

УДК 544.77

ОСНОВЫ РАСЧЕТА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ С МОНОДИСПЕРСНЫМИ КРУПНЫМИ ТВЕРДЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТРУБАХ

Кондратьев А.С., Нья Т.Л.

*Московский государственный машиностроительный университет (МАМИ),
Москва, e-mail: ask41@mail.ru*

Модель расчета двухфазного потока основывается на предположении А. Фортье, что если размер твердых частиц примерно равен или превосходит линейный масштаб турбулентности потока, то частицы движутся по траекториям, на которые не влияет мелкая турбулентная структура окружающей жидкости. В рамках этой модели скорость частицы определяется по методу Лагранжа, считая процесс движения установившимся. Принимается, что на частицы действует сила тяжести, сила Архимеда, сила Магнуса и сила Сафмана. Величины сил Магнуса и Сафмана рассчитываются с учетом известных по литературе поправочных функций. Принимается также, что процесс радиального распределения твердых частиц определяется одномерным уравнением диффузии. Коэффициент турбулентной диффузии твердых частиц определяется как произведение турбулентной диффузии жидкости, умноженной на поправочный коэффициент, зависящий от массы твердой частицы. Турбулентное трение в двухфазной среде определяется на основе формулы Прандтля с введением поправки на влияние дисперсной твердой фазы. Последние две поправочные зависимости ранее успешно использовались при расчете горизонтальных двухфазных смесей. Поскольку рассматривались монодисперсные частицы, предполагалось также, что столкновения между частицами не происходит. Получены расчетные соотношения, позволяющие определить локальные гидродинамические параметры потока (распределение концентрации твердой фазы, скорости частиц и жидкости), на основании которых рассчитываются интегральные характеристики двухфазного потока (средняя концентрация, средняя скорость движения двухфазной среды) при движении смесей жидкости и монодисперсных крупных твердых частиц в вертикальных трубах. Проведено сравнение с опубликованными экспериментальными данными методом расчета, основанном на представлениях кинетической теории турбулентных гранулированных потоков с использованием коммерческого программного продукта ANSYS CFX-4-4. Результаты сравнения показали, что для частиц плотностью 2650 кг/м³ с размером 470 мкм при объемной доле твердой фазы 0,087 и 0,278 и средней скорости 2,6 м/с несколько лучше соответствие с опытом наблюдается при использовании опубликованного метода расчета. Для частиц с размером 1700 мкм при объемной доле твердой фазы 0,085 и 0,177 и скорости 2,8 м/с лучшее соответствие с опытом наблюдается при использовании предложенного метода расчета, а известный метод расчета дает зависимости, качественно отличающиеся от опытных данных.

Ключевые слова: монодисперсные крупные твердые частицы, концентрация твердой фазы, потери на трение, объемный расход

THE BASIC OF CALCULATION OF HYDRODYNAMIC PARAMETERS IN THE MOTION OF FLUID WITH MONODISPERSE OF COARSE SOLID PARTICLES IN VERTICAL PIPES

Kondratiev A.S., Nha T.L.

Moscow State University of Mechanical Engineering (MAMI), Moscow, e-mail: ask41@mail.ru

Model calculation of two-phase flow is based on the assumption A. Fortier, that if the solid particle size approximately equal or exceeds the linear scale turbulence, the particles move along the trajectory, which does not affect the surrounding small turbulent fluid structure. Under this model the particle velocity is determined by the Lagrangian method, considering the process of movement established. It is accepted that the force of gravity, the Archimedes force, Magnus force and Safman force acts on the particles. The values of the Magnus forces and the Safman forces calculated based on known literature correction functions. It is also assumed that the process of the radial distribution of solids is determined by the one-dimensional diffusion equation. The coefficient of turbulent diffusion of solid particles is defined as a product of the turbulent diffusion of fluid multiplied by a correction factor depending on the weight of the solid particles. Turbulent friction factor in the two-phase medium is determined by on the basis of the formula with the introduction Prandtl correction for the dispersed solids. The last two correction depending previously been successfully used in the calculation of the horizontal two-phase mixtures. As we considered monodisperse particles, as it was assumed that collisions between particles does not occur. The calculated ratio, for determining the local hydrodynamic flow parameters (concentration distribution of solids particles and liquid velocity), on the basis which is calculated of the integral characteristics of the two-phase flows (average concentration, the average velocity of the two-phase medium) during the motion of fluid mixtures and monodisperse large solid particles in vertical pipes. A comparison with published experimental data and the method of calculation, based representations of turbulent kinetic theory of granular flows using ANSYS CFX-4-4 software. The results of the comparison showed that the particle density of 2650 kg/m³ with a size of 470 microns with the solid phase volume fraction of 0,087 and 0,278 and an average speed of 2,6 m/s somewhat better agreement with experiment is observed when using the published method of calculation. For particles with a size of 1700 mm at a volume fraction of solids 0,085 and 0,177, and velocity 2,8 m/s the best agreement with experiment is observed when using the proposed method of calculation and the known method of calculation gives the dependence is qualitatively different from the experimental data.

