УДК 532.529.5

ПОВЕДЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СТРУИ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ СМЕСИ ГАЗА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ И ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЫ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА В АТМОСФЕРУ

Д. В. Садин

Военная инженерно-космическая академия им. А. Ф. Можайского, 197082 Санкт-Петербург

В рамках двухскоростной двухтемпературной газодинамики изучается нестационарная осесимметричная струя, образующаяся при истечении смеси газа высокого давления и дисперсной среды из цилиндрического канала в атмосферу. Предпринята попытка учесть эффективное давление хаотического движения частиц. Исследованы закономерности формирования струи. Установлено, что столкновительный механизм является существенным при радиальном расширении потока. Приведены данные эксперимента, подтверждающие достоверность полученных результатов.

Введение. Перспективное развитие новой технологии тушения пожаров, нейтрализации токсичных паров и жидкостей, постановки защитных экранов основано на импульсном процессе метания и распыления дисперсных рабочих сред. В связи с этим возникает задача изучения закономерностей формирования двумерной осесимметричной двухфазной струи при истечении смеси газа высокого давления и дисперсной среды из цилиндрического канала конечных размеров в атмосферу.

Настоящая работа продолжает исследования [1], где основное внимание уделено процессам, протекающим внутри канала, в рамках модели двухфазной бесстолкновительной газодисперсной среды. Особенность газодисперсного потока на внеканальном участке заключается в том, что столкновительный механизм при хаотическом движении частиц начинает играть существенную роль. Прежде всего это проявляется в радиальном расширении двухфазной струи и подтверждается приведенными ниже данными эксперимента, результатами сравнительных расчетов в рамках бесстолкновительной модели и с учетом эффективного давления дисперсной фазы.

1. Постановка задачи. Рассматривается двухфазная дисперсная смесь частиц с несущей фазой (газом). Примем следующие допущения, упрощающие математическое описание смеси [2]: размеры частиц во много раз больше молекулярно-кинетических размеров и меньше расстояний, на которых параметры смеси меняются существенно; смесь монодисперсная; отсутствуют процессы дробления, слипания и образования новых частиц; газ полагается калорически совершенным, вязкость и теплопроводность проявляются лишь в процессах межфазного взаимодействия; энергия мелкомасштабного движения несущей фазы мала.

Дисперсная фаза с точки зрения статистической физики может рассматриваться и как реальный газ. Уравнения сохранения для псевдогаза частиц могут быть получены классическим методом Энскога применительно к соответствующему уравнению Больцмана [3], что отвечает приближению Навье — Стокса для дисперсной фазы. В работе [3] указывается на возможность упрощения этой системы уравнений движения в пренебрежении квазивязкими напряжениями и потоком пульсационной энергии (аналогом теплопроводности в газе). Тогда в уравнении сохранения импульса должно учитываться изотропное 29 давление псевдогаза частиц, а в уравнении сохранения полной энергии смеси — удельная энергия пульсационного движения частиц и работа сил давления псевдогаза на сжатие или расширение.

В рамках данных представлений уравнения пространственного движения газодисперсной среды с учетом инерционных эффектов при обтекании частиц [2] можно записать в виде

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

$$\frac{\partial \rho_1 \mathbf{v}_1}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_1 \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{l}) + \beta_1 \nabla p + (1 - \beta_2) \nabla p_d = -\beta_3 \mathbf{F}_\mu + \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + (1 - \beta_2)(\rho_1 + \rho_2)\, \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial \rho_2 \mathbf{v}_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{l}) + (1 - \beta_1) \nabla p + \beta_2 \nabla p_d = \beta_3 \mathbf{F}_\mu - \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + \beta_2 (\rho_1 + \rho_2)\, \mathbf{g},$$

$$\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 u_2 \mathbf{v}_2 = Q, \qquad \frac{\partial \rho_2 k_2}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_2 k_2 \mathbf{v}_2 + p_d \nabla \cdot \mathbf{v}_2 = q_+ - q_-, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \nabla \cdot [\rho_1 E_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 E_2 \mathbf{v}_2 + p(\alpha_1 \mathbf{v}_1 + \alpha_2 \mathbf{v}_2) + p_d \mathbf{v}_2] = \rho_1 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_2,$$

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = 1, 2), \quad E_1 = u_1 + 1/2 v_1^2, \quad E_2 = u_2 + k_2 + 1/2 v_2^2,$$

$$\beta_1 = \frac{\alpha_1 (2 + \chi_m \rho_1^0/\rho_2^0)}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0/\rho_2^0)}, \quad \beta_2 = \frac{2 + \chi_m \alpha_2}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0/\rho_2^0)}, \quad \beta_3 = \frac{2}{2 + \chi_m (\alpha_2 + \alpha_1 \rho_1^0/\rho_2^0)}.$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 относятся соответственно к параметрам несущей и дисперсной фаз, индекс 0 относится 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 $\mathbf{l}$. Через α_i, ρ_i, $\mathbf{v}_i$, E_i, u_i обозначены объемная доля, приведенная плотность, вектор скорости, полная и внутренняя энергии единицы массы i-й фазы; p — давление газа; p_d — эффективное давление, обусловленное хаотическим движением частиц; k_2 — пульсационная энергия единицы массы дисперсной фазы; $\mathbf{g}$ — вектор ускорения сил тяжести; $\mathbf{F}_\mu$, Q — вязкая составляющая силы межфазного взаимодействия, мощность теплообмена между газом и частицами; q_+, q_- — мощности подвода и диссипации энергии хаотического движения частиц в единице объема смеси; χ_m — коэффициент, учитывающий влияние неодиночности и несферичности частиц на силу присоединенных масс ($\chi_m = 1$ для сферических частиц); t — время.

