

УДК 532.529:532.517.4

© 1998 г. В.М. АЛИПЧЕНКОВ, Л.И. ЗАЙЧИК

ОСАЖДЕНИЕ ИНЕРЦИОННЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА В ТРУБЕ

Получена аналитическая зависимость для скорости осаждения крупных частиц (капель) на стенках трубы при турбулентном режиме движения двухфазного потока.

Современные методы моделирования движения дисперсной фазы в турбулентных потоках (в том числе и осадения) с некоторой степенью условности могут быть разделены на два подхода [1, 2]: лагранжев, основанный на интегрировании стохастических уравнений движения для отдельных частиц вдоль индивидуальных траекторий с последующим осреднением по ансамблю начальных данных, и эйлеров, базирующийся на решении континуальных уравнений для коллектива частиц. Применительно к задаче расчета осадения в качестве работы первого направления следует отметить [3]. К работам второго направления можно отнести диффузионные модели [4–6] и модели, основанные на решении уравнений для первых [7] и вторых [8, 9] моментов скорости дисперсной фазы или кинетического уравнения для функции плотности вероятности (ФПВ) распределения скорости частиц в турбулентном потоке [10, 11].

В [12, 13] получена аналитическая зависимость для определения скорости осаждения достаточно инерционных (крупных) частиц из турбулентного потока в трубе. Однако это формула основана на распределении интенсивности нормальной составляющей пульсаций скорости частиц, полученном без учета диффузионного потока пульсационной энергии на стенку, и вследствие этого предсказывает более высокие по сравнению с экспериментальными данными значения скорости осаждения. В настоящей работе скорость осаждения инерционных частиц определяется с учетом более корректного граничного условия для интенсивности пульсаций скорости дисперсной фазы.

1. Основные уравнения. Для построения системы континуальных уравнений, описывающих движение дисперсной фазы, используем кинетическое уравнение для ФПВ скорости частиц. Это уравнение позволяет перейти от лагранжева способа описания динамики отдельных частиц на основе ланжевеновых стохастических уравнений движения к эйлерову методу моделирования движения ансамбля частиц. Кинетическое уравнение для ФПВ инерционных частиц в фазовом пространстве координат x_k скоростей v_k представляется в виде [4]

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v_k \frac{\partial P}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial v_k} \left(\frac{U_k - v_k}{\tau_u} + F_k \right) P = \frac{T_p}{\tau_u^2} \langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial^2 P}{\partial v_i \partial v_k} \quad (1.1)$$

где τ_u – время динамической релаксации частиц, U_k – осредненная скорость несущей газовой (или жидкой) среды, F_k – ускорение внешней силы, T_p – время взаимодействия частиц с энергоемкими пульсациями сплошной фазы, $\langle u'_i u'_k \rangle$ – вторые одноточечные моменты пульсаций скорости газа.

Уравнение (1.1) справедливо для тяжелых частиц, плотность которых больше плотности несущей сплошной фазы, когда главной из межфазных сил оказывается сила аэродинамического сопротивления. При этом время релаксации частиц τ_u подразумевается зависящим от разности скоростей между дисперсной и сплошной фазами; поэтому область справедливости уравнения (1.1) не ограничена случаем применимости закона Стокса для коэффициента сопротивления, а действительна и при больших значениях числа Рейнольдса обтекания частицы. Объемная концентрация частиц предполагается достаточно малой, чтобы влиянием межчастичных столкновений можно было пренебречь [12]. И наконец, частицы предполагаются относительно инерционными в смысле выполнения условия $\tau_u > T_p$.

Путем интегрирования в пространстве скоростей частиц из (1.1) получается цепочка континуальных уравнений для осредненных характеристик (моментов) дисперсной фазы. Уравнения для осредненных концентраций и скорости имеют вид

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \Phi V_k}{\partial x_k} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \Phi V_i}{\partial t} + \frac{\partial \Phi V_i V_k}{\partial x_k} = - \frac{\partial \Phi \langle v'_i v'_k \rangle}{\partial x_k} + \Phi \left(\frac{U_i - V_i}{\tau_u} + F_i \right) \quad (1.3)$$

$$\Phi = \int P dv, \quad V_i = \frac{1}{\Phi} \int v_i P dv, \quad \langle v'_i v'_k \rangle = \frac{1}{\Phi} \int (v_i - V_i)(v_k - V_k) P dv$$

Здесь Φ и V_i – осредненная объемная концентрация и скорость дисперсной фазы, $\langle v'_i v'_k \rangle$ – турбулентные напряжения в дисперсной фазе.