Keywords: monodisperse of coarse solid particles, the concentration of solids, friction loss, the volume flow

В работе [3] построена физико-математическая модель движения мелких монодисперсных твердых частиц в потоке ньютоновской жидкости в вертикальных трубах, основанная на представлении, что линейный масштаб турбулентно-

сти λ_i существенно больше диаметра частиц d , то есть $\lambda_i \gg d$ [1]. В данной работе рассматривается другой предельный случай, а именно, принимается, что размер частиц порядка или более линейного масштаба турбулентности, то есть $\lambda_i \leq d$ [1]. Величину максимального линейного масштаба λ_i определим выражением, приведенным в [1]:

$$\lambda_i = 0,03R, \quad (1)$$

где R – характерный размер потока в поперечном направлении – радиус трубы.

В работе [1] отмечается, что в этом случае крупные частицы «движутся по траекториям, на которые не влияет мелкая турбулентная структура окружающей жидкости». На основании этого представления, при анализе смеси жидкости с крупными твердыми частицами, исключим из рассмотрения силу турбофореза F_{fp} , поскольку причиной возникновения силы турбофореза является наличие мелкомасштабных турбулентных пульсаций потока.

Силы F_p , F_A , F_g и F_{ru} определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} F_p &= (\pi d^3/6)(-dP/dx); \\ F_A &= (\pi d^3/6)g\rho; \\ F_g &= (\pi d^3/6)g\rho_p; \\ F_{ru} &= (\pi d^2/8)\rho(U_f - U_p)^2 f^2 c_{fu}, \quad (2) \end{aligned}$$

где d – диаметр частицы; $(-dP/dx)$ – составляющая градиента давления, действующая на твердую частицу в направлении движения, в рассматриваемом случае вверх; ρ и ρ_p – плотность жидкости и материала твердых частиц, соответственно; g – ускорение силы тяжести; U_f и U_p – скорости дви-

жения жидкости и частиц в направлении движения потока вверх; f – коэффициент стесненности, учитывающий стесненное движение жидкости в межчастичном пространстве; c_{fu} – коэффициент гидравлического сопротивления сферической частицы; коэффициента стесненности f определяется выражением [3]:

$$f = \left[1 - \pi(6\phi/\pi)^{2/3}/4 \right]^{-1/2},$$

где ϕ – объемная доля частиц твердой фазы; c_{fu} – коэффициент гидравлического сопротивления сферической частицы.

Считая процесс движения установившимся в соответствии с методом Лагранжа уравнение, определяющее скорость движения частицы относительно жидкости, записывается в виде баланса сил, действующих на твердую частицу:

$$F_p + F_A - F_g = F_{ru}. \quad (3)$$

Коэффициент гидравлического сопротивления c_{fu} определяется по формуле Озеена:

$$c_{fu} = 24/\text{Re}_{pu} + 4,5; \quad (4)$$

где $\text{Re}_{pu} = (U_f - U_p) f d / \underline{\nu}_p$ – число Рейнольдса, определенное по фактической скорости стесненного движения жидкости в межчастичном пространстве $(U_f - U_p) f$, диаметру частицы d и кинематической вязкости двухфазного потока, определяемой по формуле

$$\underline{\nu}_p = \underline{\nu}(1 - \phi/0,65)^{-1,675},$$

где $\underline{\nu}$ – кинематическая вязкость несущей жидкости; числа 0,65 и 1,675 – эмпирические коэффициенты [4].

Подставляя приведенные выражения в (3), получим

$$\begin{aligned} (U_f - U_p) f &= \left[144 \underline{\nu}_p^2 / (4,5 \times d)^2 + (16/(3 \times 4,5)) d \left((v_\tau^2/D) - g(\rho_p/\rho - 1) \right) \right]^{1/2} - \\ &- 12 \underline{\nu}_p / (4,5 \times d) \quad (5) \end{aligned}$$

где $v_\tau = [(-dP/dx)D/4/\rho]^{1/2}$ – динамическая скорость, D – диаметр трубопровода.

Если число Рейнольдса значительно отличается от 4,5, то в выражении (5), вместо постоянного коэффициента 4,5 следует использовать величину $[53/(32 + \text{Re}_{pu}) + 0,44]$,

и расчет по формуле (5) ведется путем итераций.

