

РАСЧЕТ МЕТАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА НЕСТАЦИОНАРНЫМ ПОТОКОМ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ

Д. В. Садин

Военный инженерно-космический университет им. А. Ф. Можайского, 197082 Санкт-Петербург

Выполнены расчеты метания цилиндрического тела нестационарным потоком двухскоростной двухтемпературной газодисперсной среды с учетом двух механизмов межчастичного взаимодействия: столкновений между хаотически движущимися дисперсными частицами в разреженном состоянии или деформации пористого скелета в плотной упаковке частиц. Установлено, что существуют режимы метания тела, когда его скорость превосходит максимальную скорость истечения частиц на срезе канала. Определена возможность применения упрощенных расчетных схем при моделировании метания тела. Проведено сравнение результатов расчета и эксперимента.

Метание тел нестационарным потоком двухфазной среды с концентрацией частиц, близкой к состоянию плотной упаковки, экспериментально исследовано в работах [1, 2]. В [3] предложена расчетная методика, основанная на аналитических решениях для волн разрежения в равновесных дисперсных системах произвольной концентрации [4]. Вместе с тем для исследования указанных процессов в более широком диапазоне режимных параметров требуется учет эффектов скоростной и температурной неравновесности фаз и пространственной неоднородности течения двухфазной среды.

Известна модель бесстолкновительного двухскоростного двухтемпературного совместного движения газовой и дисперсной фаз [5]. В рамках этой модели выполнены расчеты нестационарного истечения газодисперсной среды из цилиндрического канала конечных размеров в атмосферу [4]. При моделировании движения тела в потоке двухфазной среды в случае, когда дисперсные частицы подходят к поверхности тела или оси симметрии с ненулевой нормальной скоростью, неучет столкновений частиц может привести к аномальному росту их концентрации. Во избежание такой ситуации для дисперсной фазы, которая не имеет «собственного» давления, для скорости частиц вводится граничное условие их «исчезновения» или условие отражения от поверхности (оси симметрии), что приводит к появлению дополнительной (третьей), «отраженной» дисперсной фазы [5].

Возможен другой подход, а именно: с точки зрения статистической физики дисперсная фаза может рассматриваться как псевдогаз частиц. В приложении Эйлера для разреженных смесей уравнение сохранения импульса будет содержать изотропное давление псевдогаза частиц, которое будет препятствовать неограниченному росту концентрации частиц. Известны модели двухскоростного течения газодисперсной среды с механизмом генерации хаотического движения частиц за счет Магнуса [6] и вихревого возбуждения [7]. Кроме того, при достаточно большой концентрации частиц (превышающей состояние плотной упаковки) дисперсную смесь необходимо рассматривать в рамках механики насыщенной пористой среды [8].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двухфазная дисперсная смесь частиц с несущей фазой (газом). Примем следующие допущения, упрощающие математическое описание смеси: размеры частиц во много раз больше молекулярно-кинетических размеров и много меньше расстояний, на которых параметры смеси меняются существенно; смесь монодисперсная; отсутствуют процессы дробления, слипания и образования новых частиц; газ калорически совершенный, вязкость и теплопроводность проявляются лишь в процессах межфазного взаимодействия; энергия мелкомасштабного движения несущей фазы мала. Дисперсная фаза рассматривается как псевдогаз частиц в приближении Эйлера.

В рамках принятых допущений уравнения пространственного движения газодисперсной среды с учетом инерционных эффектов при обтекании частиц [5] имеют вид:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_i \mathbf{v}_i = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 \mathbf{v}_1}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_1 \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{l}) + \beta_1 \nabla p +$$

$$+ (1 - \beta_2)(\nabla p_d - \nabla \sigma_f) = -\beta_3 \mathbf{F}_\mu + \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + \\ + (1 - \beta_2)(\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial \rho_2 \mathbf{v}_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{l}) + (1 - \beta_1) \nabla p + \beta_2 \nabla p_d =$$

