03

Эволюция пылевого облака в поле свободномолекулярного потока в невесомости (численные сценарии)

© *Д.В. Садин, К.В. Алексеев*

Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского,
197198 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: sadin@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 2 марта 2015 г. В окончательной редакции 23 июня 2015 г.)

Представлены результаты анализа численных сценариев движения пылевого облака при его взаимодействии со свободномолекулярным потоком газа. Наблюдаются два типа эволюции пылевого образования: регулярный, при котором характерные точки облака притягиваются к аттракторам, или развитие неустойчивости в ограниченной области.

Введение

Исследование течений мелкодисперсных частиц в разреженной среде представляет практический интерес в связи с развитием новых технологий в вакуумной и космической технике. Вопросам управления пылевым облаком в невесомости — перемещение, удержание, сжатие — посвящены работы [1,2]. В [3,4] рассмотрены вопросы эволюции одиночных и ансамбля изолированных частиц при их взаимодействии со свободномолекулярным потоком газа.

В настоящей работе в рамках взаимопроникающих континуумов [5] изучается эволюция пылевого облака в поле свободномолекулярного потока в невесомости. Методом исследования является вычислительный эксперимент. Для расчетов применяется разностная схема, в которой временная дискретизация основана на высокоустойчивой полунеявной аппроксимации [6,7], а для разностных потоков использованы TVD-схемы [8,9].

Постановка задачи

Рассматривается плоская задача о движении в невесомости пылевого облака *1* (рис. 1), которое в начальный момент времени $t = 0$ находится в канале с продольным и поперечным размерами: $L = x_1 - x_0$ и $H = y_1 - y_0$ соответственно. Облако состоит из сферических частиц плотностью ρ_p^0, радиусом r_p и с начальной объемной долей α_{p0}. Движение происходит с начальной скоростью $\mathbf{v}_{p0}$ в дальнем поле свободномолекулярного потока газа *2*, истекающего из неограниченного в направлении z щелевого отверстия 0 с поперечным размером $\Delta x = 2b \ll y_0$.

Предполагается, что в окрестности частицы пылевого облака реализуется свободномолекулярный режим взаимодействия частицы с потоком газа из щели $\mathrm{Kn}_g = l_g/r_p \gg 1$ (где l_g — средняя длина свободного пробега молекул).

Основные уравнения

Осредненная система уравнений движения пылевого облака имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{v}_p) = D\Delta\rho_p,$$

$$\frac{\partial \rho_p \mathbf{v}_p}{\partial t} + \nabla(\rho_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p) = -\nabla p_p + \nabla \tau_p + n_p \mathbf{f}_p, \qquad (1)$$

$$n_p \mathbf{f}_p = -\frac{3}{8} C_D \frac{\alpha_p}{r_p} \rho_g^0 |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p| (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p),$$

где $\rho_p = \rho_p^0 \alpha_p$ — приведенная плотность частиц с объемной долей α_p; $\mathbf{v}_p$ — вектор макроскопической скорости частиц; $\mathbf{v}_g, \rho_g^0$ — осредненные величины вектора скорости и плотности молекулярного потока газа; D, C_D — коэффициенты броуновской диффузии и сопротивления частиц пылевого облака; p_p, τ_p — давление и сдвиговые напряжения в дисперсной фазе за счет хаотического движения; $\mathbf{f}_p$ — вектор осредненной силы, действующей со стороны газа на частицу; n_p — количество частиц в единице объема пылевого облака.

Рассматривая равновесное состояние газа в камере откуда происходит свободномолекулярное истечение газа через щелевое отверстие 0 (рис. 1), распределение

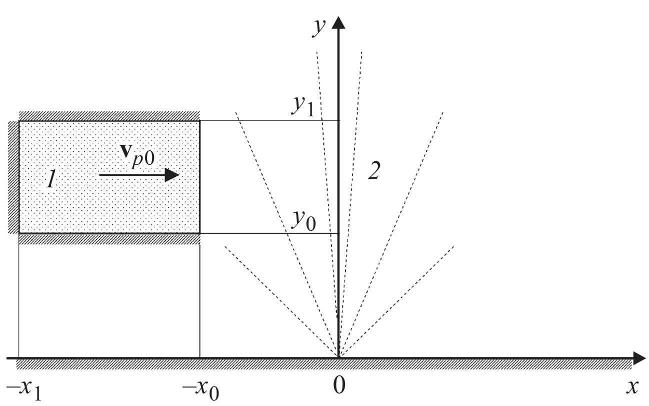

Рис. 1. Схема задачи.