В работе [3] показано, что если использовать гипотезу Прандтля о распределении турбулентного трения с введением поправки на присутствие в потоке твердых частиц, то выражение для профиля скорости записывается в виде

$$U_f/v_\tau = N_\Delta + \int_\Delta^y \left\{ (1-y/R) / \ell_f^2 / \left[1 - \varphi + (\rho_p/\rho)(k_p f)^2 \varphi \right] \right\}^{1/2} dy. \quad (6)$$

где N_Δ – относительная скорость двухфазной среды на расстоянии толщины приповерхностной зоны течения; Δ – толщина приповерхностной зоны движения двухфазной среды; y – расстояние от поверхности нижней образующей трубы;

$$\ell_f = 0,14 - 0,08(1-y/R)^2 - 0,08(1-y/R)^4 -$$

длина пути смешения жидкости; y – расстояние от поверхности трубы; k_p – коэффициент, определяемый отношением усредненного квадрата пульсационной скорости частицы к усредненному квадрату пульсационной скорости жидкости [3] при характерной частоте, определяющей теоретическое значение нестационарной скорости осаждения частиц под действием силы тяжести [1].

Величина N_Δ определяется зависимостью [5]

$$N_\Delta = N_w + 8,5(\varphi_\Delta / \varphi_{\max})^{2/3}, \quad (7)$$

где $N_w = 10,35 = (11,6 + 8,5) / 2$ – среднее значение для поверхности трубы действительная степень шероховатости, которой неизвестна; φ_Δ – объемная доля частиц на расстоянии Δ от стенки трубы; φ_{\max} – максимальная объемная доля твердых частиц, соответствующая предельно шероховатой поверхности. Например, если сферические частицы и расположены в виде простой кубической решетки, то $\varphi_{\max} = \pi/6$. Если же частицы имеют форму откалиброванных песчинок, например, кубической формы, то $\varphi_{\max} = 1$. В формуле (7) второй член в правой части учитывает проскальзывание (скачок скорости) на «поверхности шероховатого квазитвердого тела», образованного движущимся придонным слоем твердых частиц ближайшего к поверхно-

сти, со стороны, обращенной к поверхности трубы [5].

Величина Δ определяется как сумма толщин подслоев жидкости на поверхности стенки трубы и диаметра частиц d : $\Delta = \delta + d$, где $\delta = N_w \cdot y_p / v_\tau$.

В работе [3] показано, что при установившемся осесимметричном движении взвешенного потока, распределение объемной концентрации твердой фазы в поперечном направлении определяется выражением

$$\varphi = \varphi_0 \exp \left[- \int_R^{R-y} V_p / D_p dy \right], \quad (8)$$

где φ_0 – объемная концентрация твердой фазы на оси трубы; V_p – скорость перемещения частиц в горизонтальном направлении; D_p – коэффициент диффузии твердых частиц в жидкости.

Средняя по поперечному сечению трубы объемная доля частиц твердой фазы определяется выражением

$$\varphi_m = \left(2 / R^2 \right) \int_R^0 \varphi (R-y) dy; \quad (9)$$

где φ_m – средняя объемная концентрация частиц твердой фазы.

Выражение коэффициента турбулентной диффузии для частиц D_p можно представить в виде зависимости [2]

$$D_p = D_f \left[1 - \varphi + (\rho_p / \rho + 1/2) (k_p f)^2 \varphi \right]; \quad (10)$$

где коэффициент диффузии жидкости D_f определяется эмпирическим выражением

$$D_f = 0,3418 R v_\tau (y/R) / \left[1 + 3,14 (y/R)^2 \right]. \quad (11)$$

В поперечном, горизонтальном направлении на движущиеся частицы действует сила Магнуса:

$$F_M = (\pi d^3 / 6) \rho (U_f - U_p) f (d(U_f f) / dy) k_M, \quad (12)$$

где $d(U_f f) / dy$ – градиент скорости жидкости при стесненном обтекании твердых частиц; y – расстояние от поверхности; k_M – поправочная функция для силы Магнуса.

Сила Сафмана также действует в горизонтально направлении:

$$F_S = 1,615 d^2 \rho v_p^{1/2} (U_f - U_p) f (d(U_f f) / dy)^{1/2} k_S; \quad (13)$$

где k_S – поправочная функция для силы Сафмана.

На основе проведенного анализа рекомендуется использовать следующие поправочные зависимости.

Для величины k_M для диапазона $0,5 < Re_p < 140 \times 10^3$; $0,1 < \Gamma < 7$ [6];

$$k_M = (4/3) (1 + c \times Re_p) / (a + b \times Re_p), \quad (14)$$

где $a = 1,333 - 0,061 \times \Gamma + 0,029 \times \Gamma^2$, $b = (5,9 + \Gamma) / (39 + 4,6 \times \Gamma)$, $c = 1 / (25 + 21 \times \Gamma)$.

