

ЧЕБЫШЕВСКИЙ СБОРНИК

Том 21. Выпуск 4.

УДК 51-72; 533; 537

DOI 10.22405/2226-8383-2020-21-4-257-269

Численное исследование распространения ударной волны малой интенсивности из чистого газа в электрически заряженную запылённую среду

Д. А. Тукмаков, А. А. Ахунов

Дмитрий Алексеевич Тукмаков — кандидат физико-математических наук, ИММ-обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН (г. Казань).

e-mail: tukmakovDA@imm.knc.ru

Адель Айратович Ахунов — аспирант, Казанский национальный технический университет имени А. Н. Туполева (г. Казань).

e-mail: bars95@yandex.ru

Аннотация

Данная работа посвящена численному моделированию процесса распространения ударной волны малой интенсивности из чистого газа в неоднородную среду представляющую собой газовую взвесь твердых частиц. В вычислительных экспериментах рассматривались как электрически нейтральные, так и заряженные взвеси твердых частиц. В использованной в работе математической модели сохранение компонент импульса несущей среды описывалось системой уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа в двухмерной постановке. При описании взаимодействия несущей и дисперсной фазы газовой взвеси учитывались сила Стокса, динамическая сила Архимеда, сила присоединённых масс, также учитывался межфазный теплообмен. Для дисперсной компоненты смеси решалась полная гидродинамическая система уравнений движения, включавшая в себя уравнение неразрывности, сохранений импульса и энергии. Система уравнений математической модели дополненная граничными условиями решалась явным конечно-разностным методом второго порядка точности. Также в численной модели использовался алгоритм подавления численных осцилляций. Численное моделирование показало, что наличие электрического заряда в дисперсной компоненте смеси оказывает воздействие на движение дисперсной компоненты и вследствие межфазного взаимодействия на течение газа. В результате численных расчётов было выявлено, что увеличение размера частиц приводит к существенному росту межфазного скоростного скольжения. Было определено, что интенсивность скоростного скольжения между несущей и дисперсной фазами в электрически заряженной запылённой среде возрастает в направлении увеличения удельной силы Кулона, в то время как в электрически нейтральной газовой взвеси рост скоростного скольжения происходит в направлении движения ударной волны.

Ключевые слова: многофазные среды, ударные волны, сила Кулона, межфазное взаимодействие, численное моделирование.

Библиография: 27 названий.

Для цитирования:

Д. А. Тукмаков, А. А. Ахунов. Численное исследование распространения ударной волны малой интенсивности из чистого газа в электрически заряженную запылённую среду // Чебышевский сборник, 2020, т. 21, вып. 4, с. 257–269.

CHEBYSHEVSKII SBORNIK

Vol. 21. No. 4.

UDC 51-72; 533; 537

DOI 10.22405/2226-8383-2020-21-4-257-269

Numerical study of the propagation of a small shock wave intensity from a homogeneous gas to an electrically charged dusty environment

D. A. Tukmakov, A. A. Ahunov

Dmitry Alekseevich Tukmakov — Candidate of Physical and Mathematical Sciences, IME KazSC RAS (Kazan).

e-mail: tukmakovDA@imm.knc.ru

Adel Ayratovich Ahunov — graduate student, Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev (Kazan).

e-mail: bars95@yandex.ru

Abstract

The paper is devoted to numerical modeling of the process of propagation of a low-intensity shock wave from a pure gas into an inhomogeneous medium, which is a gas suspension of solid particles. Computational experiments considered both electric neutral and charged suspensions of solid particles. In the mathematical model used in the work, the conservation of the momentum components of the carrier medium was described by the system of Navier-Stokes equations for a compressible gas in a two-dimensional formulation. When describing the interaction of the carrier and the dispersed phase of the gas suspension, the Stokes law, Archimedes' principle, the virtual masses force were considered, interphase heat transfer was also taken into account. For the dispersed component of the mixture, a complete hydrodynamic system of equations of motion was solved. It included the equation of continuity, the equation of conservation of momentum and energy. The system of equations of the mathematical model, supplemented by boundary conditions, was solved by an explicit finite-difference method of the second order of accuracy. In the numerical model, an algorithm for suppressing numerical oscillations was also used. Numerical modeling showed that the presence of an electric charge in the dispersed component of the mixture affects the movement of the dispersed component and, due to interfacial interaction, the gas flow. As a result of numerical calculations, it was found that an increase in particle size leads to a significant increase in interfacial velocity slip. It was determined that the intensity of the velocity slip between the carrier and the dispersed phases in an electrically charged dusty medium occurs in the direction of increasing the specific Coulomb force. While in an electrically neutral gas suspension, the growth of velocity slip occurs in the direction of motion of the shock wave.

Keywords: multiphase media, shock waves, Coulomb force, interfacial interaction, numerical simulation.