молекул по скоростям описывается максвелловской функцией:

$$f_1 = \frac{n_1}{(2\pi RT_1)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2 + \xi_z^2}{2RT_1}\right), \tag{2}$$

где ξ_x, ξ_y, ξ_z — составляющие скоростей молекул газа; R — газовая постоянная; n_1, T_1 — числовая плотность молекул и температура газа в камере.

Макроскопические параметры свободномолекулярного потока газа получаются осреднением по всем возможным скоростям молекул

$$\xi_y \frac{x-b}{y} \le \xi_x \le \xi_y \frac{x+b}{y},\ 0 < \xi_y < \infty, -\infty < \xi_z < +\infty. \tag{3}$$

Интегрируя функцию распределения (2) в пространстве скоростей (3), имеем

$$\overline{\rho_g^0} = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \Big[\mathrm{erf}(c_y\gamma_+) - \mathrm{erf}(c_y\gamma_-)\Big] \exp(-c_y^2) dc_y,$$

$$\overline{\rho_g^0 u_g} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \int_{c_y\gamma_-}^{c_y\gamma_+} c_x \exp(-c_x^2) \exp(-c_y^2) dc_x dc_y,$$

$$\overline{\rho_g^0 v_g} = \int_0^\infty \Big[\mathrm{erf}(c_y\gamma_+) - \mathrm{erf}(c_y\gamma_-)\Big] c_y \exp(-c_y^2) dc_y,$$

$$\bar{j} = \overline{\rho_g^0 j}/4\overline{\rho_g^0},$$

$$\overline{\rho_g^0 u_g^2} = \frac{4}{\pi} \int_0^\infty \int_{c_y\gamma_-}^{c_y\gamma_+} c_x^2 \exp(-c_x^2) \exp(-c_y^2) dc_x dc_y,$$

$$\overline{\rho_g^0 v_g^2} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \Big[\mathrm{erf}(c_y\gamma_+) - \mathrm{erf}(c_y\gamma_-)\Big] c_y^2 \exp(-c_y^2) dc_y. \tag{4}$$

Здесь $\gamma_+ = (\bar{x}+1)/\bar{y}$, $\gamma_- = (\bar{x}-1)/\bar{y}$, $c_i = \xi_i/\sqrt{2RT_1}$, $i = x, y$, $j = u_g, v_g$, $\mathrm{erf}(\beta) = 2/\sqrt{\pi}\int_0^\beta \exp(-\lambda^2)d\lambda$, $\overline{\rho_g^0}$ — безразмерная плотность газа, $\bar{u}_g, \bar{v}_g$ — безразмерные проекции скорости газа $\mathbf{v}_g$ на оси декартовой системы координат (рис. 1).

Для уравнений (4) принята относительная система единиц измерения, в которой безразмерные величины имеют следующий вид:

$$\bar{i} = \frac{i}{b},\quad \overline{\rho_g^0} = \frac{\rho_g^0}{\rho_{g1}^0},\quad \overline{\rho_g^0 j} = \frac{\rho_g^0 j}{\rho_{g1}^0\sqrt{RT_1/2\pi}},$$

$$\bar{j} = \frac{j}{\sqrt{8RT_1/\pi}},\quad \overline{\rho_g^0 j^2} = \frac{\rho_g^0 j^2}{\rho_{g1}^0 RT_1/2},$$

где ρ_{g1}^0 — плотность газа в камере.

В дальнем поле свободномолекулярного потока при $\bar{y} \gg 1$ решение (4) зависит от $\bar{x}/\bar{y}$ и имеет автомодельный характер. Предельные величины осредненных газодинамических параметров в плоскости симметрии бесконечного щелевого отверстия при $\bar{x} = 0$ (рис. 1) в отличие от случая истечения из отверстия ограниченной площади [3] имеют вид

$$\pi\overline{\rho_g^0}\bar{y},\ \overline{\rho_g^0 v_g}\bar{y},\ (4/\pi)\bar{v}_g,\ (16/\pi)\overline{\rho_g^0}\bar{v}_g^2\bar{y},\ (\pi/4)\overline{\rho_g^0 v_g^2}\bar{y} \to 1. \tag{5}$$