$$= \beta_3 \mathbf{F}_\mu - \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + \beta_2 (\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 u_2 \mathbf{v}_2 = Q + H_{sh},$$

$$\frac{\partial \rho_2 k_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 k_2 \mathbf{v}_2 + p_d \nabla \cdot \mathbf{v}_2 = H_\mu^{(t)} - H_{sh} - H_\mu,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \nabla \cdot [\rho_1 E_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 E_2 \mathbf{v}_2 +$$

$$+ p(\alpha_1 \mathbf{v}_1 + \alpha_2 \mathbf{v}_2) + p_d \mathbf{v}_2 - \sigma_f \mathbf{v}_2] =$$

$$= \rho_1 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_2,$$

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = 1, 2),$$

$$E_1 = u_1 + v_1^2/2, \quad E_2 = u_2 + k_2 + v_2^2/2,$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha_1 (2 + \chi_m \rho_1^0 / \rho_2^0)}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)},$$

$$\beta_2 = \frac{2 + \chi_m \alpha_2}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)},$$

$$\beta_3 = \frac{2}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0 / \rho_2^0)}.$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 относятся соответственно к параметрам несущей и дисперсной фаз, индекс нуль — к истинным значениям плотности; ∇ — оператор Гамильтона; $\rho_i \mathbf{v}_i (\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{l})$ — поток вектора импульса i -й фазы через поверхность, перпендикулярную единичному вектору \mathbf{l} , $\alpha_i, \rho_i, \mathbf{v}_i, E_i, u_i$ — объемная доля, приведенная плотность, вектор скорости, полная и внутренняя энергии единицы массы

i -й фазы; p, p_d — давление газа и эффективное давление, обусловленное хаотическим движением частиц; σ_f — тензор эффективных напряжений; k_2 — пульсационная энергия единицы массы дисперсной фазы; \mathbf{g} — вектор ускорения сил тяжести; \mathbf{F}_μ — вязкая составляющая силы межфазного взаимодействия; Q — мощность теплообмена между газом и частицами; $H_\mu^{(t)}$ — мощность генерации энергии хаотического движения частиц за счет вихревого обтекания, H_μ, H_{sh} — мощности диссипации энергии из-за вязкости и неупругого столкновения; χ_m — коэффициент, учитывающий влияние множества частиц и несферичность их формы на силу присоединенных масс ($\chi_m = 1$ для сферических частиц); t — время.

Система уравнений (1) дополняется уравнениями состояния идеального калорически совершенного газа и несжимаемых твердых частиц:

$$p = (\gamma_1 - 1) \rho_1^0 u_1, \quad u_1 = c_v T_1, \quad u_2 = c_2 T_2. \quad (2)$$

Здесь T_1, T_2 — температуры несущей фазы и частиц; γ_1 — показатель адиабаты; c_v, c_2 — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме и удельная теплоемкость частиц; значения параметров $\gamma_1, c_v, c_2, \rho_i^0$ принимаются постоянными.

Интенсивности межфазного трения и теплообмена задаются на основе следующих соотношений [5, 9, 10]:

$$\mathbf{F}_\mu = \frac{3 \alpha_2}{8 \tau} C_{\mu*} \rho_1 \mathbf{w}_{12*} |\mathbf{w}_{12*}|,$$

$$\mathbf{w}_{12*} = \frac{\alpha_1}{\alpha_{1*}} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2),$$

$$\alpha_{1*} = 1 - 1,16 \alpha_2^{2/3},$$

$$C_{\mu*} = \begin{cases} C_{\mu*}^{(1)} = 24/\text{Re}_{12*} + 4,4/\text{Re}_{12*}^{1/2} + 0,42, & \alpha_2 \leq 0,08, \\ C_{\mu*}^{(2)} = (4/3)/\alpha_1 [1,75 + (150\alpha_2/\alpha_1)/\text{Re}_{12*}], & \alpha_2 \geq 0,45, \\ [(\alpha_2 - 0,08)C_{\mu*}^{(2)} + (0,45 - \alpha_2)C_{\mu*}^{(1)}]/0,37, & 0,08 < \alpha_2 < 0,45, \end{cases}$$