Bibliography: 27 titles.

For citation:

D. A. Tukmakov, A. A. Ahunov, 2020, "Numerical study of the propagation of a small shock wave intensity from a homogeneous gas to an electrically charged dusty environment", *Chebyshevskii sbornik*, vol. 21, no. 4, pp. 257–269.

1. Введение

Одним из разделов современной механики жидкости и газа является механика многофазных сред. Частным случаем многофазных сред являются гетерогенные смеси-среды, состоящие из компонент имеющих разные агрегатные состояния. Такими смесями, например, могут быть газовзвеси — газокапельные и запылённые среды [1-9]. В ряде случаев возникает необходимость моделирования течений газовзвесей компоненты, которых движутся как под действием аэродинамических сил, так и под действием электрических сил [10-15]. Изучение таких процессов требует определения того насколько существенно влияют силы различной природы на общую динамику смеси. В данной работе исследуется воздействие электрического заряда и механических свойств частиц дисперсной компоненты смеси на распространение ударной волны из чистого газа в запылённую среду.

2. Математическая модель

Математическая модель состоит из системы уравнений движения несущей среды- вязкого сжимаемого теплопроводного газа [16] и системы уравнений движения дисперсной фазы. В данной работе используется континуальная методика моделирования гетерогенной смеси [1,2] предполагающая, что для дисперсной компоненты записывается уравнение непрерывности «средней плотности» — произведения объемного содержания дисперсной компоненты на физическую плотность материала дисперсной фазы. Объемное содержание является функцией временной и пространственных переменных. При этом физическая плотность материала дисперсных включений в процессе течения многофазной среды не изменяется. Динамика несущей среды описывается полной двухмерной газодинамической системой уравнений для вязкого сжимаемого теплопроводного газа:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial y} = 0, \\
 & \frac{\partial(\rho_1 u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy}) = F_x + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\
 & \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1 v_1 + p - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v_1^2 + p - \tau_{yy}) = F_y + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\
 & \frac{\partial e_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}([e_1 + p - \tau_{xx}]u_1 - \tau_{xy}v_1 + \lambda \frac{\partial T_1}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}([e_1 + p - \tau_{yy}]v_1 - \tau_{xy}u_1 + \lambda \frac{\partial T_1}{\partial y}) = \\
 & = -Q - (|F_x|(u_1 - u_2) + |F_y|(v_1 - v_2)) + \alpha \left(\frac{\partial(pu_1)}{\partial x} + \frac{\partial(pv_1)}{\partial y} \right) \quad (1) \\
 & p = (\gamma - 1)(e - \rho(u_1^2 + v_1^2)/2), \\
 & e_1 = \rho_1(I + (u_1^2 + v_1^2)/2), \\
 & \tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u_1}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right), \\
 & \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial x} \right), D = \mu \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right),
 \end{aligned}$$

Здесь $\rho_1, u_1, v_1, e_1, T_1, \lambda, \mu, \gamma$ — средняя плотность несущей фазы, компоненты вектора скорости несущей фазы, полная энергия и температура высокотемпературного газа, коэффициенты теплопроводности, вязкости и постоянная адиабаты для несущей газообразной среды, $I = RT/(\gamma - 1)$ внутренняя энергия несущей среды (здесь R газовая постоянная для воздуха)

[2]; компоненты силы межфазного трения F_x, F_y и тепловой поток с поверхности дисперсной фазы Q определяются законами межфазного взаимодействия. Для описания движения дисперсной фазы используются уравнение сохранения средней плотности дисперсной фазы, уравнение сохранения импульса и уравнение сохранения внутренней энергии [2]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial y} &= 0 \\
 \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_2 u_2^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_2 u_2 v_2) &= -F_{x2} - F_{Ex2} - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\
 \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_2 u_2 v_2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_2 v_2^2) &= -F_{y2} - F_{Ey2} - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\
 \frac{\partial e_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial y}(e_2 v_2) &= Nu_{12} \frac{6\alpha}{(2r)^2} \lambda (T_1 - T_2) \\
 \rho_2 &= \alpha \rho_{20}, e_2 = \rho_2 C_{p2} T_2
 \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь α , ρ_2 , e_2 , T_2 — объемное содержание, средняя плотность, внутренняя энергия и температура дисперсной фазы; C_{p2} , ρ_{20} — удельная теплоемкость и плотность вещества твердых частиц, r — радиус частиц имеющих сферическую форму. Компоненты силы межфазного взаимодействия F_x и F_y определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 F_x &= \frac{3\alpha}{8r_2} C_{d2} \rho \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + ((v_1 - v_2)^2 (u_1 - u_2) + \rho_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) +} \\
 &\quad + 0.5\alpha \rho_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} - \frac{\partial u_2}{\partial t} - u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} \right) + F_{Ex} \\
 F_y &= \frac{3\alpha}{8r_2} C_{d2} \rho \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + ((v_1 - v_2)^2 (v_1 - v_2) + \alpha \rho_1 \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) +} \\
 &\quad + 0.5\alpha \rho_1 \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{\partial v_2}{\partial t} - v_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} \right) + F_{Ey}
 \end{aligned}$$

