $v_{si} = 0.5(v_{si}'' + v_{si})$ , где  $v_{si}''$  — значение параметров после столкновения частиц.

Если на стенке  $v_{si} \leq 0$  (частицы не попадают на стенку), то ставятся граничные условия градиентного типа для осевой и угловой составляющих скорости (условия скольжения)

$$u_{si} = -\gamma_i \frac{\partial u_{si}}{\partial r}, \quad \omega_{si} = \gamma_i \frac{\partial \omega_{si}}{\partial r}, \quad v_{si} = 0$$

где  $\gamma_i$  — длина свободного пробега частицы. Знак минус перед производной указывает на уменьшение линейной составляющей скорости вблизи стенки, и, наоборот, увели-



Фиг. 1. Профили массовой концентрации в восходящем потоке в трубе: 1, 2 – со столкновением частиц 5 и 1 кг/кг, 3 – без столкновений 5 кг/кг; 4, 5 – эксперимент 5, 1 кг/кг

чение ее угловой составляющей скорости. И, наконец, для концентрации на стенке – условие непроницаемости ( $r = R$ )

$$\alpha_i v_{si} = (D_{ic} + D_{it}) \frac{\partial \alpha_i}{\partial r}$$

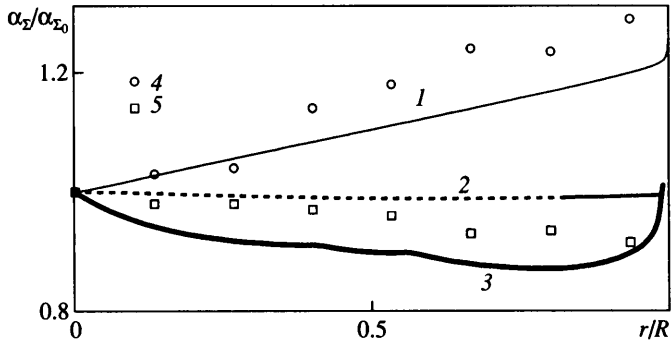
приводящее совместно с граничным условием на оси (1.11) к условию сохранения суммарной массы частиц в потоке.

**2. Результаты.** Для описания особенностей распределения массовой концентрации частиц и осевых и пульсационных составляющих скорости несущей фазы, экспериментально наблюдаемых в восходящих [1, 2] и нисходящих [3] течениях, проводилось численное моделирование потока газ – твердые частицы в круглых трубах. Наиболее исчерпывающая экспериментальная информация представлена в [1], где приведены распределения осредненных осевых и пульсационных составляющих скорости обеих фаз при отсутствии данных по распределению концентрации, а в [2, 3] представлены экспериментальные данные, главным образом, по распределению концентрации частиц.

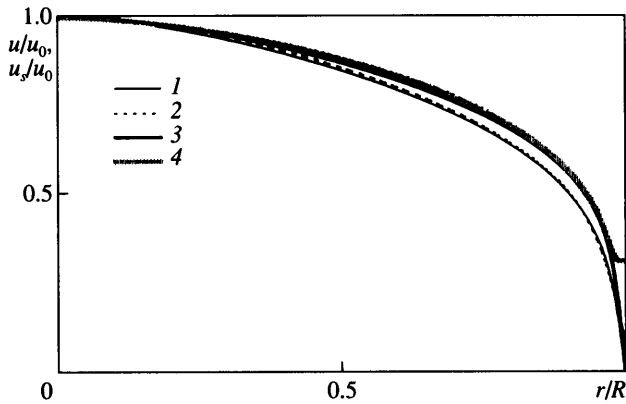
Для описания особенностей распределения массовой концентрации частиц в восходящем потоке в трубе проводили численное моделирование на базе уравнений (1.1)–(1.10) и результаты сравнивали с экспериментами [2], где в качестве частиц использовали стеклянные шарики ( $\rho_p = 25 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ) размером 62 мкм [2] при массовых загрузках 1 и 5. Для нисходящих трубных потоков результаты расчетов сопоставлены с экспериментами [3], использующими частицы корунда ( $\rho_p = 39.6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ); размеры частиц 23 и 60 мкм в условиях слабозапыленности потока при его массовой загрузке 0.05.