Уравнения для вторых моментов пульсации скорости, т.е. для турбулентных напряжений дисперсной фазы, записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi \langle v'_i v'_j \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \Phi \langle v'_i v'_j \rangle V_k}{\partial x_k} = & - \frac{\partial \Phi \langle v'_i v'_j v'_k \rangle}{\partial x_k} - \\ & - \Phi \left(\langle v'_i v'_k \rangle \frac{\partial V_j}{\partial x_k} + \langle v'_j v'_k \rangle \frac{\partial V_i}{\partial x_k} \right) + \frac{2\Phi}{\tau_u} \left(\frac{T_p}{\tau_u} \langle u'_i u'_j \rangle - \langle v'_i v'_j \rangle \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Для определения третьих моментов пульсаций скорости дисперсной фазы могут быть использованы соответствующие дифференциальные уравнения [12, 13], следующие из кинетического уравнения для ФПВ с учетом квазинормального представления для четвертых моментов пульсаций, т.е. при аппроксимации их в виде суммы произведений вторых моментов. При пренебрежении в уравнениях для третьих моментов членами, описывающими изменение во времени, конвективный перенос и порождение за счет градиентов осредненной скорости, получают следующие алгебраические выражения:

$$\langle v'_i v'_j v'_k \rangle = - \frac{\tau_u}{3} \left(\langle v'_i v'_n \rangle \frac{\partial \langle v'_j v'_k \rangle}{\partial x_n} + \langle v'_j v'_n \rangle \frac{\partial \langle v'_i v'_k \rangle}{\partial x_n} + \langle v'_k v'_n \rangle \frac{\partial \langle v'_i v'_j \rangle}{\partial x_n} \right) \quad (1.5)$$

Таким образом, система (1.2)–(1.5) дает замкнутое континуальное описание движения дисперсной фазы в турбулентной среде на уровне уравнений для вторых моментов.

2. Граничные условия. Для расчета осаждения частиц на основе решения системы уравнений (1.2)–(1.5) необходимо задать граничные условия для осредненной скорости V_y и квадрата пульсаций скорости $\langle v_y'^2 \rangle$ в нормальном к стенке направлении y . Такие граничные условия получены в [4, 14] путем решения кинетического уравнения для ФПВ методом теории возмущений. При этом граничное условие для V_y , представленное в [4], содержит коэффициент отражения χ , равный вероятности отскока и возвра-

щения в поток столкнувшихся со стенкой частиц. Граничные условия для V_y и $\langle v_y'^2 \rangle$, полученные в [14], включают коэффициент ϕ_y , характеризующий потерю импульса частиц в нормальном направлении при столкновении со стенкой. При отождествлении χ и ϕ_y граничные условия для V_y в [4] и [14] совпадают. Однако, как справедливо отмечается в [15], физический смысл этих параметров различен и граничные условия в общем случае должны содержать оба коэффициента. Так, χ характеризует процесс осаждения, а ϕ_y – потерю импульса при столкновениях частиц со стенкой, которые могут и не сопровождаться осаждением. С целью учета этого обстоятельства взаимодействие частиц со стенкой в нормальном направлении описывается следующей функцией:

$$\pi_{wy} = \chi \delta(v_{y2} + \phi_y v_{y1}) \quad (2.1)$$

определяющей вероятность перехода частиц из состояния до удара со стенкой 1 в состоянии после удара 2.

Для получения граничных условий воспользуемся стационарным решением уравнения (1.1) в одномерной подстановке относительно оси y , т.е. проекцией решения на ось y . С помощью метода теории возмущений, определяя в качестве первого приближения максвелловское распределение по скоростям, решение во втором приближении представляем в виде

$$P_y = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi\langle v_y'^2 \rangle}} \exp\left[-\frac{(v_y - V_y)^2}{2\langle v_y'^2 \rangle}\right] \left\{ 1 - \frac{\tau_u}{6} \left[\frac{(v_y - V_y)^3}{\langle v_y'^2 \rangle} - \frac{3(v_y - V_y)}{\langle v_y'^2 \rangle} \right] \frac{d\langle v_y'^2 \rangle}{dy} \right\} \quad (2.2)$$