Выражение для межфазного теплообмена:

$$Q = 6\alpha \lambda Nu_{12} (T_1 - T_2) / (2r)^2$$

Параметры межфазного взаимодействия описаны в работе [2]:

$$C_{d2} = C_{d2}^0 \phi(M_{12}) \psi(\alpha), C_{d2}^0 = \frac{24}{Re_{12}} + \frac{4}{Re_{12}^{0.5}} + 0.4,$$

$$\phi(M_{12}) = 1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M_{12}^{0.63}}\right), \psi(\alpha) = (1 - \alpha)^{-2.5},$$

$$Re = \rho_1 u_1 D / \mu, Re_{12} = r \rho_1 |u_1 - u_2| / \mu, M_{12} = |u_1 - u_2|, Pr_1 = c_{p1} \mu (\lambda)^{-1},$$

$$Nu_{12} = 2 \exp(-M_{12}) + 0.459 Re_{12}^{0.55} Pr_1^{0.33}, 0 < M_{12} < 2, 0 < Re < 2 * 10^5.$$

Здесь D — характерный размер системы, r — радиус частиц дисперсной фазы.

Составляющие силы Кулона на единицу объема газовой фазы определяются через ее удельный заряд, объемную плотность твердой фазы и напряженность электрического поля:

$$F_{Ex} = -q_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x}, F_{Ey} = -q_0 \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

где q_0 — удельный заряд единицы массы твердой компоненты смеси, φ — потенциал электрического поля. Потенциал электрического поля в расчетной области определяется из решения уравнения Пуассона с однородными граничными условиями Неймана, в той части канала, которая заполнена электрически заряженной запалённой средой и однородными граничными условиями Дирихле, в той части канала, которая заполнена однородным газом [17-20]:

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho_e}{\epsilon \epsilon_0}, E = -\nabla \varphi, \rho_e = \alpha \rho_{20} q_0, \Delta \varphi = -\frac{\alpha \rho_{20} q_0}{\epsilon \epsilon_0} \quad (3)$$

В правой части уравнения Пуассона содержится плотность заряда газозвеси, отнесенная к произведению относительной и абсолютной диэлектрической проницаемости несущей среды $-\epsilon$ и ϵ_0 соответственно. В матричном виде система уравнений (1)-(2) может быть записана как:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} &= H; \\ \mathbf{q} &= \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \rho_1 u_1 \\ \rho_1 v_1 \\ \rho_2 u_2 \\ \rho_2 v_2 \\ e_1 \\ e_2 \end{bmatrix}, \\ \mathbf{E} &= \begin{bmatrix} \rho_1 u_1 \\ \rho_2 u_2 \\ \rho_1 u_1^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy} \\ \rho_2 u_2^2 \\ \rho_2 u_2 v_2 \\ (e_1 + p - \tau_{xx})u_1 - \tau_{xy}v_1 - \lambda \frac{\partial T_1}{\partial x} \\ e_2 u_2 \end{bmatrix}, \\ \mathbf{F} &= \begin{bmatrix} \rho_1 v_1 \\ \rho_2 v_2 \\ \rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy} \\ \rho_1 v_1^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho_2 u_2 v_2 \\ \rho_2 v_2^2 \\ (e_1 + p - \tau_{yy})v_1 - \tau_{xy}u_1 - \lambda \frac{\partial T_1}{\partial y} \\ e_2 v_2 \end{bmatrix}, \\ \mathbf{H} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -F_x + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ -F_y + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\ F_x - \alpha \frac{\partial p}{\partial x} \\ -F_y - \alpha \frac{\partial p}{\partial y} \\ -Q - |F_x|(u_1 - u_2) - |F_y|(v_1 - v_2) + \alpha_2 \frac{\partial p u_1}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p v_1}{\partial y} \\ Q \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для системы уравнений (4) численное решение явным методом Мак-Кормака может быть записан следующим образом [21]:

$$q_{jk}^* = q_{jk}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x}(E_{j+1k}^n - E_{jk}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y}(F_{jk+1}^n - F_{jk}^n) + \Delta t H_{jk}^n,$$

$$q_{jk}^{n+1} = 0.5(q_{jk}^* + q_{jk}^n) - 0.5 \frac{\Delta t}{\Delta x}(E_{jk}^* - E_{j-1k}^*) - 0.5 \frac{\Delta t}{\Delta y}(F_{jk}^* - F_{jk-1}^*) + 0.5 \Delta t H_{jk}^*.$$