$$Q = \frac{3 \alpha_2}{2 \tau^2} \lambda_1 \text{Nu}_1 (T_1 - T_2), \quad (3)$$

$$\text{Nu}_1 = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{12} \text{Pr}_1^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2,27 + 0,6 \text{Re}_{12}^{0,67} \text{Pr}_1^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200, \end{cases}$$

$$\text{Re}_{12} = \frac{2r\rho_1^0 w_{12}}{\mu_1}, \quad \text{Pr}_1 = \frac{c_v \gamma_1 \mu_1}{\lambda_1},$$

$$\text{Re}_{12*} = \frac{\alpha_1}{\alpha_{1*}} \text{Re}_{12},$$

здесь Re_{12} , Nu_1 , Pr_1 — числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля; C_μ — коэффициент межфазного трения; μ_1 — динамическая вязкость; λ_1 — коэффициент теплопроводности газа; r — радиус частицы.

Оценим (для используемых в данной работе режимных параметров) отношение мощности диссипации энергии хаотического вращения частиц H_ω к мощности генерации энергии из-за поперечных сил Магнуса H_M [8]:

$$\frac{H_\omega}{H_M} = \frac{15}{2} \frac{C_\omega}{C_{M*}} \frac{1}{\rho_1^0 w_{12} r}.$$

Поскольку $r = 100$ мкм, $w_{12} \sim 1 \div 10^2$ м/с, $\rho_1^0 \approx 10$ кг/м³, то

$$\frac{H_\omega}{H_M} \approx 10^3 \div 10.$$

Отсюда следует, что в указанных диапазонах параметров мощность диссипации превосходит мощность генерации. Таким образом, если в начальный момент времени отсутствует хаотическое движение частиц, то в рамках изложенных выше представлений такого движения не возникнет с началом течения двухфазной среды. Это подтверждают контрольные расчеты по модели двухскоростного течения Гольдштика с механизмами генерации и диссипации, приведенными в [8].

Другим возможным механизмом генерации хаотического движения частиц является воздействие колеблющейся (поперечной относительно w_{12}) силы на обтекаемую частицу при $\text{Re}_{12} > 10^2$. Такой механизм рассмотрен в [7] в рамках псевдогаза с тремя поступательными степенями свободы. Проводя осреднение (аналогично [8]) получим мощность вихревой генерации в виде

$$\overline{II}_\mu^{(t)} = \begin{cases} \frac{3\sqrt{2}}{8} \frac{\rho_1^0}{r} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_{1*}} \right)^2 \alpha_2 \eta_{cw} C_\mu^{(t)} w_{12}^2 \sqrt{k_2} & \text{при } \text{Re}_{12} \geq 200, \\ 0 & \text{при } \text{Re}_{12} < 200. \end{cases}$$

Здесь η_{cw} — корреляционный коэффициент, характеризующий согласованность ориентаций скорости частицы и колеблющейся поперечной силы; $C_\mu^{(t)}$ — осредненный (в среднеквадратичном смысле) коэффициент поперечной силы.

Коэффициент $C_\mu^{(t)}$ зависит от ряда факторов (Re_{12} , амплитуды и т. д.) и, как показывают эксперименты [11], может принимать значение ≈ 2 .

Мощности диссипации энергии в единице объема за счет неупругого столкновения и из-за вязкости газа для частиц с тремя степенями свободы записываются в виде

$$H_{sh} = 2^{3/2} \eta_{A*} \frac{\rho_2}{r} k_2^{3/2},$$

$$H_\mu = \frac{9}{8} \frac{\rho_1^0}{r} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_{1*}} \right)^2 C_{\mu*} \alpha_2 w_{12} k_2,$$

где η_{A*} — экспериментальная характеристика материала частиц, учитывающая средние потери кинетической энергии при соударениях [8], $C_{\mu*}$ — коэффициент продольной относительно w_{12} силы.