Коэффициенты сопротивления при зеркальном и диффузном отражениях молекул определяются выражениями соответственно [3]

$$C_D^{(0)} = \frac{\pi}{8}\frac{\overline{\rho_g^0 v_g^2}}{\overline{\rho_g^0}\bar{v}_g^2},\ C_D^{(1)} = \frac{\pi}{8}\frac{\overline{\rho_g^0 v_g^2}}{\overline{\rho_g^0}\bar{v}_g^2} + \frac{\pi}{12}\frac{\overline{\rho_g^0 v_g}}{\overline{\rho_g^0}\bar{v}_g^2}\sqrt{\frac{T_w}{T_1}}, \tag{6}$$

где T_w — температура поверхности частицы пылевого облака.

Для рассматриваемой задачи подстановка (5) в (6) дает

$$C_D^{(0)} \to \frac{8}{\pi},\ C_D^{(1)} \to \frac{8}{\pi} + \frac{4}{3}\sqrt{\frac{T_w}{T_1}}. \tag{7}$$

Оценка эффектов хаотического движения дисперсных частиц

Оценим входящие в уравнения (1) эффекты броуновской диффузии и столкновительного характера движения частиц пылевого облака.

Найдем отношение характерных для данной задачи величин: среднего квадрата смещения броуновской частицы $2Dt_*$ [10] к квадрату величины конвективного переноса $(v_{p0}t_*)^2$, получим $2D/(v_{p0}H)$. Здесь H, v_{p0} и $t_* = H/v_{p0}$ — характерные линейный, скоростной и временной масштабы задачи соответственно. Коэффициент диффузии будем определять по формуле Каннингема–Милликена

$$D = k_B T/\gamma_k,$$

$$\gamma_k = 6\pi\eta r_p[1 + A_k\mathrm{Kn}_g + Q_k\mathrm{Kn}_g\exp(-B_k\mathrm{Kn}_g)],$$

где k_B — постоянная Больцмана; T, η — температура и вязкость газа; $A_k = 0.864$, $Q_k = 0.29$, $B_k = 1.25$ — постоянные, найденные в экспериментах Милликена [11].

Оценим влияние эффектов столкновений частиц на эволюцию пылевого облака по порядку входящих величин. Интенсивность передачи импульса (давления) в дисперсной фазе за счет хаотического поступательного движения можно принять $p_p \sim \rho_p^0\alpha_p w_p^2/2$ [5], где w_p — среднеквадратичная величина скорости хаотического движения частиц. Ввиду того что временной масштаб задачи t_* много больше времени релаксации броуновской частицы пылевого облака массой m_p, то $t_* \gg m_p/\gamma_k$, имеем $w_p^2 \sim kT/m_p < kT_1/m_p$.

Поскольку $\nabla p_p \sim \rho_p^0(w_p^2\nabla\alpha_p + \alpha_p\nabla w_p^2)/2$, тогда, полагая, что $|\nabla\alpha_p| \sim \alpha_p/l_p$ и $|\nabla w_p^2| \sim w_p^2/l_p$, получим