Моноотонность решения достигалась с помощью применения схемы нелинейной коррекции вдоль пространственных направлений x и y по индексам j, k соответственно к компонентам вектора независимых переменных [22]: $\mathbf{q}$

$$\mathbf{q} = (\rho_1, \rho_2, \rho_1 u_1, \rho_1 v_1, \rho_2 u_2, \rho_2 v_2, e_1, e_2)$$

Пусть $Z_{j,k}^n$ — произвольная независимая функция на n -ом временном слое в узле j, k . Тогда алгоритм коррекции имел бы следующий вид:

$$Z_{j,k}^{n*} = Z_{j,k}^n + \kappa(\delta Z_{j+1/2,k}^n - \delta Z_{j-1/2,k}^n), \quad (5)$$

где $Z_{j,k}^{n*}$ -скорректированная функция.

Данный алгоритм выполняется в случае когда $(\delta Z_{j-1/2,k}^n \delta Z_{j+1/2,k}^n) < 0$ или $(\delta Z_{j+1/2,k}^n \delta Z_{j+3/2,k}^n) < 0$. Здесь используются обозначения

$$\delta Z_{j-1/2,k}^n = Z_j^n - Z_{j-1,k}^n, \delta Z_{j+1/2,k}^n = Z_{j+1,k}^n - Z_{j,k}^n, \delta Z_{j+3/2,k}^n = Z_{j+2,k}^n - Z_{j+1,k}^n,$$

где κ -коэффициент коррекции.

Уравнение Пуассона (3) для потенциала электрического поля записывалось в обобщенных координатах и решалось методом конечных разностей с помощью итерационной схемы метода установления [23] на газодинамической расчетной сетке. Система уравнений дополнялась соответствующими начальными и граничными условиями. На границах расчетной области задавались граничные условия Дирихле для составляющих скорости несущей и дисперсной фазы и граничные условия Неймана для остальных функций [2,16,18-20,24-26].

В работе [25] было проведено сопоставление результатов расчётов нестационарных течений неоднородной среды, проведенных описанной ниже методикой моделирования, с известными из литературы результатами численного моделирования в которых применялся метод крупных частиц [2]. Также результаты расчётов ударно-волновых течений запылённой среды явным конечно-разностным методом Мак-Кормака [26] были сопоставлены с результатами физического эксперимента [27]. Сопоставление расчётов течений многофазных сред с численными расчетами, проведёнными на основе другой методики моделирования и результатами физического эксперимента, показали приемлемое соответствие.

3. Результаты расчётов

В расчётах предполагалось, что давление газа в камерах высокого и низкого давлений $p_2=107.8$ КПа и $p_1=98$ КПа, соответственно. Дисперсная фаза в камере низкого давления имела объёмное содержание $\alpha=0.0005$, и истинную плотность материала $\rho_{20}=1850$ кг /м³. Длина канала составляла- $L=10$ м, ширина канала составляла- $h=0.1$ м; предполагалось, что все частицы дисперсной фазы имеют электрический заряд одинакового знака, с удельным массовым зарядом $q_0=0.001$ Кл/кг-рис.1.

В отличие от движения ударной волны по чистому газу при заполнении камеры низкого давления запылённой средой – скорость движения ударной волны меньше при этом выше интенсивность давления на переднем крае ударной волны-рис. 2.

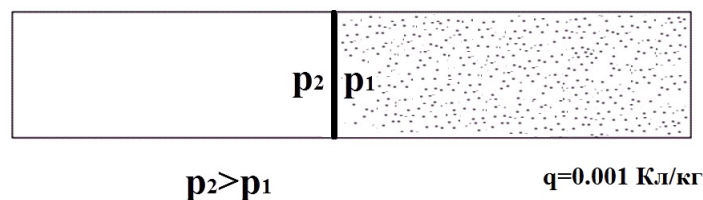


Рис. 1: Схематическое изображение канала с электрически заряженной газовой взвесью в начальный момент времени

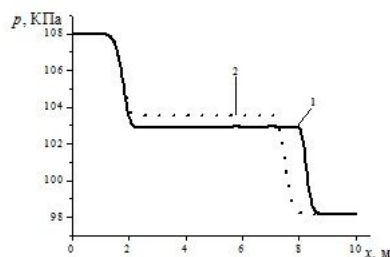


Рис. 2: Распределение давления: в чистом газе – кривая 1 и при распространении ударной волны из чистого газа в запылённую среду – кривая 2. Размер частиц $d=4$ мкм. $t=11$ мс.

В случае, когда камера низкого давления заполнена электрически заряженной дисперсной фазой все частицы которой имеют одинаковый заряд, действие силы Кулона внутреннего электрического поля генерируемого электрически заряженной средой направлено в сторону противоположную положительному направлению координатной оси – рис.3.