$Re_p = |U_f - U_p|d/\nu$ – поступательное число Рейнольдса частицы; $Re_\omega = \omega d^2/\nu$ – вращательное число Рейнольдса; ω – угловая скорость вращения частицы относительно окружающей среды; в случае если жидкость в поперечном сечении потока не вращается, то принимается, что $\omega = d(U_f f)/dy$, а $\Gamma = 0,5Re_\omega/Re_p$ – число вращения.

Для величины F_s , при использовании в качестве параметра, определяющего диапазон использования рекомендуемых зависимостей, величины $\varepsilon = Re_s^{1/2}/Re_p$, где $Re_s = [d(U_f f)/dy]d/\nu$ – число Рейнольдса частицы, определенное по скорости сдвига жидкости, используются следующие зависимости [9]:

$$k_s = \begin{cases} -140 \varepsilon^5 \ln(\varepsilon^2); & \text{при } \varepsilon < 0,025; \\ 0,3 \{1 + \tanh[2,5 \log_{10}(\varepsilon + 0,191)]\} \times & \text{при } 0,025 < \varepsilon < 5; \\ \times \{0,667 + \tanh[6(\varepsilon - 0,32)]\}; & \\ 1 - 0,287\varepsilon^2 & \text{при } \varepsilon > 5; \end{cases} \quad (15)$$

Из последней зависимости следует, что величина k_s знакопеременна, а значит, направление действия силы Сафмана может изменяться на противоположное направление.

Сила гидродинамического сопротивления в горизонтальном направлении, подобно выражению, приведенному в (2), определяется выражением

$$F_{rv} = (\pi d^2/8)\rho V_p^2 f^2 c_{fv}, \quad (16)$$

где V_p – скорость движения частицы в горизонтальном направлении; c_{fv} – коэффициент гидравлического сопротивления, определяемый по скорости $V_p f$; рассчитывается по формуле (4) с соответствующей заменой величины Рейнольдса Re_{pu} на $Re_{pv} = (V_p f)d/\nu_p$.

Скорость движения твердых частиц в поперечном направлении V_p определим

$$V_p = \{144\underline{\nu}_p^2 / (4,5 \times df)^2 + [4d(U_f - U_p)f(d(U_f f)/dy) / 3k_M + \\ + 12,92\underline{\nu}_p^{1/2}(U_f - U_p)f(d(U_f f)/dy)^{1/2} / \pi^2 k_s] / (4,5 \times f^2)\} - 12\underline{\nu}_p / (4,5 \times df). \quad (18)$$

Если второй член в аналоге формулы (4) существенно отличается от 4,5, то также используется рассмотренный выше итерационный процесс вычислений.

При известном распределении скорости жидкости, рассчитанном по формуле (6), рассчитываются распределения скоростей твердых частиц по формуле

$$U_p = U_f - \{[144\underline{\nu}_p^2 / (4,5 \times df)^2 + 16 / (3 \times 4,5)d((\underline{\nu}_p^2/D - g(\rho_p/\rho - 1))]^{1/2} - \\ - 12\underline{\nu}_p / (4,5 \times df)\} / f. \quad (19)$$

Объемный расход жидкой и твердой фаз рассчитывается по формулам:

$$Q_f = 2\pi \int_0^R U_f (R - y)(1 - \varphi) dy, \quad (20)$$

$$Q_p = 2\pi \int_0^R U_p (R - y)\varphi dy. \quad (21)$$

Суммарный объемный расход взвешенного потока равен $Q = Q_f + Q_p$.

Средняя объемная скорость равна

$$U_m = Q / (\pi R^2). \quad (22)$$

При движении в вертикальных каналах общий перепад давления должен включать изменение потенциальной энергии при перемещении двухфазного потока, поэтому общий перепад давления равен

$$\begin{aligned} (-dP/dx)_\Sigma &= (-dP/dx) \pm \\ &\pm g [\rho(1 - \varphi_m) + \rho_p \varphi_m]. \end{aligned} \quad (23)$$

В выражении (23) знак + относится к случаю движения двухфазного потока снизу вверх, а знак – к движению в обратном направлении.

При заданных градиенте давления и средней объемной доли твердых частиц и их размере приведенные соотношения позволяют рассчитать все локальные характеристики взвешенного потока монодисперсных твердых частиц, включая профили скорости жидкости и твердых частиц и поперечное распределение объемной доли частиц, и интегральные величины двухфазного потока: среднюю скорость и суммарную объемную долю твердых частиц. Порядок вычислений следующий. задается произвольное значение концентрации твердой фазы, например, на оси потока, φ_0 . Далее итеративным путем определяются все характеристики двухфазного потока на некотором малом расстоянии dy . После нахождения локальных значений скоростей и объемных долей частиц, определяются интегральные показатели двухфазного потока U_m и φ_m . При необходимости расчет повторяется при новом значении φ_0 . Расчет завершается при малом (допустимом) отличии значений φ_m от заданного значения.