В рамках теории плотных газов Энского [12] уравнение состояния псевдогаза имеет вид

$$p_d = \frac{2}{3} G(\alpha_2) \rho_2 k_2, \quad (4)$$

$$G(\alpha_2) = \frac{1}{1 - (\alpha_2/\bar{\alpha}_2)^{1/3}} \quad \text{при } \alpha_2 < \alpha_2,$$

где $G(\alpha_2)$ — поправочная функция, описывающая увеличение столкновений в концентрированном газе по сравнению с разбавленным; α_2 — концентрация частиц, соответствующая плотной упаковке.

В случае $\alpha_2 \geq \bar{\alpha}_2$ может быть использован обобщенный закон Гука для насыщенной пористой среды [8]:

$$\sigma_f^{kl} = \alpha_2 [\lambda_f^{(\sigma)} \varepsilon_2^{mm} \delta^{kl} + 2\mu_f^{(\sigma)} \varepsilon_2^{kl} + \nu_f^{(\sigma)} p \delta^{kl}],$$

$$\frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} = \text{def } v_2, \quad \varepsilon_2^{kl} = \begin{cases} 1, & k = l, \\ 0, & k \neq l. \end{cases}$$

Здесь ε_2 — тензор макродеформации второй фазы; $\lambda_f^{(\sigma)}$, $\mu_f^{(\sigma)}$, $\nu_f^{(\sigma)}$ — модули, определяемые в соответствии с [8, 13].

Полагая, что в начальный разгон метаемого цилиндрического тела определяющее значение вносит разность давлений на его торцах, уравнение движения можно записать в виде

$$m_d \frac{dv_d}{dt} = -2\pi \int_0^{R_d} (\Delta p + \Delta p_d - \Delta \sigma_f^{11}) y dy,$$

здесь m_d , v_d , R_d — масса, скорость и радиус цилиндрического тела; Δp , Δp_d , $\Delta \sigma_f^{11}$ — разности давлений газа, пульсационного давления



Рис. 1. Расчетная схема:

1 — канал, 2 — двухфазная среда, 3 — метаемое тело, 4 — мембрана

частиц и осевых проекций эффективных напряжений второй фазы на торцах тела соответственно; y — переменная интегрирования.

Рассматривается следующая задача. Цилиндрический канал (рис. 1) длиной L в начальный момент времени заполнен газом высокого давления и частицами, находящимися в плотной упаковке; внутри канала размещено метаемое тело длиной l . Камера высокого давления отделена от окружающей среды мембраной. После разрыва мембраны газодисперсная среда начинает истекать в атмосферу, увлекая за собой тело.

Задача решалась при следующих исходных данных: $p_h = 1,6 \div 5$ МПа, $p_a = 0,1$ МПа, $T_{i,h} = T_{i,a} = 293$ К, $\alpha_{1,h} = 0,4$, $\alpha_{1,a} = 1$, $\gamma_1 = 1,4$, $\mu_1 = 1,8 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\lambda_1 = 0,025$ Вт/(м·К), $R_1 = 287$ Дж/(кг·К), $c_v = 716$ м²/(с²·К), $r = 100$ мкм, $\rho_2^0 = 2600$ кг/м³, $c_2 = 710$ м²/(с²·К), $\alpha_2 = 0,63$, $C_{\mu} = 0,5$, $C_{\mu}^{(t)} = 0,5 \div 1$, $\eta_{sh} = 15/16$, где R_1 — газовая постоянная, индексами h, a помечены параметры в камере высокого давления и вне ее соответственно. В качестве краевых условий задачи задавали: на стенках — условия непротекания, на бесконечности — начальные условия.