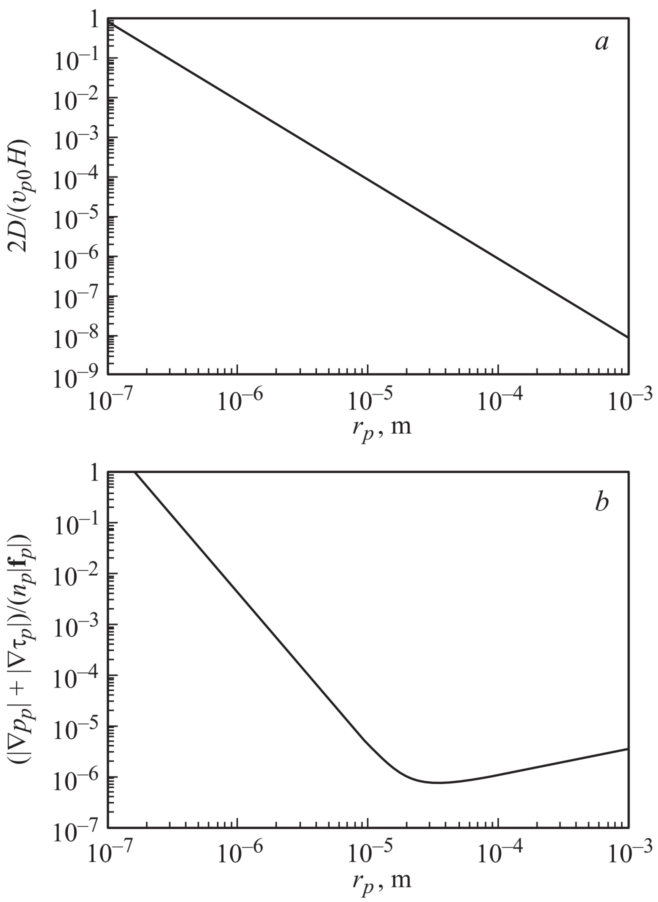

Рис. 2. Относительные оценки: a — броуновской диффузии, b — столкновительного характера движения частиц пылевого облака в зависимости от радиуса дисперсных частиц.

$|\nabla p_p| \sim \rho_p^0 w_p^2 \alpha_p / l_p$, где $l_p = 1/(4n\pi r_p^2)$ — средняя длина свободного пробега частиц облака [12]. Характерные значения сдвиговых напряжений $\tau_p \sim \rho_p^0 r_p w_p v_{p0}/H$ [5], откуда $|\nabla \tau_p| \sim \rho_p^0 r_p w_p v_{p0}/H^2$.

Найдем отношение характерных значений градиента напряжений, возникающих в пылевом облаке при столкновительном движении частиц, к силе, действующей в единице объема на частицы со стороны свободномолекулярного потока газа с учетом $v_g \gg v_p$:

$$\frac{|\nabla p_p| + |\nabla \tau_p|}{n_p |\mathbf{f}_p|} \sim \frac{\rho_p^0 w_p^2 \alpha_p / l_p + \rho_p^0 r_p w_p v_{p0}/H^2}{(3/8) C_D \alpha_p \rho_g^0 v_g^2 / r_p}. \tag{8}$$

Умножим числитель и знаменатель в (8) на $8\bar{y}\rho_{g1}^0 R T_1/\pi$. Учитывая, что в соответствии с (5) $(16/\pi)\bar{\rho}_g^0 \bar{v}_g^2 \bar{y} \to 1$, а также $n_p = 3/4\alpha_p/\pi r_p^3$, получим $l_p = r_p/3\alpha_p$. Подставляя в (8), имеем

$$\frac{|\nabla p_p| + |\nabla \tau_p|}{n_p |\mathbf{f}_p|} \sim 16\, \frac{\rho_p^0 w_p^2 \alpha_p + \rho_p^0 w_p v_{p0} r_p^2/(3\alpha_p/H^2)}{C_D \rho_{g1}^0 R T_1}\, \bar{y}.$$

На рис. 2 показаны относительные оценки броуновской диффузии $2D/(v_{p0}H)$ (рис. 2, a) и столкновительного характера движения частиц пылевого облака $(|\nabla p_p| + |\nabla \tau_p|)/(n_p |\mathbf{f}_p|)$ (рис. 2, b) в зависимости от радиуса дисперсных частиц r_p на расстоянии $\bar{y} = 10^4$ от источника свободномолекулярного потока газа.

В настоящей работе рассматриваются умеренно крупные частицы пылевого облака $r_p \sim 10\,\mu$m в дальнем следе свободномолекулярного потока, истекающего из щелевого отверстия $\bar{y} \gg 1$. Как видно из рис. 2, эффекты броуновской диффузии и столкновительного характера движения частиц относительно характерных величин конвективного переноса и межфазных сил взаимодействия молекулярного потока газа и частиц малы. Поэтому в дальнейшем будем пренебрегать членами уравнений (1), связанными с указанными эффектами. Эволюция частиц с размерами $r_p < 100$ nm в свободномолекулярном потоке требует отдельного рассмотрения, в том числе с использованием подходов, основанных на потенциале взаимодействия молекул с дисперсными частицами [13].