Выражение (2.2) может быть использовано для описания как распределения частиц по скоростям для течения в целом, так и для падающих на стенку частиц, т.е. $P_{y1}(v_y < 0) = P_y(v_y)$. Распределение частиц по скоростям для отраженных частиц согласно (2.1), (2.2)

$$P_{y2}(v_y > 0) = \frac{\chi\Phi}{\sqrt{2\pi\langle v_y'^2 \rangle}\phi_y^2} \exp\left[-\frac{(v_y + \phi_y V_y)^2}{2\phi_y^2\langle v_y'^2 \rangle}\right] \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\tau_u}{6\phi_y} \left[\frac{(v_y + \phi_y V_y)^3}{\phi_y^2\langle v_y'^2 \rangle^2} - \frac{3(v_y + \phi_y V_y)}{\langle v_y'^2 \rangle} \right] \frac{d\langle v_y'^2 \rangle}{dy} \right\} \quad (2.3)$$

Граничное условие для некоторой величины ψ может быть найдено в результате приравнивания потока этой величины в пристеночной области течения к сумме падающего и отраженного потоков [14]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi v_y P_y dv_y = \int_{-\infty}^0 \psi v_y P_{y1} dv_y + \int_0^{\infty} \psi v_y P_{y2} dv_y \quad (2.4)$$

Полагая $\psi = 1$ в (2.4), получаем выражение для скорости осаждения

$$V_y = -\frac{1-\chi}{1+\chi} \sqrt{\frac{2\langle v_y'^2 \rangle}{\pi}} \quad (2.5)$$

Граничное условие (2.5) совпадает с граничным условием, найденным в [4], а при отождествлении χ и ϕ_y совпадает также с граничным условием, полученным в [14].

Полагая $\psi = v_y'^2$ в (2.4), определяем граничное условие для $\langle v_y'^2 \rangle$

$$\left(2 \frac{1-\chi\phi_y^2}{1+\chi\phi_y^2} - \frac{1-\chi}{1+\chi} \right) \sqrt{\frac{2\langle v_y'^2 \rangle}{\pi}} = \tau_u \frac{d\langle v_y'^2 \rangle}{dy} \quad (2.6)$$

При $\chi = \phi_y$ (2.6) переходит в граничное условие, представленное в [14]. При отсутствии осаждения ($\chi = 1$) и упругом взаимодействии частиц со стенкой ($\phi_y = 1$) из (2.6) следует

$$\frac{d\langle v_y'^2 \rangle}{dy} = 0 \quad (2.7)$$

Следует отметить, что граничные условия (2.5) и (2.6) получены при выполнении соотношения $|V_y| \ll \langle v_y'^2 \rangle^{1/2}$, точность которого уменьшается по мере приближения коэффициента отражения χ к нулю.

Коэффициенты χ и ϕ_y зависят как от свойств дисперсной фазы (твердые частицы или жидкие капли), так и от свойств ограничивающей поток поверхности (твердая стенка или жидкая пленка). Так, характеристики взаимодействия твердых частиц с твердой стенкой определяются шероховатостью поверхности и соотношением твердостей соприкасающихся материалов и могут быть найдены на основе закона трения Кулона или прямых экспериментов [16].

3. Расчет осаждения частиц. Рассмотрим осаждение относительно крупных частиц из стационарного гидродинамически стабилизированного турбулентного потока газа в круглой трубе. Скорость движения потока предполагается много большей по сравнению со скоростью витания частиц, поэтому влиянием силы тяжести можно пренебречь.

Анализ известных экспериментальных данных свидетельствует, что профили осредненной осевой скорости и пульсационной энергии достаточно инерционных частиц на развитом участке течения вследствие интенсивного поперечного перемешивания в результате случайных перемещений практически не изменяются по сечению трубы. Принимая во внимание этот факт, анализ осаждения крупных частиц может быть выполнен на основе асимптотического решения уравнений сохранения для характеристик дисперсной фазы. В этом приближении профили осевой скорости, концентрации и интенсивности пульсаций получаются однородными, а их значения определяются средними по сечению трубы характеристиками газовой фазы. Кроме того, при движении частиц в трубе с хорошо поглощающими стенками ($\chi = 0$), т.е. когда столкнувшиеся со стенкой частицы в поток не возвращаются, и при малой скорости витания частиц по сравнению со скоростью потока средние по сечению трубы скорости дисперсной и сплошной фаз совпадают [12]. Поэтому для расчета осаждения нужны только уравнения неразрывности, баланса количества движения и интенсивности пульсаций скорости дисперсной фазы в радиальном направлении. В рассматриваемом приближении из (1.2)–(1.5) следует