Поставленную задачу решали методом повышенной устойчивости [14], в котором все источникные слагаемые $F_{\mu}, Q, H_{\mu}^{(t)}$ и т. д.) учтены на первом этапе. Допустимый шаг по времени выбирали из условия типа условия Куранта — Фридрихса — Леви:

$$\tau = Cr \frac{\min(h^k)}{\max(|v_1| + a)}, \quad Cr = \text{const}.$$

Здесь a, τ — скорость звука в «чистом» газе, шаг по времени; h^k — размеры ячейки по соответствующим ($k = 1, 2, 3$) осям декартовой системы координат; максимум берется по параметрам во всей области интегрирования.

Численные эксперименты продемонстрировали высокую эффективность предлагаемо-

го метода. В частности, алгоритм обеспечивал устойчивый счет задачи о метании поршня (задача Лагранжа) при рассматриваемых в данной работе исходных данных и в случае, когда вся область интегрирования занята газодисперсной средой при $Cr \leq 3$, т. е. при нарушении условия Куранта — Фридрихса — Леви. Вопрос о корректности дифференциальной задачи, порождаемой разностной схемой при таком соотношении шагов по времени и пространству, выходит за рамки настоящей работы и подробнее обсуждается в [15]. Вместе с тем, вероятно, предварительные (оценочные) расчеты можно выполнять с большим шагом по времени, что может оказаться актуальным для пространственно-многомерных гетерогенных задач. В настоящей работе шаг по времени выбирался из условия $Cr \leq 1$.

Расчеты выполнены в цилиндрической (с осевой симметрией) системе координат. С целью сокращения времени решения задачи расчетная область представляла собой равномерную сетку, изменяемую в процессе счета от 82×32 до 302×102 ячеек пропорционально скорости истечения газодисперсной смеси. Для расчета границ раздела «двухфазная среда — метаемое тело» использован алгоритм, аналогичный [16].

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

С практической точки зрения важно знать влияние зазора между каналом и метаемым телом, а также влияние отношения плотностей двухфазной рабочей среды и тела на динамику последнего. С этой целью выполнены методические расчеты поставленной выше задачи без учета эффектов хаотического движения дисперсных частиц и противодавления (давление на правом торце тела равно нулю). На рис. 2 представлены зависимости безразмерной скорости тела v'_d от безразмерного времени Sh^{-1} при $p_h/p_a = 50$, $\rho_d/\rho_2^0 = 1$, $l/L = 0,5$. Безразмеривание осуществлялось следующим образом:

$$v'_d = \frac{v_d}{a_h}, \quad a_h = \left(\frac{\gamma_2 p_h}{(\rho_{1,h} + \rho_{2,h})/\alpha_{1,h}} \right)^{1/2},$$

$$\gamma_2 = \frac{c + R}{c}, \quad c = x_1 c_v + x_2 c_2, \quad R = x_1 R_1$$

$$\left(x_i = \frac{\rho_i}{\rho}, \quad x_1 + x_2 = 1, \quad i = 1, 2 \right), \quad Sh^{-1} = \frac{a_h t}{L},$$

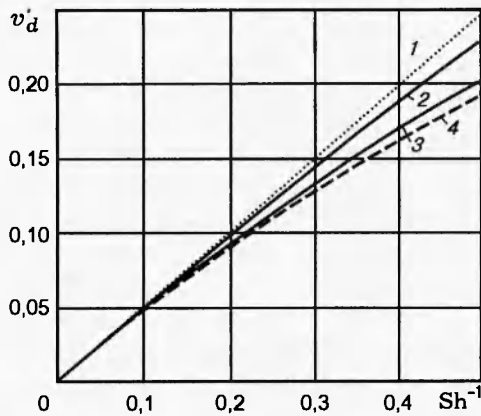


Рис. 2. Зависимость безразмерной скорости тела от безразмерного времени:

1 — гипотетический случай; 2, 3 — настоящий расчет, $d/D = 0,1$ (2) и $0,9$ (3); 4 — аналитическое решение задачи Лагранжа, $d/D = 1$