Начальные и граничные условия

Область определения задачи (рис. 1) $\{-\infty < x < +\infty\} \times \{0 \le y < +\infty\}$. Начальные условия в области $\{-x_1 \le x \le -x_0\} \times \{y_0 \le y \le y_1\}$ — дисперсная среда с равномерным распределением объемной концентрации α_{p0} и начальной скоростью $\mathbf{v}_{p0}$; в остальной части — свободномолекулярный поток газа, вытекающий из бесконечного в направлении z щелевого отверстия, с заданными параметрами в камере n_1, T_1. На стенках определены краевые условия непротекания.

Численная модель

Разностная схема

Разностная схема для решения задачи эволюции пылевого облака в поле свободномолекулярного потока строится путем расщепления по физическим процессам на два этапа. На первом этапе, где рассчитываемые величины помечены временным индексом $k + 1/2$, отбрасываются конвективные члены уравнений (1), а силовое взаимодействие молекулярного потока и дисперсных частиц рассчитывается по полунеявной схеме $O(\tau)$ [7]. На втором этапе (временной индекс $k + 1$) конвективные члены аппроксимируются TVD-схемами второго порядка точности $O(h^2)$ [9]

$$\mathbf{v}_p^{k+1/2} = (\mathbf{v}_p^k + B\mathbf{v}_g \tau)/(1 + B\tau),\ \ B = \frac{3}{8}\frac{C_D}{r_p}\frac{\rho_g^0}{\rho_p^\circ}|\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p|,$$

$$\rho_p^{k+1} = \rho_p^k - \tau \left\langle \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{v}_p)^{k+1/2} \right\rangle_{\mathrm{TVD}}, \tag{9}$$

$$\rho_p^{k+1}\mathbf{v}_p^{k+1} = \rho_p^k \mathbf{v}_p^{k+1/2} - \tau \left\langle \nabla(\rho_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p)^{k+1/2} \right\rangle_{\mathrm{TVD}}.$$

Здесь τ, h — шаг по времени и по пространству, $\langle\cdot\rangle_{\mathrm{TVD}}$ — символическое обозначение TVD-схемы для потоков массы и импульса частиц.

Постановка разностной задачи

Поставленная задача решалась в декартовой системе координат на сетке $\Omega = X \times Y = 800 \times 800$ ячеек с размером $h = 0.001\,\mathrm{m}$ по обеим координатам. На стенках задавались разностные граничные условия непротекания второго порядка точности $O(h^2)$. На внешних границах — „мягкие" граничные условия.

В начальный момент времени в области $\{-100 \leq x/h \leq 500\} \times \{0 \leq y/h \leq 800\}$ заданы осредненные параметры свободномолекулярного потока газа (4) и коэффициент сопротивления при диффузном отражении молекул и T_1/T_w (7), $C_D^{(1)} = 8/\pi + 4/3$. Параметры газа в камере, откуда он истекает через щелевое отверстие 0 (рис. 1) с поперечным размером $2b = 20\,\mu\mathrm{m}$, следующие: $T_1 = 293\,\mathrm{K}$, $\rho_{g1}^0 = 1.19 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{kg/m^3}$, газовая постоянная — $R = 287\,\mathrm{J/(kg\,K)}$, динамическая вязкость — $\eta = 1.8 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{Pa\,s}$, числа Кнудсена в камере $\mathrm{Kn}_1 = l_1/2b = 32.9$ (где l_1 — средняя длина свободного пробега молекул в камере) и в окрестности частицы пылевого облака $\mathrm{Kn}_g \gg \mathrm{Kn}_1$.

Канал $\{-300 \leq x/h \leq -100\} \times \{100 \leq y/h \leq 200\}$ при $t = 0$ равномерно заполнен частицами алюминия с плотностью $\rho_p^0 = 2750\,\mathrm{kg/m^3}$, объемной долей $\alpha_{p0} = 0.01$ и радиусом частиц $r_p = 10\,\mu\mathrm{m}$, имеющие начальную параллельную оси x скорость $\mathbf{v}_{p0} = 0.05\,\mathrm{m/s}$.

Таким образом, взаимодействие пылевого облака происходит за срезом канала (рис. 1, $x > -x_0$). Для сокращения объема вычислений расчет выполнялся в ограниченной области при $y/h > 75$. Шаг по времени переменный выбирался из условия Куранта–Фридрихса–Леви

$$\tau^k = \mathrm{CFL}\frac{h}{\max\limits_{\forall\Omega}(|u_p^k|, |v_p^k|)},$$

где CFL — число Куранта, u_p^k, v_p^k — проекции скорости частиц $\mathbf{v}_p$ на оси декартовой системы координат в момент времени t^k.