В случае если движение взвешенного потока направлено вниз, то силы, определяемые градиентом давления в жидкости F_p и тяжести F_g , направлены вниз, а сила Архимеда F_A – вверх, и этом случае частицы опережают жидкость, в соответствии с чем преобразуются приведенные выше выражения.

Изложенный метод расчета позволяет определить полный набор характеристик монодисперсного взвешенного потока без привлечения каких-либо коррелирующих эмпирических зависимостей, определяемых из сопоставления опытных и расчетных данных по гидродинамике двухфазного потока.

В рамках сформулированной проблемы проанализируем экспериментальные данные работы [10], в которой приведены опытные данные по движению смеси воды с частицами песка размером 470 мкм и 1700 мкм в трубопроводе с внутренним диаметром 0,040 м. В опытах измерялось распределение объемной доли частиц φ и их скорости U_p в радиальном направлении при различных средних объемных долях твердой фазы и при различных скоростях движения смеси. Величина максимального линейного масштаба турбулентности, λ_t , определенная по формуле (1), равна $\lambda_t = 0,03 \times 0,020 = 600$ мкм. Поскольку в обоих случаях частицы имеют линейный размер, близкий или превосходящий максимальный линейный масштаб турбулентности λ_t , может быть использован рассмотренный метод расчета. В данных расчетах также принималось, что отсутствует механическое трение твердых частиц о поверхность стенки трубы.

В таблице приведены основные интегральные характеристики экспериментов и соответствующие расчетные величины, которые определялись по изложенной методике. Плотность материала частиц $\rho_p = 2650$ кг/м³, жидкости $\rho = 1000$ кг/м³, кинематическая вязкость жидкости $\nu = 10^{-6}$ м²/с.

Сопоставление приведенных опытных данных с расчетными профилями распределения объемной доли твердой фазы и скоростей частиц ранее выполнялось в работах [7, 8]. Используемый метод расчета основывался на использовании различных физических моделях турбулентности основанных на кинетической теории гранулированных потоков с использованием коммерческого программного продукта ANSYS CFX-4-4.

Основные интегральные характеристики экспериментов и соответствующие расчетные величины

№ п/п	d, мкм	Опыт		Расчет		
		φ_m	U_m , м/с	φ_m	U_m , м/с	U_{max} , м/с
1	470	0,087	2,6	0,0867	2,65	3,09
2	470	0,278	2,6	0,277	2,65	3,03
3	1700	0,085	2,8	0,0849	2,85	3,45
4	1700	0,177	2,8	0,176	2,77	3,28

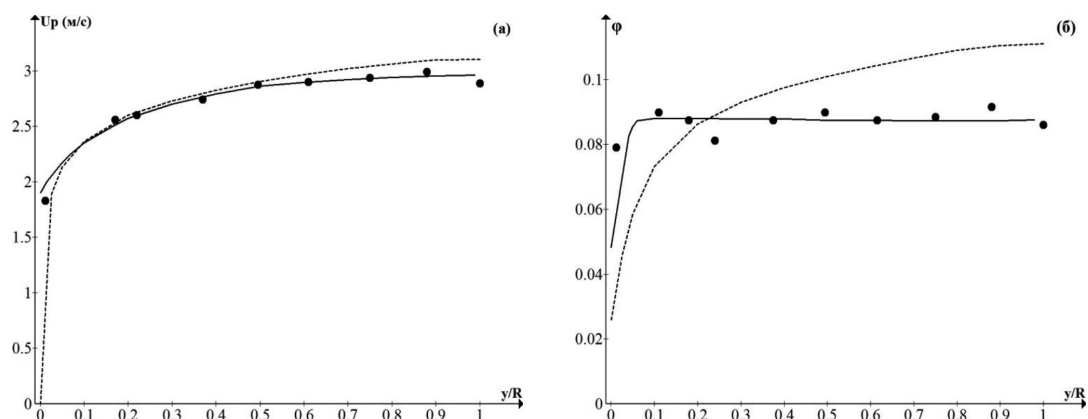


Рис. 1. Сравнение измеренных и результатов расчетов для частиц с $d = 470$ мкм и средней объемной долей частиц $j_m = 0,087$: (а) скорости твердых частиц и (б) объемной доли частиц. Точки – опыт [10]; сплошная кривая – расчет [8]; пунктирная кривая – наш расчет