где a_h — скорость звука в двухфазной смеси в приближении равновесия скоростей и температур. Линиями 2 и 3 показаны результаты расчетов, полученных при отношении диаметров тела и канала $d/D = 0,1$ и $0,9$ соответственно. Линия 4 соответствует аналитическому решению задачи Лагранжа $d/D = 1$ в равновесном приближении (скорости и температуры фаз равны):

$$v'_d = \frac{2\alpha_{1,h}}{\gamma_2 - 1} \left[\left(1 + \frac{\gamma_2 + 1}{2\gamma_2} \frac{m_h}{m_d} \frac{a_h t}{L-l} \right)^{-\frac{\gamma_2-1}{\gamma_2+1}} - 1 \right],$$

здесь v_d , m_d — скорость метаемого тела и его масса, m_h — начальная масса газодисперсной смеси. Линия 1 соответствует гипотетическому движению цилиндрического тела, когда на его левом торце действует постоянное давление, равное начальному значению. В этом случае

$$v'_d = \pi R_d^2 p_h t / a_h.$$

Влияние отношения плотностей тела и частиц двухфазной среды на скорость метания цилиндрического тела в момент времени $Sh^{-1} = 0,5$ иллюстрирует рис. 3.

При расчете метания цилиндрических тел нестационарным потоком двухфазной среды для моментов времени $Sh^{-1} > 0,7$ (как показал опыт вычислений) на оси симметрии или на поверхности тела возникают зоны аномального роста концентраций дисперсной фазы. В этом случае использование бесстолкновительной модели не представляется возможным. Фи-

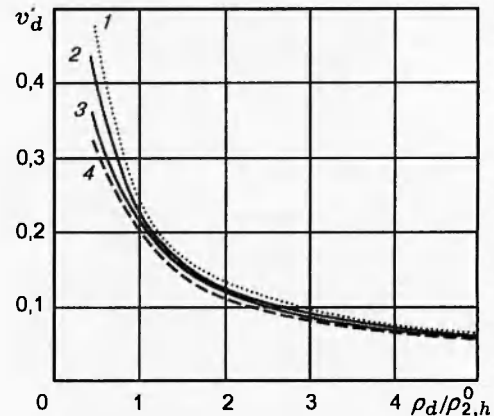


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости от отношения плотностей тела и дисперсных частиц:

обозначения те же, что и на рис. 2

зической причиной, препятствующей «перехлесту» концентрации, являются или столкновения между дисперсными частицами в разреженном состоянии, или напряжения, возникающие при макродеформациях в состоянии плотной упаковки. В настоящей работе сделана попытка учесть эти эффекты в рамках модели, изложенной выше.

Результаты расчетов метания тел с относительными диаметрами $d/D = 0,5$ и удлинениями $l/L = 0,5$ в момент времени $Sh^{-1} = 2$ при $\rho_d/\rho_2^0 \alpha_{2,h} = 0,5$ и $4,81$ представлены на рис. 4. При метании тяжелых тел (см. рис. 4,б) скорости истечения фаз превосходят скорость тела. В результате картина течения следующая: вблизи правого торца цилиндра концентрация частиц низкая ($< 1\%$), с увеличением значения x/L она возрастает и достигает максимального значения при $x/L \approx 1,4 \div 1,5$, где вблизи оси симметрии существуют области плотной упаковки частиц ($\alpha_2 \approx \bar{\alpha}_2$).

Другой вариант расчета (см. рис. 4,а) соответствует случаю, когда плотность цилиндра вдвое меньше приведенной плотности дисперсной среды в исходном состоянии. Картина совместного движения тела и двухфазной смеси здесь качественно иная. В момент времени $Sh^{-1} = 2$ скорость метаемого тела более чем на 40 % превосходит максимальную скорость дисперсных частиц на срезе канала ($x/L = 0$). При этом цилиндр вносит существенные возмущения в течение двухфазной среды (см. рис. 4,а), сжимая двухфазную смесь перед своим правым