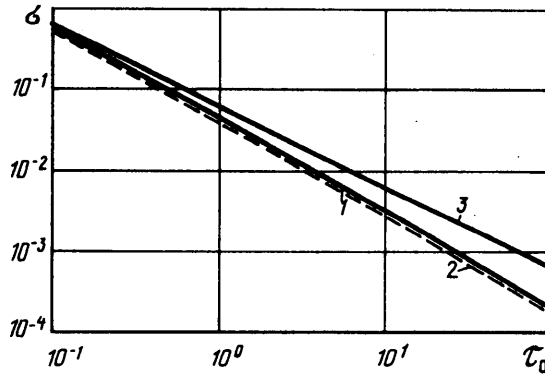
$$\Phi V_r = J_w \frac{r}{r_w} \quad (3.1)$$

$$\Phi V_r \frac{dV_r}{dr} + \frac{\Phi V_r}{\tau_u} + \frac{d\Phi \langle v_r'^2 \rangle}{dr} = 0 \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \Phi V_r \frac{d\langle v_r'^2 \rangle}{dr} - \frac{\tau_u}{r} \frac{d}{dr} \left(r \Phi \langle v_r'^2 \rangle \frac{d\langle v_r'^2 \rangle}{dr} \right) + \frac{2}{3} \frac{\tau_u \Phi \langle v_r'^2 \rangle}{r} \frac{d\langle v_r'^2 \rangle}{dr} + \\ + 2\Phi \langle v_r'^2 \rangle \frac{dV_r}{dr} + \frac{2\Phi}{\tau_u} \left(\langle v_r'^2 \rangle - \frac{T_p}{\tau_u} \langle u_r'^2 \rangle \right) = 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $r = r_w - y$ – радиальная координата, r_w – радиус трубы, J_w – поток частиц на стенку.

Вследствие близких значений средних по сечению трубы значений скоростей дисперсной и сплошной фаз времена релаксации частиц и их взаимодействия с энергоемкими турбулентными вихрями вычисляются без учета межфазного скоростного



Фиг. 1. Влияние инерционности частиц на интенсивность пульсаций радиальной скорости: кривая 1 соответствует формуле (3.5), 2 – (3.8), 3 – (3.6)

скольжения. Таким образом, время динамической релаксации определяется для стоксова режима обтекания частиц $\tau_u = \rho_p d_p^2 / 18\mu$ (ρ_p , d_p – плотность и диаметр частицы, μ – вязкость газа). Время взаимодействия с турбулентными вихрями T_p принимается равным временному интегральному масштабу турбулентности T_L , что справедливо только в случае, когда скорость витания частиц много меньше пульсационной скорости несущего потока.

Интегрируя уравнение (3.2) по сечению трубы с учетом граничного условия (2.5) и соотношения (3.1), получаем выражение для коэффициента осаждения

$$j_+ = 4\sigma\tau_0 \left[1 + \left(\frac{1-\chi}{1+\chi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} + \frac{1+\chi}{1-\chi} 4\sqrt{\frac{\pi}{2}} \right) \sigma^{1/2} \tau_0 \right]^{-1} \quad (3.4)$$

$$j_+ = J_w / u_* \Phi^*, \quad \sigma = \langle v_r'^2 \rangle^* / u_*^2, \quad \tau_0 = \tau_u u_* / r_w$$

где u_* – динамическая скорость, Φ^* , $\langle v_r'^2 \rangle^*$ – средние по сечению трубы концентрация и радиальная компонента интенсивности пульсаций скорости частиц.

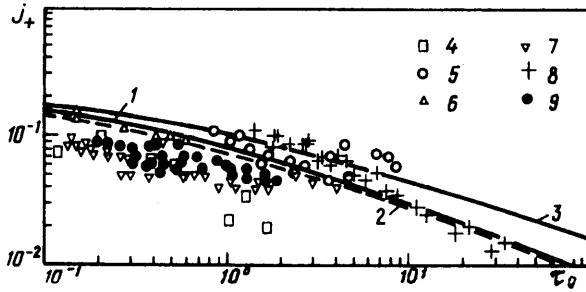
Интегрируя уравнение (3.3) по сечению трубы с учетом (2.5), (2.6) и (3.1), получаем уравнение для средней интенсивности пульсаций радиальной скорости

$$\sigma + 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1-\chi\phi_y^2}{1+\chi\phi_y^2} \sigma^{3/2} \tau_0 = \frac{C_r}{\tau_0} \quad (3.5)$$