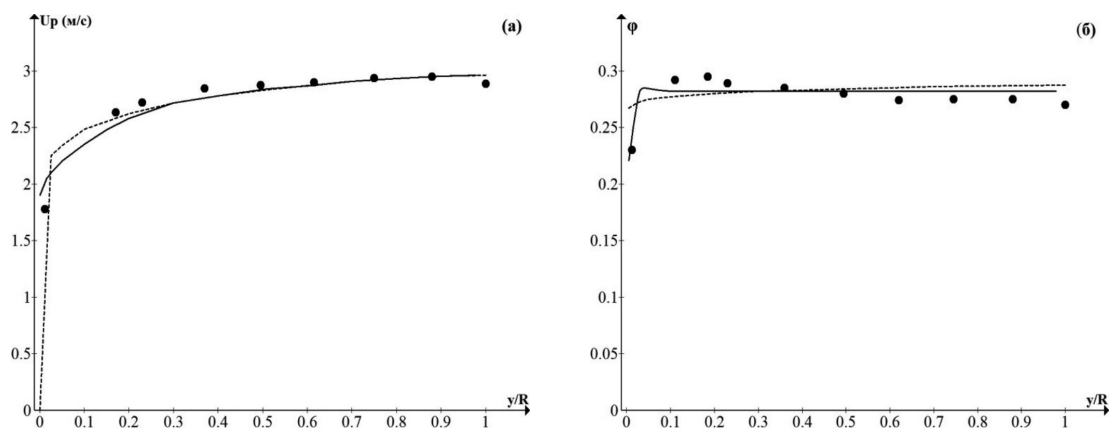


Рис. 2. Сравнение измеренных и результатов расчетов для частиц с $d = 470$ мкм и средней объемной долей частиц $j_m = 0,278$: (а) скорости твердых частиц и (б) объемной доли частиц. Точки – опыт [10]; сплошная кривая – расчет [8]; пунктирная кривая – наш расчет

На рис. 1 приведено распределение объемной доли твердой фазы и скорости частиц для условий первого опыта.

Сравнение опытных данных по профилю скорости частиц U_p показывает, что расчет по рассмотренной методике и методу работ [7, 8] достаточно хорошо совпадают. В обоих случаях расчетные распределения объемной доли твердой фазы ϕ отличаются от экспериментальных данных в значительно большей мере. Опытные данные по всему поперечному сечению трубы близки к постоянному значению примерно равному среднему значению, $\phi_m = 0,087$. Ни один из методов не отражает локальное уменьшение величины ϕ при значении $y/R = 0,23$. Метод расчета работ [7, 8] лучше согласу-

ется с опытными данными, хотя и различие между изложенным методом и опытными значениями ϕ в области $0,2 \leq y/R \leq 1$ не превосходит 15%.

На рис. 2 приведено распределение объемной доли твердой фазы и скорости частиц для условий второго опыта.

Так же, как в предыдущем случае, сравнение опытных данных по профилю скорости частиц U_p показывает, что расчет по рассмотренной методике и методу работ [7, 8] достаточно хорошо совпадает. Также имеется достаточно удовлетворительное соответствие между обоими расчетными методами и опытными значениями ϕ . Ни один из методов не отражает локальное увеличение величины ϕ при значении $y/R = 0,1$.

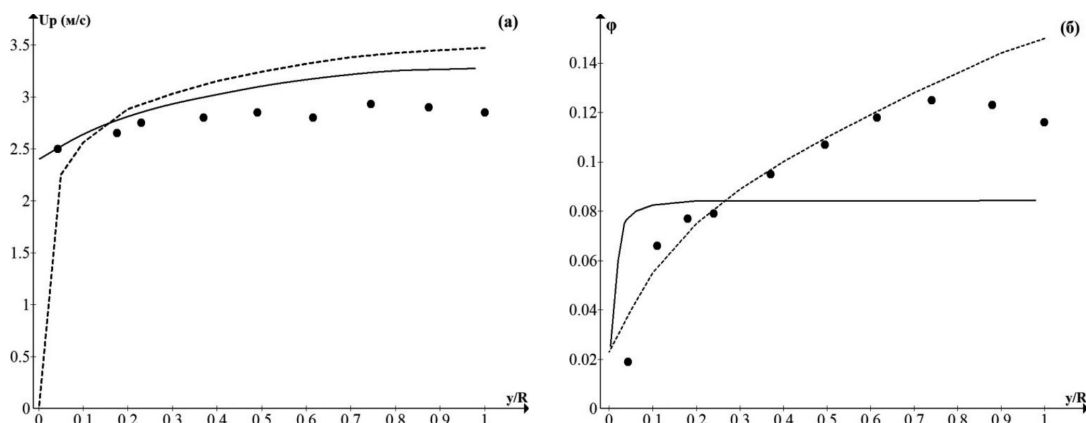


Рис. 3. Сравнение измеренных и результатов расчетов для частиц с $d = 1700$ мкм и $j_m = 0,085$: (а) скорости твердых частиц и (б) объемной доли частиц. Точки – опыт [10]; сплошная кривая – расчет [8]; пунктирная кривая – наш расчет