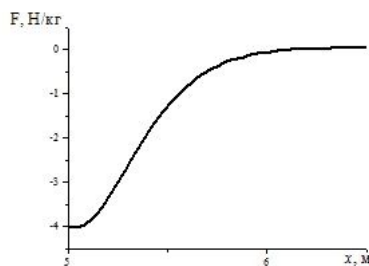


Рис. 3: Распределение удельной силы Кулона вдоль канала. $t=10$ мс

На рисунке 4 (а,б) представлены распределения давления при прохождении ударной волны из чистого газа в газовзвесь с электрически заряженной и нейтральной дисперсной фазой для различных размеров частиц твердой компоненты газовой взвеси. Сопоставление распределений давления показывает, что в электрически заряженной газовой взвеси на участке движущегося за ударной волной спутного потока газа наблюдается неравномерное увеличение и уменьшение давления, характерное для волн сжатия и разрежения. В то время как давление в области спутного потока газа, движущегося за ударной волной в электрически нейтральной газовой взвеси распределено монотонно. При уменьшении размера частиц электрически заряженной газовой взвеси увеличивается значение максимального перепада давления: для частиц с диаметром $d=4$ мкм величина перепада между максимальным и минимальным значениями составляет $\Delta p=2013$ Па для газовой взвеси с диаметром частиц $d=400$ мкм $\Delta p=316$ Па.

В мелкодисперсной газовой взвеси наблюдается меньшая скорость движения несущей среды – рис.5 (а,б). Отличие в значениях скоростей газа для электрически нейтральной и заряженной



Рис. 4: Давление несущей среды при распространении ударной волны в газозвесь с дисперсностью частиц — $d=4$ мкм: рис.4,а и в газозвесь с размером частиц $d=400$ мкм:рис.4,б; $t=11$ мс. Кривые 1 и 2 соответственно электрически нейтральная и заряженная газозвеси.



Рис. 5: Продольная составляющая скорости газа при распространении ударной волны в газозвесь с дисперсностью частиц — $d=4$ мкм: рис.5,а и в газозвесь с размером частиц $d=400$ мкм:рис.5,б; $t=11$ мс. Кривые 1 и 2 соответственно электрически нейтральная и заряженная газозвеси.



Рис. 6: Продольная составляющая скорости дисперсной компоненты газозвеси при распространении ударной волны в газозвесь с дисперсностью частиц — $d=4$ мкм: рис.6,а и в газозвесь с размером частиц $d=400$ мкм:рис.6,б; $t=11$ мс. Кривые 1 и 2 соответственно электрически нейтральная и заряженная газозвеси.

газовзвесей более выражено для частиц меньшего размера. Одновременно с этим в электрически заряженной газозвеси скорость дисперсной компоненты смеси отличается от скорости дисперсной компоненты в электрически нейтральной запылённой среде —рис. 6 (а,б). Данная закономерность связана с тем, что в электрически заряженной газозвеси все частицы имеют одинаковый заряд и под действием силы Кулона распространяются в ту часть канала в которой расположен чистый газ, другими словами сила Кулона имеет направление противоположное направлению движения ударной волны. Для мелкодисперсной газозвеси значение влияния силы Кулона имеет меньшее значение —рис.6,а, чем для крупнодисперсной электрически заряженной среды —рис.6,б.

Одним из наиболее важных параметров описывающих нестационарные течения в дисперс-

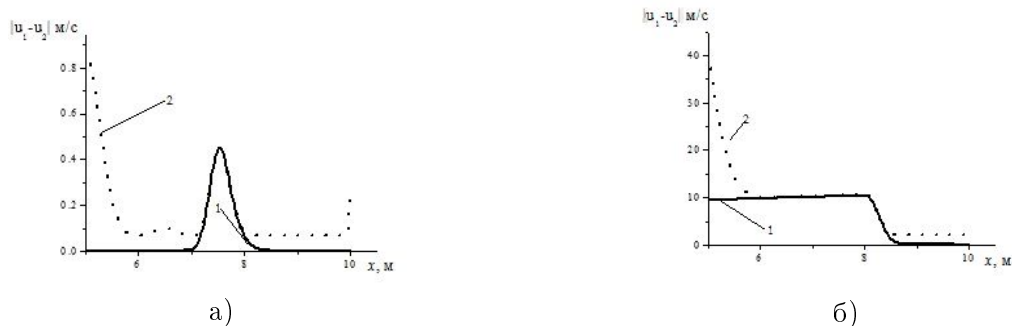


Рис. 7: Величина скоростного скольжения между несущей и дисперсной компонентами газозвеси при распространении ударной волны в газозвесь с дисперсностью частиц — $d=4$ мкм: рис.7,а и в газозвесь с размером частиц $d=400$ мкм:рис.7,б; $t=11$ мс. Кривые 1 и 2 соответственно электрически нейтральная и заряженная газозвеси.