Уравнение (3.5) записано с учетом соотношения $(T_L \langle u_r'^2 \rangle)^* = C_r u_* r_w$, $C_r = 5/81$ для средней по сечению трубы величины $T_L \langle u_r'^2 \rangle$. Это соотношение получено в результате интегрирования выражения для коэффициента турбулентной диффузии $D_T = T_L \langle u_r'^2 \rangle = \nu_T / Sc_T$ по сечению трубы с использованием формулы Рейхардта для коэффициента турбулентной вязкости ν_T и постоянного значения турбулентного числа Шмидта $Sc_T = 0,9$ [12].

Зависимость $\sigma(\tau_0)$, получающаяся из (3.5) для течения в трубе с полностью поглощающими частицы стенками ($\chi = 0$), показана на фиг. 1 кривой 1. При малых и больших значениях параметра τ_0 из (3.5) при $\chi = 0$ следуют асимптотические соотношения

$$\sigma = \frac{C_r}{\tau_0} \quad (\tau_0 \rightarrow 0) \quad (3.6)$$



Фиг. 2. Влияние инерционности частиц на коэффициент осаждения: кривая 1 соответствует формуле (3.4) с учетом (3.5), 2 – (3.9), 3 – (3.10); точки 4–9 – экспериментальные данные [5, 6, 17–20]

$$\sigma = \frac{\pi^{1/3} C_r^{2/3}}{2\tau_0^{4/3}} \quad (\tau_0 \rightarrow \infty) \quad (3.7)$$

С учетом асимптотических выражений (3.6), (3.7) решение уравнения (3.5) приближенно представляется в виде аппроксимационной зависимости

$$\sigma = \frac{C_r}{\tau_0 + 2C_r^{1/3}\tau_0^{4/3}/\pi^{1/3}} \quad (3.8)$$

Зависимость $\sigma(\tau_0)$, соответствующая (3.8), показана на фиг. 1 кривой 2. Видно, что кривые 1 и 2 во всем диапазоне изменения величины τ_0 оказываются очень близкими.

Нужно отметить, что выражение (3.6) является решением уравнения (3.3), если вместо граничного условия (2.6) использовать граничное условие (2.7). Зависимость (3.6) показана на фиг. 1 кривой 3. Видно, что при больших значениях параметра τ_0 выражение (3.6) довольно существенно завышает интенсивность пульсаций скорости частиц. Это вызвано отсутствием диффузионного потока пульсаций скорости на стенке согласно условию (2.7). В действительности же диффузионный поток пульсационной энергии дисперсной фазы, согласно (2.6), равняется нулю только при полном отражении и упругом взаимодействии частиц со стенкой.

На фиг. 2 показано сопоставление результатов расчета коэффициента осаждения с экспериментальными данными для относительно крупных капель. При анализе осаждения капель коэффициент отражения χ в (3.4) и (3.5) естественно считать равным нулю (при этом, правда, исключается из рассмотрения явление разбрызгивания). Кривая 1 соответствует выражению (3.4), в котором σ определяется из точного решения уравнения (3.5). Кривая 2 соответствует (3.4) при определении σ согласно аппроксимационной зависимости (3.8)

$$j_+ = \frac{0,247(1 + 0,54\tau_0^{1/3})^{-1}}{1 + 1,44(1 + 0,54\tau_0^{1/3})^{-1/2}\tau_0^{1/2}} \quad (3.9)$$

При малых τ_0 зависимость (3.9) переходит в выражение для j_+ , соответствующее формуле (3.4) для $\chi = 0$ при подстановке в нее (3.6) [12, 13]

$$j_+ = \frac{0,247}{1 + 1,44\tau_0^{1/2}} \quad (3.10)$$

Формуле (3.10) на фиг. 2 соответствует кривая 3. Видно, что зависимость (3.9) для $j_+(\tau_0)$ несколько лучше соответствует экспериментальным данным, чем (3.10). Это объясняется тем, что если формула (3.10) описывает только снижение скорости осаждения с ростом инерционности частиц, обусловленное уменьшением их вовлечения в пульсационное движение несущего турбулентного потока, то выражение (3.9) учитывает также дополнительный сток пульсационной энергии дисперсной фазы на стенку при осаждении согласно граничному условию (2.6).