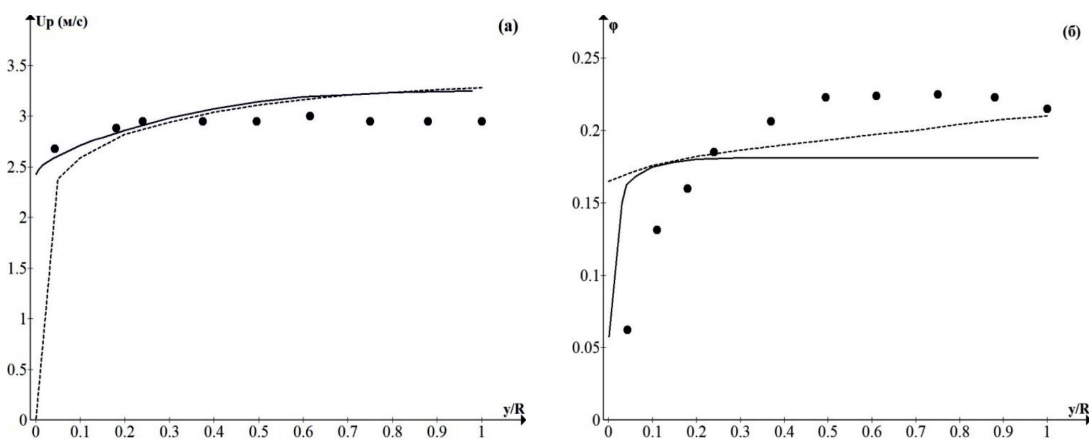


Рис. 4. Сравнение измеренных и результатов расчетов для частиц с $d = 1700$ мкм и средней объемной долей частиц $j_m = 0,177$: (а) скорости твердых частиц и (б) объемной доли частиц. точки – опыт [10]; сплошная кривая – расчет [8]; пунктирная кривая – наш расчет

На рис. 3 приведено распределение объемной доли твердой фазы и скорости частиц для условий третьего опыта.

Сравнение опытных данных по профилю скорости частиц U_p показывает, что расчет по рассмотренной методике и метод работ [7, 8] несколько лучше совпадает с опытными данными, хотя и расчет по рассмотренной методике достаточно хорошо совпадает с опытными данными. Сравнение опытных данных по распределению объемной доли твердой фазы ϕ показало, что расчетные зависимости по методике работ [9, 10] в области $0,3 \leq y/R \leq 1$ с погрешностью около 50% отличаются от опытных данных. Качественный характер расчетной зависимости практически полностью повторяет

аналогичные зависимости на рис. 1, а и 2, а. В этой области потока различия между опытными и расчетными значениями ϕ по изложенной методике существенно меньше, хотя в области $0,9 \leq y/R \leq 1$ также весьма значительно. Ни один из методов не отражает локальное увеличение величины ϕ при значении $y/R = 0,75$.

На рис. 4 приведено распределение объемной доли твердой фазы и скорости частиц для условий второго опыта.

Также как в предыдущем случае сравнение опытных данных по профилю скорости частиц U_p показывает, что расчет по рассмотренной методике и методы работ [7, 8] несколько лучше совпадают с опытными данными, хотя и расчет по рассмотренной

методике достаточно хорошо совпадает с опытными данными.

Качественный характер расчетной зависимости φ по методике работ [7, 8] практически полностью повторяет аналогичные зависимости на рис. 1, а, 2, а и 3, а и достаточно значительно отличается от опытных данных. Расчет по рассмотренной методике значительно лучше согласуется с опытными данными во всем диапазоне $0,05 \leq y/R \leq 0,1$. Следует отметить, что и в этом случае ни один из методов не отражает локальное увеличение величины φ при значении $0,6 \leq y/R \leq 0,75$.

Проведенный сравнительный анализ показал, что рассмотренная методика дает лучшее соответствие с опытными данными с более крупными частицами, когда отношение величин $(d/\lambda_p) = (1700/600) = 2,83$ существенно больше единицы, хотя и для частиц меньшего диаметра $(d/\lambda_p) = (470/600) = 0,783$ результаты сравнения опытных и расчетных данных достаточно удовлетворительны. В работе [8] в связи с большим отличием опытных и расчетных данных по φ , для частиц большого размера, отмечается, что развитая авторами модель расчета не в состоянии учесть особенности движения частиц большого размера. Эта констатация, как нам представляется, свидетельствует о том, что использование достаточно сложных моделей турбулентности двухфазного потока не обеспечивает необходимой общности, а, как и любая другая более простая модель турбулентности двухфазного потока, требует «настройки» на процессы, которые являются определяющими в том или ином конкретном случае.