Распределения концентрации стеклянных шариков по сечению в восходящем трубном потоке ( $D = 25.4 \text{ мм}$ ,  $Re = 24500$ ) [2] показаны на фиг. 1, где суммарная массовая концентрация всех трех фракций частиц отнесена к значению на оси. С ростом загрузки потока профили концентрации становятся неравномерными с уменьшением концентрации в направлении стенки. При этом, как показали расчеты, если учесть столкновения частиц, то это приведет к выравниванию этих профилей и лучшему совпадению их с экспериментом. Это связано с влиянием дополнительного механизма диффузии частиц, обусловленного их столкновением.

Распределение концентрации по сечению, но уже в нисходящем трубном потоке ( $D = 35.4 \text{ мм}$ ) при средней скорости потока  $u = 14 \text{ м/с}$  [3] на фиг. 2 показывает, что мелкие частицы ( $\delta = 23 \text{ мкм}$ ) в таком нисходящем потоке концентрируются у стенки, а более крупные ( $\delta = 60 \text{ мкм}$ ) равномерно распределены. Более того, из сравнения



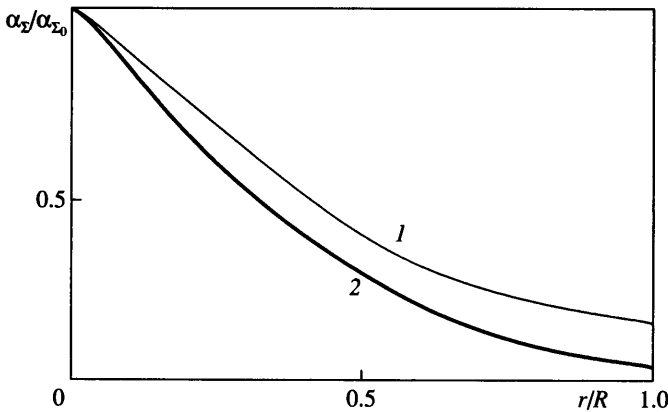
Фиг. 2. Профили массовой концентрации в нисходящем потоке в трубе: 1, 2 – со столкновением частиц 23 и 60 мкм, 3 – без столкновений – 60 мкм; 4, 5 – эксперимент 23, 60 мкм



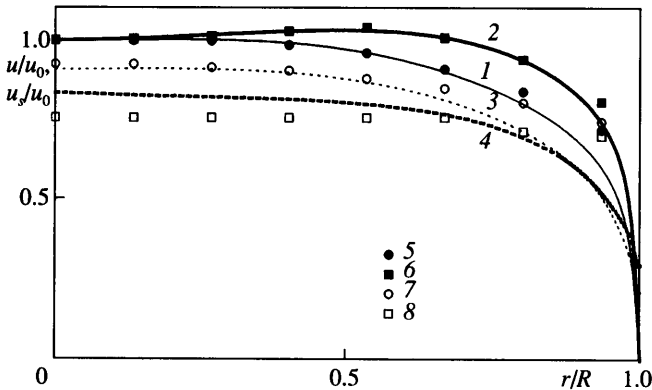
Фиг. 3. Профили осевых составляющих скоростей газа и частиц в нисходящем потоке трубы: 1, 2 – газ, частицы с  $\delta = 23$  мкм; 3, 4 – газ, частицы с  $\delta = 60$  мкм

поведения кривых 2 и 3, полученных с учетом столкновений частиц и без (фиг. 2), видно, что в обоих случаях распределения массовой концентрации частиц близки, т.е. расчет описывает наблюдаемые тенденции и, кроме того, указывает на то, что для слабозапыленных потоков столкновения уже не играют существенной роли. Иными словами, столкновительная модель описывает плавный переход к более простому случаю течения – бесстолкновительному движению частиц в трубе. На фиг. 3 приведены скорости обеих фаз для двух размеров частиц:  $\delta = 23$  и 60 мкм – в случае слабозапыленного потока (скорости обеих фаз обезразмерены на скорость газа на оси течения  $u_0$ ). Для нисходящего потока на установившемся участке течения частицы опережают газ (фиг. 3).