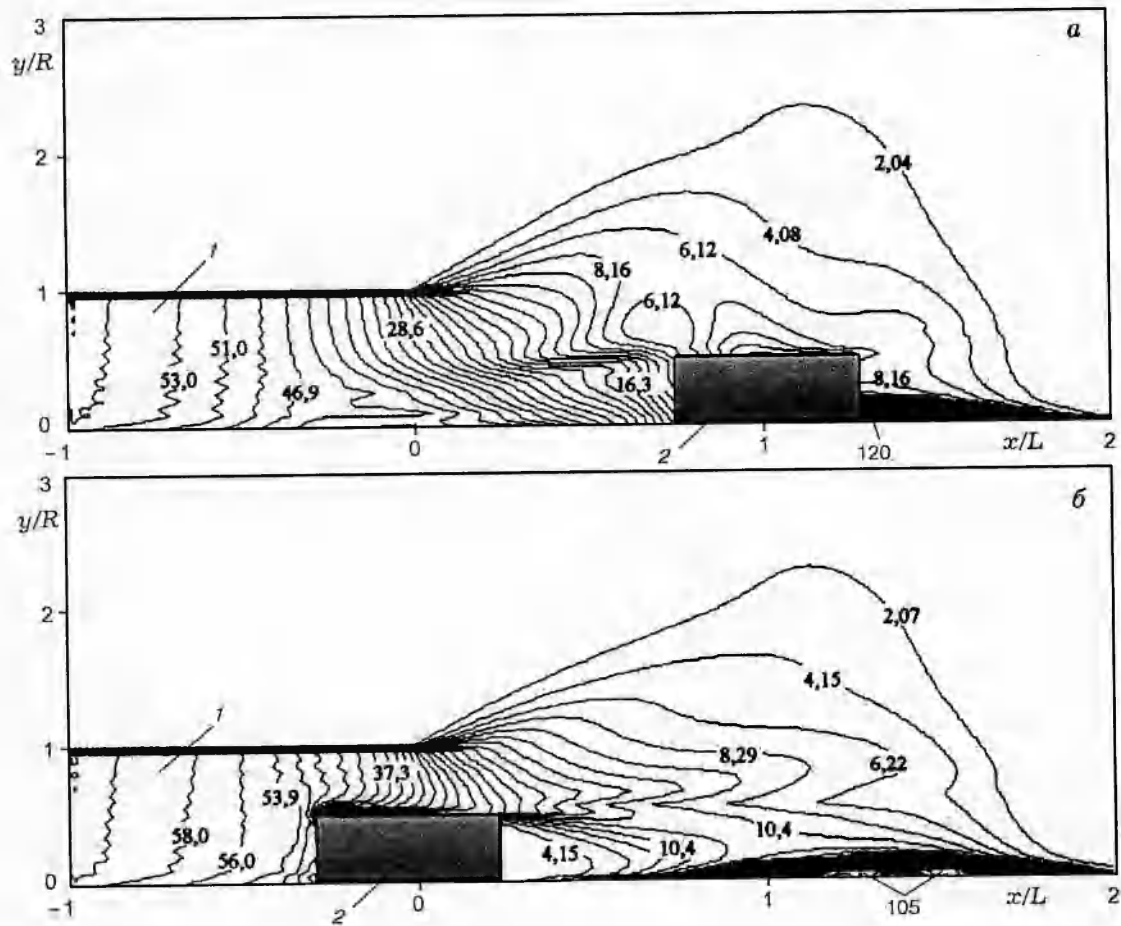


Рис. 4. Линии равных концентраций дисперсной фазы и положение метаемого тела в момент времени $Sh^{-1} = 2$: $\rho_d/\rho_2^0 \alpha_{2,h} = 0,5$ (а) и 4,81 (б); 1 — канал, 2 — метаемое тело; цифры около линий — значения концентраций в процентах от $\alpha_{2,h}$