Список литературы

1. Жданов В.Г., Старов В.М. Определение эффективной вязкости концентрированных суспензий // Коллоид. журн. – 1998. – Т. 60. № 6. – С. 771–778.
2. Кондратьев А.С. Движение монодисперсных твердых частиц в потоке ньютоновской жидкости в вертикальных трубах. Сб. ст. Проблемы аксиоматики в гидрогазодинамике. Вып. 21. – М.: Компания Спутник+, 2010. – С. 15–24.
3. Кондратьев А.С., Швьидко П.П. Определение скорости движения гидросмесей в приповерхностной зоне течения. Сб. ст. Проб. аксиомат. в гидрогазодин. – 2014. – № 28. – С. 344–353.

4. Кондратьев А.С. Расчет распределения концентрации полимодальной смеси твердых частиц произвольной формы в ньютоновской жидкости в горизонтальных трубах // Вестн. МГОУ. Сер. Техн. и технол. – 2013. – № 2. – С. 10–20.

5. Фортъе А. Механика суспензий. – М.: Мир, 1971. – 264 с.

6. Kharlamov A., Chara Z., Vlasak P. Experimental investigation of Magnus force acting on smooth sphere at high Reynolds number. Colloquium Fluid Dynamics. 2008. Inst. Thermomechanics AS CR. Prague. October 22–24. 2008. – 11 p.

7. Krampa-Morlu F.N., Bergstrom D.J., Bugg J.D., Sanders R.S., Schaan J. Numerical Simulation of Dense Coarse Particle Slurry Flows in a Vertical Pipe. 5th ICMF. Yokohama. Japan. May 31 – June 3. 2004. – P. 1.

8. Krampa F.N. Two-Fluid Modelling of Heterogeneous Coarse Particle Slurry Flows. Univer. Saskatchewan. Doct. Disser. – 2009. – 242 p.

9. McLaughlin J.B. Inertial migration of a small sphere in linear shear flows // J. Fluid Mechn. – 1991. – V. 224. – P. 261–274.

10. Summer R.J., McKibben M.J., Shook C.A. Concentration and velocity distributions in turbulent vertical slurry flows // Ecoulements Solide-Liquide. – 1990. – V. 2(2). – P. 33–42.

References

1. Zdanov V.G., Stapov V.M. Opredelenye effektivnoy vjazkosti konsentrirovannykh supenzij // Kolloid. Zurnal. 1998. T. 60. no 6. pp. 771–778.

2. Kondratiev A.S. Dvizhenye monodispersnykh tvordykh chactis v potoke newtonovskoy zidkosti v vertykalnykh trubak. Sbornik. Statey. Problemy aksiomatiki v gidrogarodinamike. Vol. 21. M.: Kompanya Sputnik+. 2010, pp 15–24.

3. Kondpatiev A.S., Svydko. P.P. Opredelenye skorocyt divizenye gidrosmecey v pripovierhnochoy zone tetrenya. Sbornik. statey. Problemy aksiomatiki v gidrogarodinamike. 2014. no. 28. pp 344–354.

4. Kondpatiev A.S. Raschot raspredelenya konsentrasya polimodalnoy smesi tvordykh chactis proizvolnoy formy v newtohnovskoy zidkosti v gorizontalnykh trubak // Vesti. MGOU. Ser. Technol. 2013. no 2. pp 10–20.

5. Fortje A. Mekhanika suspensij. M.: Mir. 1971. 264 p.

6. Kharlamov A., Chara Z., Vlasak P. Experimental investigation of Magnus force acting on smooth sphere at high Reynolds number. Colloquium Fluid Dynamics. 2008. Inst. Thermomechanics AS CR. Prague. October 22–24. 2008. 11 p.

7. Krampa-Morlu F.N., Bergstrom D.J., Bugg J.D., Sanders R.S., Schaan J. Numerical Simulation of Dense Coarse Particle Slurry Flows in a Vertical Pipe. 5th ICMF. Yokohama. Japan. May 31 – June 3. 2004. pp. 1.

8. Krampa F.N. Two-Fluid Modelling of Heterogeneous Coarse Particle Slurry Flows. Univer. Saskatchewan. Doct. Disser. 2009. 242 p.

9. McLaughlin J.B. Inertial migration of a small sphere in linear shear flows // J. Fluid Mechn. 1991. V. 224. pp. 261–274.

10. Summer R.J., McKibben M.J., Shook C.A. Concentration and velocity distributions in turbulent vertical slurry flows // Ecoulements Solide-Liquide. 1990. V. 2(2). pp. 33–42.