Проведены также численные расчеты с полистириновыми (легкими) частицами ( $\rho_p = 10.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ ) в восходящем потоке в трубе ( $D = 30.5$  мм,  $u = 10.7$  м/с) и сравнены с экспериментами [1]. Для этого выбраны два наиболее интересных режима течения: с размерами  $\delta = 243$  и 501 мкм частиц при нагрузках потока 1.9 и 3.4 соответственно. Режим с выпуклым профилем скорости газа – с максимумом скорости между стенкой и осью течения, наблюдался лишь при движении крупных частиц 501 мкм. Вычисления показали, что, чем крупнее частицы, тем более острый профиль их кон-



Фиг. 4. Профили концентрации частиц в нисходящем потоке трубы: 1, 2 –  $\delta = 243, 501$  мкм



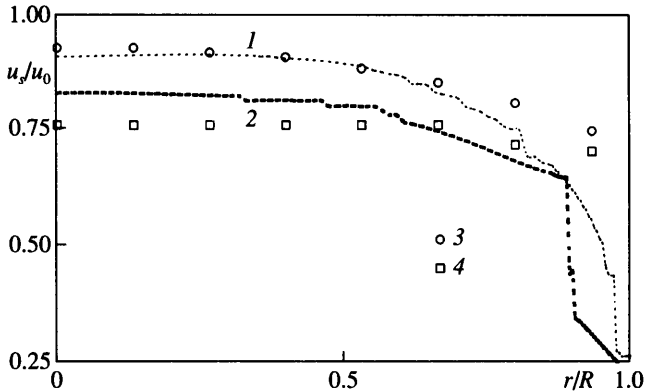
Фиг. 5. Профили осевой составляющей скорости газа (1, 2) и частиц (3, 4): 1, 3, 5, 7 –  $\delta = 243$  мкм; 2, 4, 6, 8 –  $\delta = 501$  мкм; 5–8 – эксперимент

центрации образуется (фиг. 4) и тем больше скоростное скольжение (фиг. 5). Под действием подъемных сил крупные частицы интенсивнее мигрируют к оси, приводя к уменьшению концентрации вблизи стенки трубы. Частицы воздействуют на газ, заставляют его двигаться к стенке, где их меньше, снижая тем самым сопротивление в пристенной области течения. Расчеты, не учитывающие столкновения частиц (фиг. 6), привели к резкому изменению скорости частиц вблизи стенки – отсутствию плавного изменения по сечению, что не соответствует физической картине течения, т.е. учет столкновений частиц более адекватно описывает изменение их скоростей вблизи стенки.

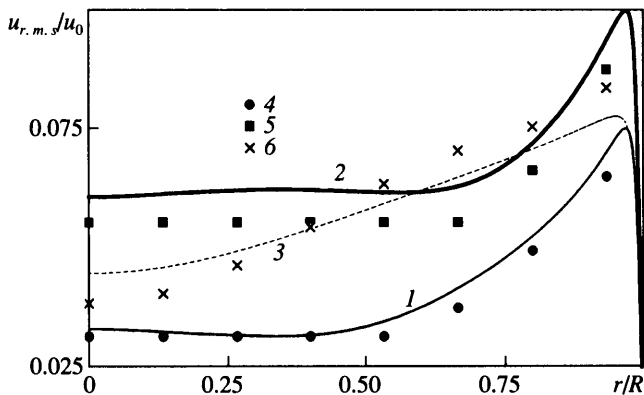
Проводя сравнение расчетов с экспериментами по распределению интенсивности турбулентности в двух- и однофазных потоках (фиг. 7), видно, что модель адекватно описывает влияние частиц на турбулентность среды. Так, крупные частицы дополнительно генерируют турбулентность, повышая ее уровень интенсивности (кривая 2 на фиг. 7) относительно однофазного потока (кривая 3), а мелкие, наоборот, ее подавляют (кривая 1), подтверждая качественно и количественно результаты опытов [1].