ных средах является скоростное скольжение компонент смеси [2]. В электрически заряженной газозвеси, когда частицы движутся под действием как аэродинамических, так и электрических сил величина скоростного скольжения отличается от величины скоростного скольжения в нейтральной газозвеси- рис.7 (а,б). При этом рост абсолютного значения скоростного скольжения фаз сонаправлен увеличению значения силы Кулона воздействующей на единицу массы запылённой среды –рис.3, в то время как наибольшее значение скоростного скольжения электрически нейтральной газозвеси наблюдается на переднем крае ударной волны. За счёт воздействия сил внутреннего электрического поля электрически заряженных твердых частиц газозвеси скорость движения дисперсной компоненты смеси при воздействии ударной волны на газозвесь меньше, чем если бы частицы не имели электрического заряда. В процессе распространения ударной волны из чистого газа в запылённую среду после прохождения ударной волны в газозвесь втекает спутный поток газа движущейся за ударной волной. В электрически заряженной газозвеси в связи с меньшей скоростью дисперсной фазы спутный поток газа движущийся за ударной волной формирует отраженное возмущение, распространяющееся по спутному потоку газа в направлении противоположном направлению движения ударной волны.

В данной модели рассматриваться частицы сферической формы по этой причине уменьшение линейного размера частиц приводит к уменьшению площади одной частицы на два порядка и увеличению количества частиц на три порядка. Таким образом уменьшение линейного размера частиц приводит к кратному увеличению площади соприкосновения газа и дисперсной компоненты газозвеси. Этим можно объяснить, то, что интенсивность отраженного возмущения возрастает с уменьшением размера частиц.

Для дисперсной компоненты смеси наблюдается обратная тенденция — при увеличении линейного размера частицы происходит увеличение массы частицы на три порядка, таким образом на крупные частицы сила Кулона оказывает более существенное влияние-рис.7,б.

4. Выводы

Результаты численных расчётов показывают, что при распространении ударной волны малой интенсивности из чистого газа в запылённую среду на в спутном потоке газа образуется отраженное от поверхности контакта чистого газа и запылённой среды возмущение давления. Интенсивность отраженного возмущения обратно пропорциональна размеру частиц дисперсной фазы. Скорость движения частиц дисперсной фазы в электрической газозвеси отличается от скорости движения частиц дисперсной фазы в электрически нейтральной запылённой среде

для мелкодисперсных частиц скорость дисперсной компоненты меньше, чем в электрически нейтральной среде, для крупнодисперсных частиц скорость движения имеет направление противоположное направлению распространения ударной волны.

С увеличением размера частиц интенсивность межфазного скоростного скольжения возрастает. В электрически заряженной газовой среде максимальное значения скоростного скольжения достигается в направлении наибольшей удельной силы Кулона.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. Ч.1 Наука, 1987. 464с.
2. Кутушев А. Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. Санкт-Петербург: «Недра», 2003, 284 с.
3. Кисилев С. Г., Руев Г. А., Трунев А. П., Фомин В. Ф., Шавалиев М. Ш. Ударно-волновые процессы в двухкомпонентных и двухфазных средах. Новосибирск: Наука, 1992, 261 с.
4. Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. Волновые процессы в газовзвесах частиц металлов / Новосибирск, 2015. 301 с.
5. Садин Д. В. TVD-схема для жестких задач волновой динамики гетерогенных сред негиперболического неконсервативного типа // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2016. Т. 56. № 12. С. 2098-2109.
6. Федоров А. В., Михайлов А. Л., Финюшин С. А., Калашников Д. А., Чудаков Е. А., Бутусов Е. И., Гнутов И. С. Регистрация параметров множественного откола и внутренней структуры облака частиц при ударноволновом нагружении металлов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2016. Т. 149. № 4. С. 792-795.
7. Вараксин Ю. А., Протасов М. В., Яценко В. П. Анализ механизмов осаждения твердых частиц на стенки каналов. // Теплофизика высоких температур, 2013, №5. С. 738-746.
8. Веревкин А. А., Циркунов Ю. М. Течение дисперсной примеси в сопле Лаваля и рабочей секции двухфазной гиперзвуковой ударной трубы // Прикладная механика и техническая физика. 2008. Т. 49. № 5 (291). С. 102–113.
9. Глазунов А. А., Дьяченко Н. Н., Дьяченко Л. И. Численное исследование течения ультрадисперсных частиц оксида алюминия в сопле ракетного двигателя твердого топлива. // Теплофизика и аэромеханика, 2013, №1. С. 81-88.
10. Zhuoqing A., Jesse Z. Correlating the apparent viscosity with gas-solid suspension flow in straight pipelines // Powder Technology, Volume 345, 1 March 2019, Pages 346-351. DOI: 10.1016/j.powtec.2018.12.098
11. Tadaa Y., Yoshioka S., Takimoto A., Hayashi Y. Heat transfer enhancement in a gas-solid suspension flow by applying electric field // International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 93, February 2016, p. 778-787. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.063
12. Jaiswal S., Hall T., LeBlanc S., Mukherjee R., Thomas E. Effect of magnetic field on the phase transition in a dusty plasma // Physics of Plasmas (2017), <https://doi.org/10.1063/1.5003972>.
13. Mazumder M. K., Wankum D. L., Sims R. A. Influence of powder properties on the performance of electrostatic coating process // J. Electrostat, 1997, Vol. 40, P. 369–374.