Поставленная задача решалась с числом Куранта $\mathrm{CFL} = 0.1$ и использованием в разностной схеме (9) ограничителей $\psi(r)$ соответственно Upwind, MINMOD и MUSCL:

$$\psi(r) = \left\{0, \min(r, 1), \max\left[\min\left(2, 2r, \frac{1+r}{2}\right), 0\right]\right\},$$

где r — параметр, равный отношению прилежащих градиентов плотности и импульса дисперсной среды [9].

Указанные ограничители наделяют схему (9) различными диссипативными свойствами. На рис. 3 представлены распределения относительной плотности частиц пылевого облака $\bar{\rho}_p = {\rho_p}^0\alpha_p/\rho_p^0\alpha_{p0}$ через 100 шагов по времени в сечении $y = (y_1 - y_0)/2$. Здесь кривые соответствуют расчетам по схеме с разными порядками аппроксимации: *1* — Upwind $\mathrm{O}(h)$, *2* — MINMOD $\mathrm{O}(h^2)$, *3* — MUSCL $\mathrm{O}(h^2)$.

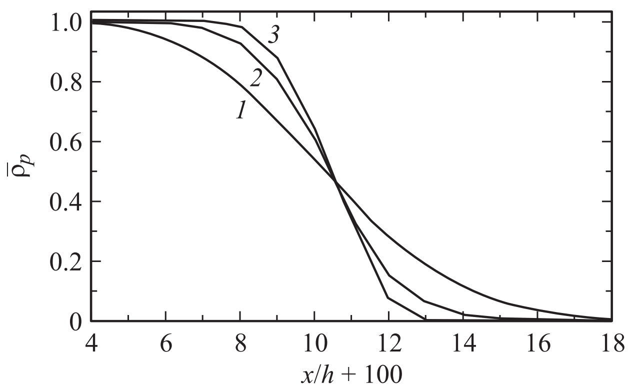

Рис. 3. Распределения относительных плотностей частиц для различных ограничителей разностных схем.

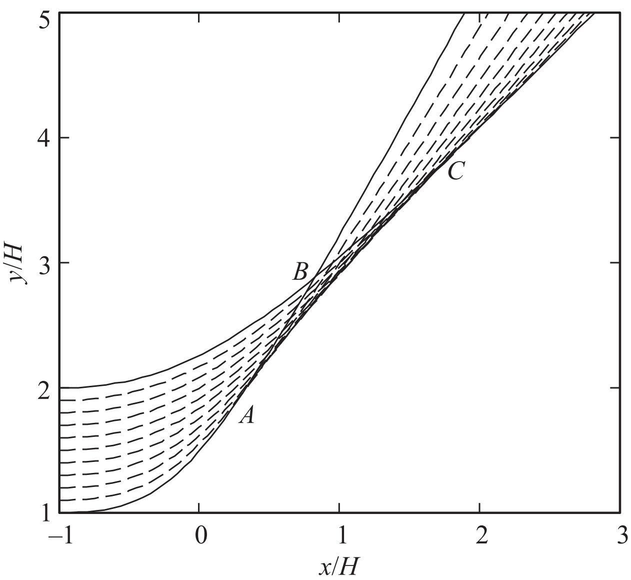

Рис. 4. Семейство траекторий изолированных частиц.

Результаты расчетов и их обсуждение

Движение разреженного ансамбля изолированных частиц при взаимодействии со свободномолекулярным потоком газа иллюстрируется на рис. 4. Расчеты проведены по методике [4] для исходных данных, указанных выше. Движение частиц в канале при $x/h < -100$ — упорядоченное параллельное оси X. За срезом канала траектории частиц отклоняются в направлении оси Y, тем больше, чем ближе они расположены к источнику потока газа. В области ABC траектории частиц пересекаются. А выше линии BC упорядоченное распределение частиц меняется на противоположное по отношению к начальному.