Заключение. В работе построено граничное условие для интенсивности пульсаций скорости частиц в нормальном к стенке направлении, отражающее влияние осаждения и неупругого столкновения со стенкой, и получена аналитическая зависимость для коэффициента осаждения относительно крупных частиц из турбулентного потока в трубе, учитывающая снижение скорости осаждения с ростом инерционности частиц как вследствие уменьшения их вовлечения в пульсационное движение несущего потока, так и в результате стока пульсационной энергии дисперсной фазы на стенку при осаждении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда INTAS (грант № 94-4348) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00398).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Elghobashi S.* On predicting particle-laden turbulent flows // *Appl. Sci. Res.* 1994. V. 52. № 4. P. 309–329.
2. *Зайчик Л.И., Першуков В.А.* Проблемы моделирования газодисперсных турбулентных течений с горением или фазовыми переходами. Обзор // *Изв. РАН. МЖГ.* 1996. № 5. С. 3–19.
3. *Kallio G.A., Reeks M.W.* A numerical simulation of particle deposition in turbulent boundary layers // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1989. V. 15. № 3. P. 433–446.
4. *Деревич И.В., Зайчик Л.И.* Осаждение частиц из турбулентного потока // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 5. С. 96–104.
5. *Lee M.M., Hanratty T.J., Adrian R.J.* The interpretation of droplet deposition measurements with a diffusion model // *Intern. Multiphase Flow.* 1989. V. 15. № 3. P. 459–469.
6. *Binder J.L., Hanratty T.J.* A diffusion model for droplet deposition in gas / liquid annular flow // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1991. V. 17. № 1. P. 1–11.
7. *Johansen S.T.* The deposition of particles on vertical walls // *Intern. J. Multiphase Flow.* 1991. V. 17. № 3. P. 355–376.
8. *Гусев И.Н., Гусева Е.И., Зайчик Л.И.* Модель осаждения частиц из турбулентного газодисперсного потока в каналах с поглощающими стенками // *Изв. РАН. МЖГ.* 1992. № 1. С. 58–65.
9. *Деревич И.В.* Расчет характеристик частиц в неоднородных турбулентных потоках // *Инж.-физ. журн.* 1992. Т. 62. № 4. С. 539–545.
10. *Крошillin А.Е., Кухаренко В.Н., Нигматулин Б.И.* Осаждение частиц на стенку канала в градиентном турбулентном дисперсном потоке // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1985. № 4. С. 57–63.
11. *Swailes D.C., Reeks M.W.* Particle deposition from a turbulent flow. 1. A steady-state model for high inertia particles // *Phys. Fluids.* 1994. V. 6. № 10. P. 3392–3403.
12. *Зайчик Л.И., Першуков В.А.* Моделирование движения частиц в турбулентном потоке с учетом соударений // *Изв. РАН. МЖГ.* 1995. № 1. С. 62–78.
13. *Zaichik L.I., Nigmatulin B.I., Pershukov V.A.* Modelling of dynamics of aerosols in near-wall turbulent flows and particle deposition in pipes // *Adv. in Multiphase Flow.* Amsterdam: Elsevier, 1995. P. 75–84.
14. *Деревич И.В., Ерошенко В.М.* Граничные условия для уравнений тепло- и массопереноса грубодисперсных аэрозолей в турбулентном потоке // *Инж.-физ. журн.* 1991. Т. 61. № 4. С. 546–553.

15. *Shraiber A., Naumov V.* Boundary conditions of the mass, momentum and energy transfer equations in a turbulent two-phase flow // Proc. Estonian. Acad. Sci. 1994. V. 43. № 4. P. 222–236.
16. *Наумов В.А.* Два подхода к описанию удара сферического тела о шероховатую стенку // Прикл. механика. 1989. Т. 25. № 5. С. 116–119.
17. *Liu B.Y.H., Agarwal J.K.* Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow // J. Aerosol. Sci. 1974. V. 5. № 2. P. 145–155.
18. *Ganic E.N., Mastanaiah K.* Investigation of droplet deposition from a turbulent gas stream // Intern. J. Multiphase. Flow. 1981. V. 7. № 4. P. 401–422.
19. *Andreussi P.* Droplet transfer in two-phase annular flow // Intern. J. Multiphase Flow. 1983. V. 9. № 6. P. 697–713.
20. *El-Kassaby M.M., Ganic E.N.* Droplet deposition in two-phase, turbulent flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1986. V. 29. № 8. P. 1149–1158.

Москва

Поступила в редакцию
16.VII.1996.