14. Зинченко С. П., Толмачёв Г. Н. О накоплении продуктов распыления сегнетоэлектрической мишени в плазме тлеющего высокочастотного разряда // Прикладная физика. 2012. № 5. С. 53-56.
15. Дикалюк А. С., Суржигов С. Т. Численное моделирование разреженной пылевой плазмы в нормальном тлеющем разряде // Теплофизика высоких температур, 2012, том 50, № 5, с. 611-619.
16. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Москва: Издательство "Дрофа". 2003 г. 784 с.
17. Сальянов Ф. А. Основы физики низкотемпературной плазмы, плазменных аппаратов и технологий. Москва: Наука, 1997. 240 с.
18. Тукмаков А. Л., Тукмаков Д. А. Генерация акустического возмущения движущейся заряженной газовой взвесью // Инженерно-физический журнал, 2018, №5, С.1-7.
19. Тукмаков А. Л., Кашапов Н. Ф., Тукмаков Д. А., Фазлыяхматов М. Г. Процесс осаждения заряженной полидисперсной газовой взвеси на поверхность пластины в электрическом поле // Теплофизика высоких температур, 2018, том 56, выпуск 4, с.498-502.
20. Тукмаков Д. А. Численное моделирование колебаний электрически заряженной гетерогенной среды, обусловленных межкомпонентным взаимодействием // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2019. Т. 27, № 3. С. 73-85.
21. Fletcher C. A. Computation Techniques for Fluid Dynamics. Berlin:Springer-Verlang, 1988, 502 p.
22. Музафаров И. Ф., Утюжников С. В. Применение компактных разностных схем к исследованию нестационарных течений сжимаемого газа // Математическое моделирование, 1993, т.5, №3, с.74-83.
23. Крылов В. И., Бобков В. В., Монастырный П. И. Вычислительные методы. Т.2, Москва: «Наука», 1977, 401 с.
24. Тукмаков А. Л. Численное моделирование акустических течений при резонансных колебаниях газа в закрытой трубе // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. 2006. № 4. С. 33-36.
25. Губайдуллин Д. А. Тукмаков Д. А. Численное исследование эволюции ударной волны в газовой взвеси с учетом неравномерного распределения частиц // Математическое моделирование. 2014, Т.26, №10. С.109- 119.
26. Нигматулин Р. И., Губайдуллин Д. А., Тукмаков Д. А. Ударно-волновой разлет газовой взвеси // Доклады академии наук, 2016, том 466, № 4, с. 418-421.
27. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев Е. И., Цыганов С. А. Ударные волны при разлете сжатого объема газовой взвеси твердых частиц // ДАН СССР. 1985, Т. 281, № 5 С.1113-1116.

REFERENCES

1. Nigmatulin R. I. 1987, "Dinamika mnogofaznyh sred". Part.1 "Nauka", 464 p.
2. Kisilev S. G., Ruev G. A., Trunev A. P., Fomin V. F., SHavaliyev M. SH. 1992, "Udarno-volnovyye processy v dvukomponentnyh i dvuhfaznyh sredah". Novosibirsk: Nauka, 261 p.