**Заключение.** Используя модель замыкания уравнений полидисперсной фазы, удалось адекватно описать особенности распределений массовых концентраций частиц в





Фиг. 6. Профили осевой скорости частиц в нисходящем потоке в отсутствие столкновений: 1, 2 –  $\delta = 243, 501 \mu\text{м}$ ; 3, 4 – эксперимент



Фиг. 7. Распределение интенсивности турбулентности в нисходящем потоке: 1, 2 –  $\delta = 243, 501 \mu\text{м}$ , 4, 5 – эксперимент; 3, 6 – для чистого потока расчет и эксперимент

восходящих и нисходящих трубных потоках с твердыми частицами различных размеров и физических плотностей, расходных концентраций, выявить особенности распределения скоростей газовой фазы с выпуклой формой, а также влияние частиц на турбулентность среды. Показано, что это оказалось возможным, благодаря учету эффекта столкновений частиц. В дальнейшем модель можно использовать для расчетов высококонцентрированных потоков газа с твердыми частицами, в которых эффект столкновений частиц играет доминирующую роль.

Работа выполнена при поддержке гранта № 5866 Эстонского фонда науки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsuj Y., Morikawa Y., Shiomi H. LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe // J. Fluid Mech. 1984. V. 139. P. 417–434.
2. Kramer T. J., Depew C. A. Experimentally determined mean flow characteristics of gas-solid suspensions // ASME J. Basic Enging. 1972. V. 94. № 2. P. 492–500.
3. Frishman F., Kartushinsky A., Shcheglov I. Diffusion anomalies of solid particles in turbulent flows // Proc. Estonian Acad. Sci. Phys. Math. 1993. V. 42. № 3. P. 242–250.

4. *Louge M. Y., Mastorakos E., Jenkins J. T.* The role of particle collisions in pneumatic transport // *J. Fluid Mech.* 1991. V. 231. P. 345–359.
5. *Kartushinsky A., Michaelides E.* An analytical approach for the closure equations of gas-solid flows with inter-particle collisions // *Intern. Multiphase Flow.* 2004. V. 30. № 2. P. 159–180.
6. *Sommerfeld M., Zivkovic G.* Recent advances in the numerical simulation of pneumatic conveying through pipe systems // *Computational Methods Applied Science.* Amsterdam: Elsevier, 1992. P. 201–212.
7. *Gidaspow D.* Multiphase flow and fluidization. San-Diego, CA: Acad. Press INC, 1994. 467 p.
8. *Crowe C., Sommerfeld M., Tsuji Y.* Multiphase flows with droplets and particles. Boca Raton, Florida: CRC Press, 1998. 471 p.
9. *Moreau M., Fede P., Simonin O., Villedieu P.* Monte Carlo simulation of colliding particles suspended in gas-solid homogeneous turbulent shear flows // *Proc. 4th ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conf., Honolulu, Hawaii, USA, 2003.* FEDSM2003-45736.
10. *Marble F. E.* Mechanism of particle collision in one-dimensional dynamics of gas-particle mixtures // *Phys. Fluids.* 1964. V. 7. № 8. P. 1270–1282.
11. *Schiller L., Naumann A.* Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung // *VDI Zeitschs.* 1933. V. 77. H. 12. P. 318–320.
12. *Yamamoto Y., Potthoff M., Tanaka T., Kajishima T., Tsuji Y.* Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel: effect of considering inter-particle collisions // *J. Fluid Mech.* 2001. V. 442. P. 303–334.
13. *Crowe C. T., Gilland I.* Turbulence modulation of fluid-particle flows — a basic approach // *3rd Intern. Conf. Multiphase Flows.* Lyon, 1998.
14. *Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П.* Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наук. думка, 1987. 239 с.
15. *Matsumoto S., Saito S. J.* Monte Carlo simulation of horizontal pneumatic conveying based on the rough wall model // *Chem. Engng. Japan.* 1970. V. 3. № 2. P. 223–230.

Таллин

Поступила в редакцию  
12.И.2004