Эволюция пылевого облака частиц качественно и количественно отличается от движения ансамбля изолированных частиц. На рис. 5 показаны численные сценарии эволюции пылевого облака, рассчитанные с использованием разностной схемы (9) с различными диссипативными свойствами: a — Upwind, b — MINMOD, *c* — MUSCL. На рисунке отмечены характерные угловые точки пылевого облака при $t = 0\,\mathrm{s}$, занумерованные в порядке следования по часовой стрелке *1–2–3–4*, а также изменение их положения в последующие моменты времени. Штриховыми линиями показаны траектории движения изолированных частиц, расположенных вначале на нижнем I, верхнем крае II облака и в его срединной части III ($y = (y_1 - y_0)/2$).

Движение пылевого облака в начальные моменты времени сопровождается его поперечным сжатием по отношению к направлению движения частиц (рис. 5, $t_1 = 3.5\,\mathrm{s}$). А после прохождения области *ABC* (рис. 4) наблюдается перехлест характерных точек вначале головной *1–2–4–3* (рис. 5, $t_2 = 7.5\,\mathrm{s}$), а затем хвостовой частей облака *2–1–4–3* (рис. 5, $t_3 = 11.5\,\mathrm{s}$). Краевые точки *1* и *3* притягиваются к соответствующим траекториям I и III (аттракторам). А средняя часть пылевого облака *2–4* движется вдоль линии II. Сценарии, численно реализуемые при использовании схем Upwind и MINMOD, описывают устойчивые, регулярные решения эволюции пылевого облака (верхняя и средняя части рис. 5).

Движение дисперсного образования в рамках численной модели MUSCL, обладающей меньшей схемной вязкостью, сопровождается развитием неустойчивости и стохатизацией течения (нижняя часть рис. 5). Отметим, что схема MUSCL обладает TVD-свойством (уменьшения общей вариации решения), кроме того, расчеты выполнялись со значительным запасом счетной устойчивости. При течении дисперсной среды в обла-

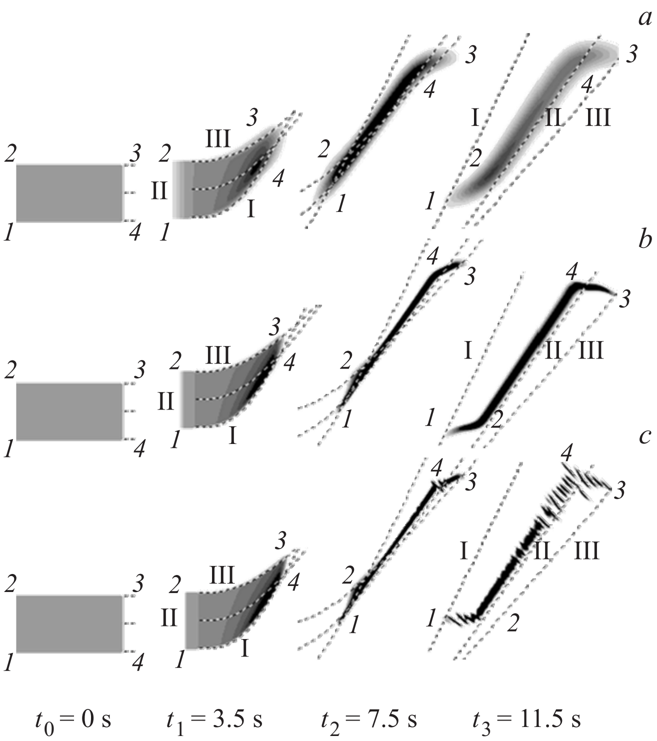

Рис. 5. Положения пылевого облака в последовательные моменты времени.

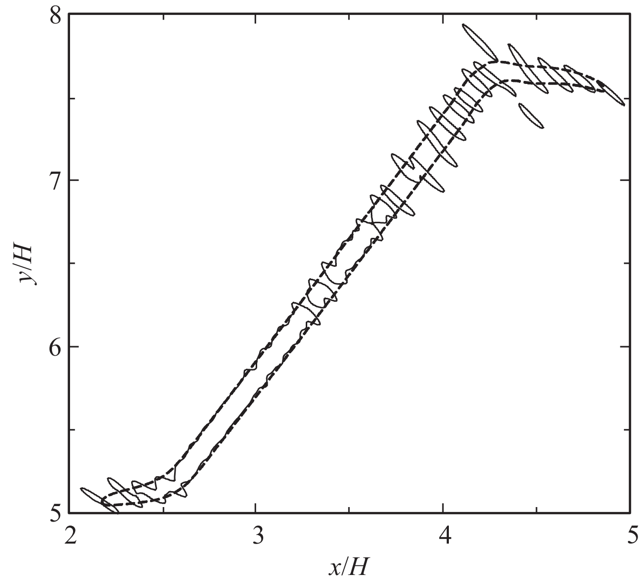

Рис. 6. Сравнение линий равной относительной плотности для схем: пунктирные линии — MINMOD и сплошные линии — MUSCL.