3. Kutushev A. G. 2003, “Matematicheskoe modelirovanie volnovykh processov v aerodispersnykh i poroshkoobraznykh sredakh”. Sankt-Peterburg: «Nedra», 284 p.
4. Fedorov A. V., Fomin V. M., Hmel' T. A. 2015, “Volnovye processy v gazovzvesyakh chastic metallov”. Novosibirsk. 301 p.
5. Sadin D. V. 2016, “TVD scheme for stiff problems of wave dynamics of heterogeneous media of nonhyperbolic nonconservative type”, *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, V. 56. No 12. pp. 2068-2078.
6. Fedorov A. V., Mikhailov A. L., Finyushin S. A., Kalashnikov D. A., Chudakov E. A., Butusov E. I., Gnutoy I. S. 2016, “Detection of the multiple spallation parameters and the internal structure of a particle cloud during shock-wave loading of a metal” *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, V. 122. No 4. pp. 685-688.
7. Varaksin A. Y., Protasov M. V., Yatsenko V. P. 2013, “Analysis of the deposition processes of solid particles onto channel walls” *High Temperature*, V. 51. No 5. pp. 665-672.
8. Verevkin A. A., Tsirkunov Y. M. 2008, “Flow of a dispersed phase in the Laval nozzle and in the test section of a two-phase hypersonic shock tunnel” *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, V. 49. N 5. pp. 789-798.
9. Glazunov A. A., Dyachenko N. N., Dyachenko L. I. 2013, “Numerical investigation of the flow of ultradisperse particles of the aluminum oxide in the solid-fuel rocket engine nozzle” *Thermophysics and Aeromechanics*, 2013. V. 20. No 1. pp. 79-86.
10. Zhuoqing A. Jesse Z. 2019, “Correlating the apparent viscosity with gas-solid suspension flow in straight pipelines” *Powder Technology*, Volume 345, No 1, pp. 346-351. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2018.12.098>
11. Tadaa Y., Yoshioka S., Takimoto A., Hayashi Y. 2016, “Heat transfer enhancement in a gas-solid suspension flow by applying electric field” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 93, p. 778-787. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.063](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.09.063)
12. Jaiswal S., Hall T., LeBlanc S., Mukherjee R., Thomas E. 2017, “Effect of magnetic field on the phase transition in a dusty plasma” *Physics of Plasmas* <https://doi.org/10.1063/1.5003972>.
13. Mazumder M. K., Wankum D. L., Sims R. A. 1997, “Influence of powder properties on the performance of electrostatic coating process” *J. Electrostat*, Vol. 40, pp. 369-374.
14. Zinchenko S. P., Tolmachev G. N. 2013, “Accumulation of products of ferroelectric target sputtering in the plasma of an rf glow discharge” *Plasma Physics Reports*, V. 39. No 13. pp. 1096-1098.
15. Dikalyuk A. S., Surzhikov S. T. 2012, “Numerical simulation of rarefied dusty plasma in a normal glow discharge” *High Temperature*, V. 50. No 5. pp. 571-578.
16. Lojcyanskij L. G. 2003, “Mekhanika zhidkosti i gaza”. Moskva: Izdatel'stvo “Drofa”. 784 p.
17. Sal'yanov F. A. 1997, “Osnovy fiziki nizkotemperaturnoj plazmy, plazmennyyh apparatov i tekhnologij” Moskva: Nauka, 240 p.
18. Tukmakov A. L., Tukmakov D. A. 2018, “Generation of Acoustic Disturbances by a Moving Charged Gas Suspension” *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, Volume 91, Issue 5, pp. 1141-1147.

19. Tukmakov A. L. , Kashapov N. F., Tukmakov D. A., Fazlyyyakhmatov M.G. 2018, “Process of the Deposition of Charged Polydisperse Gas Suspension on the Plate Surface in an Electrical Field“ *High Temperature* ,Volume 56, Issue 4, pp. 481–485.
20. Tukmakov D. A. 2019, “CHislennoe modelirovanie kolebanij elektricheski zaryazhennoj geterogennoj sredy, obuslovlennyh mezhkomponentnym vzaimodejstviem” *Izv. vuzov. Prikladnaya nelinejnaya dinamika*. V. 27, No 3. pp. 73-85.
21. Fletcher C. A. 1988, “Computation Techniques for Fluid Dynamics” Berlin:Springer-Verlang, 502 p.
22. Muzafarov I. F., Utyuzhnikov S. V. 1993, “Primenenie kompaktnyh raznostnyh skhem k issledovaniyu nestacionarnyh techenij szhimaemogo gaza” *Matematicheskoe modelirovanie*, V.5, No 3, pp.74-83.
23. Krylov V. I., Bobkov V. V., Monastyrnyj P. I. 1977, “Vychislitel'nye metody“/ Part.2, Moskva: «Nauka», 401 p.
24. Tukmakov A. L. 2006, “CHislennoe modelirovanie akusticheskikh techenij pri rezonansnyh kolebaniyah gaza v zakrytoj trube” *Izvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. Aviacionnaya tekhnika* No 4. , pp. 33-36.
25. Gubajdulli D. A., Tukmakov D. A. 2015, “Numerical investigation of the evolution of a shock wave in a gas suspension with consideration for the nonuniform distribution of the particles”. *Mathematical Models and Computer Simulations*, V. 7. No 3, pp. 246-253.
26. Nigmatulin R. I., Gubaidullin D. A., Tukmakov D. A. 2016, “Shock Wave Dispersion of Gas-Particle Mixtures” *Doklady Physics*, Vol. 61, No. 2, pp. 70–73.
27. Gel'fand B. E., Gubanov A. V., Medvedev E. I., Cyganov S. A. 1985, Udarnye volny pri razlete szhatogo ob"ema gazovzvesi tvyordyh chastic” *DAN SSSR*, V.281, I. 5-pp.1113-1116.

Получено 11.12.2019 г.

Принято в печать 22.10.2020 г.