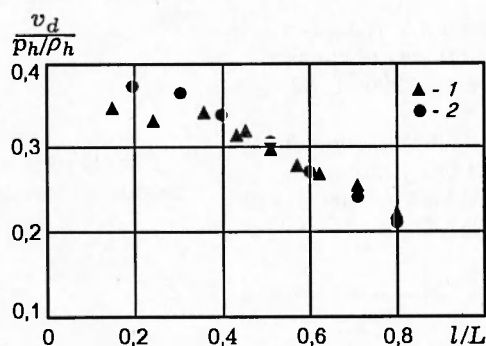


Рис. 5. Экспериментальная (1) и расчетная (2) скорости тела

торцом. Проведены контрольные расчеты скорости метания тела в момент времени $Sh^{-1} = 0,5$ по бесстолкновительной модели. Расхождение составило $\approx 2\%$.

На рис. 5 приведено сопоставление расчетной скорости тела в момент покидания канала с экспериментальными результатами работы [2] при $\rho_d = 7500 \text{ кг/м}^3$, $l/L = 0,5$, $d/D = 0,5$, $p_h/p_a = 16$, остальные данные соответствуют вышеизложенным. Как видно из рис. 5 (здесь $\rho_h = \rho_{1,h} + \rho_{2,h}$), расчетные значения скорости удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

ВЫВОДЫ

1. Эффекты межчастичного взаимодействия существенны при моделировании совместного движения двухфазной среды и тела.
2. Существуют режимы метания тел нестационарным потоком двухфазной среды, когда скорость тела превосходит максимальную скорость истечения дисперсной фазы.
3. В зависимости от отношения диаметров тела и канала, а также от отношения плотностей тела и начальной приведенной плотности дисперсной среды возможно применение упрощенных предельных схем: пренебрежение влиянием тела на течение двухфазной смеси (d/D мало) или учет утечек через зазоры ($d/D \approx 1$).
4. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. С. Экспериментальное исследование метания тел нестационарным потоком двухфазной среды // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 1. С. 73–77.
2. Склад В. А. Метание массивного тела без уплотняющей прокладки потоком двухфазной среды // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 119–121.
3. Садин Д. В., Склад В. А. Приближенный расчет метания массивного тела без уплотняющей прокладки потоком двухфазной среды // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 117–120.
4. Иванов А. С., Козлов В. В., Садин Д. В. Нестационарное истечение двухфазной дисперсной среды из цилиндрического канала конечных размеров в атмосферу // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 3. С. 60–66.
5. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
6. Гольдштик М. А., Козлов Б. Н. Элементарная теория конденсированных систем // ПМТФ. 1973. № 4. С. 89–101.
7. Садин Д. В. Поведение нестационарной струи при истечении смеси газа высокого давления и дисперсной среды из цилиндрического канала в атмосферу // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 1.
8. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
9. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами / Л. Е. Стернин, Б. П. Маслов, А. А. Шрайбер, А. М. Подвысоцкий. М.: Машиностроение, 1980.
10. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
11. Севастьянова Е. В., Соловьева Е. В. Исследование мгновенного давления на неподвижных и поступательно колеблющихся цилиндрических телах в поперечном потоке // Промышленная аэродинамика. М.: Машиностроение, 1988. Вып. 3 (35). С. 138–149.
12. Бувич Ю. А. Гидродинамическая модель дисперсного потока // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 1. С. 79–87.
13. Ляхов Г. М., Покровский Г. И. Взрывные волны в грунтах. М.: Госгортехиздат, 1962.
14. Садин Д. В. Метод расчета волновых гетерогенных течений с интенсивным межфазным взаимодействием // Журн. вычислит. математики и мат. физики. 1998. Т. 38, № 6. С. 1033–1039.
15. Садин Д. В. О сходимости одного класса разностных схем для уравнений нестационарного движения газа в дисперсной среде // Журн. вычислит. математики и мат. физики. 1998. Т. 38, № 9. С. 1572–1577.
16. Белоцерковский О. М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984.

Поступила в редакцию 28/II 1997 г.,
в окончательном варианте — 11/III 1999 г.