сти *ABC* наблюдается последовательность бифуркаций, которые развиваются в головной, затем в хвостовой части облака и распространяются внутрь *2–4* потока. Облако фрагментируется на отдельные полоски, которые растягиваются в направлении поперек потока. Траектории фрагментов облака лежат внутри „коридора“, ограниченного линиями I и III. При этом не отмечается периодической структуры (странный аттрактор). Вместе с тем средние характеристики движения дисперсного образования близки к характеристикам регулярного (детерминированного) решения (рис. 6). Здесь приведены линии равной относительной плотности $\bar{\rho}_p = 2$ в момент времени $t_3 = 11.5\,\mathrm{s}$: сплошные кривые — схема MUSCL; штриховые линии — схема MINMOD.

В рассматриваемом явлении можно выделить два механизма, определяющих эволюцию пылевого облака. Инерционный механизм способствует развитию неустойчивости, при котором близлежащие к источнику молекулярного потока элементарные объемы дисперсной среды за счет более интенсивного межфазного трения стремятся пересечь верхние слои пылевого облака. В области *ABC* траектории лагранжевых частиц пылевого облака пересекаются. Второй механизм — это вязкая диссипация с малым параметром схемной вязкости, которая стабилизирует течение. Численные сценарии являются регуляризированными решениями, при этом масштаб ячейки и связанная с ним схемная вязкость является параметром регуляризации и устойчивости. Физическим механизмом, стабилизирующим течение, является столкновительный хаотический характер движения дисперсных частиц. Эффекты броуновской диффузии, межгранулярного давления и сдвиговых напряжений становятся существенными для достаточно мелких ($r_p \sim 1\,\mu\mathrm{m}$ и меньшего размера) частиц.

Заключение

Таким образом, в рамках численного эксперимента рассмотрена эволюция пылевого облака в поле свободномолекулярного потока в невесомости. Течение частиц облака качественно и количественно отличается от движения ансамбля изолированных частиц. В зависимости от дисбаланса инерционного и диссипативного механизмов явления наблюдается регулярное течение или развитие неустойчивости в области, ограниченной крайними траекториями изолированных частиц.

Список литературы

[1] *Blum J., Levasseur-Regourd A.-C., Munoz O., Slobodrian R.J., Vedernikov A.* // EuroPhys. News, 2008. Vol. 39. N 3. P. 27–29.
[2] *Ведерников А.А.* Тез. докл. Междун. конф. „Современные проблемы газовой и волновой динамики“. М.: МГУ, 2009. С. 27–28.
[3] *Садин Д.В., Алексашов В.Ю., Алексеев К.В., Варварский В.М., Лебедев Е.Л.* // ПМТФ. 2012. Т. 53. № 6. С. 41–48.
[4] *Садин Д.В., Алексашов В.Ю., Варварский В.М., Добролюбов А.Н.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 16. С. 15–21.
[5] *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
[6] *Садин Д.В.* // ЖВМиМФ. 1998. Т. 38. № 9. С. 1572–1577.
[7] *Садин Д.В.* // ЖВМиМФ. 1998. Т. 38. № 6. С. 1033–1039.
[8] *Fringer O.-B., Armfield S.W., Street R.L.* // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2005. Vol. 49. P. 301–329.
[9] *Садин Д.В.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. Вып. 4 (10). С. 1–17.
[10] *Терлецкий Я.П.* Статистическая физика. М.: Высшая школа, 1994. 350 с.
[11] *Millikan R.A.* // Phys. Rev. 1923. Vol. 22. N 1. P. 1–23.
[12] *Cercignani C.* Theory and Application of the Boltzman Equation. Edinbugh and London: Scottish Academic Press, 1975. 415 p.
[13] *Рудяк В.Я., Краснолуцкий С.Л.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 13–20.