Система квазилинейных уравнений (1.1) дополняется уравнениями состояния идеального калорически совершенного газа и несжимаемых твердых частиц:

$$p = (\gamma_1 - 1) \rho_1^0 u_1, \quad u_1 = c_V T_1, \quad u_2 = c_2 T_2, \quad \gamma_1, c_V, c_2, \rho_2^0 \equiv \mathrm{const}\,. \tag{1.2}$$

Здесь T_1, T_2 — температуры несущей фазы и частиц; γ_1, c_V, c_2 — показатель адиабаты и удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, удельная теплоемкость частиц.

Интенсивность межфазного трения и теплообмена задается на основе следующих соотношений [2, 4, 5]:

24

$$\mathbf{F}_\mu = (3/8)(\alpha_2/r) C_\mu \rho_1 \mathbf{w}_{12} |w_{12}|, \qquad \mathbf{w}_{12} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2,$$

$$C_\mu = \begin{cases} C_\mu^{(1)} = \dfrac{24}{\mathrm{Re}_{12}} + \dfrac{4{,}4}{\mathrm{Re}_{12}^{0,5}} + 0{,}42, & \alpha_2 \leqslant 0{,}08, \\ C_\mu^{(2)} = \dfrac{4}{3\alpha_1} \Big(1{,}75 + \dfrac{150\, \alpha_2}{\alpha_1 \mathrm{Re}_{12}} \Big), & \alpha_2 \geqslant 0{,}45, \\ [(\alpha_2 - 0{,}08) C_\mu^{(2)} + (0{,}45 - \alpha_2) C_\mu^{(1)}]/0{,}37, & 0{,}08 < \alpha_2 < 0{,}45, \end{cases} \tag{1.3}$$

$$Q = (3/2)(\alpha_2/r^2)\lambda_1 \mathrm{Nu}_1(T_1 - T_2), \quad \mathrm{Nu}_1 = \begin{cases} 2 + 0{,}106\,\mathrm{Re}_{12}\mathrm{Pr}_1^{1/3}, & \mathrm{Re}_{12} \leqslant 200, \\ 2{,}27 + 0{,}6\,\mathrm{Re}_{12}^{0{,}67}\mathrm{Pr}_1^{1/3}, & \mathrm{Re}_{12} > 200, \end{cases}$$

$$\mathrm{Re}_{12} = 2r\rho_1^0 w_{12}/\mu_1, \qquad \mathrm{Pr}_1 = c_V\gamma_1\mu_1/\lambda_1.$$

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

В рамках теории плотных газов Энскога [3] уравнение состояния псевдогаза имеет вид

$$p_d = (2/3)G(\alpha_2)\rho_2 k_2, \quad G(\alpha_2) = 1/(1 - (\alpha_2/\alpha_2^*)^{1/3}), \quad \alpha_2^* = \mathrm{const}, \tag{1.4}$$

где $G(\alpha_2)$ — поправочная функция, описывающая увеличение столкновений в концентрированном газе по сравнению с разбавленным.

Для окончательного замыкания уравнений (1.1) необходима конкретизация законов подкачки энергии к хаотическому движению частиц q_+ и диссипации энергии пульсаций q_- *в единице* объема в единицу времени. Диссипация обусловлена неупругими столкновениями частиц [3], а также вязкостью окружающего газа. Используя в линейном приближении соотношения (1.3), можно получить

$$q_- = \alpha_c k_2^{3/2} + \alpha_\mu k_2, \quad \alpha_c = 4(8\pi/27)^{1/2} k_c (r\rho_2^0)^2 m^{-1}\alpha_2(G(\alpha_2) - 1),$$

$$\alpha_\mu = \begin{cases} \alpha_\mu^{(1)} = 9\alpha_1\alpha_2\mu_1/r^2, & \alpha_2 \leqslant 0{,}08, \\ \alpha_\mu^{(2)} = 75\,\dfrac{\alpha_2^2}{\alpha_1}\,\dfrac{\mu_1}{r^2}, & \alpha_2 \geqslant 0{,}45, \\ [\alpha_\mu^{(2)}(\alpha_2 - 0{,}08) + \alpha_\mu^{(1)}(0{,}45 - \alpha_2)]/0{,}37, & 0{,}08 < \alpha_2 < 0{,}45, \end{cases}$$

где k_c — коэффициент, описывающий среднюю долю кинетической энергии сталкивающихся частиц, поглощаемую при одном столкновении; m — масса дисперсной частицы.

Известно [2], что при обтекании сферы стационарным на бесконечности потоком газа для значений $\mathrm{Re} > 130$ кольцевой вихрь, образующийся за сферой, начинает совершать колебания. При относительном движении фаз в газодисперсных средах смена режима обтекания, как показывают экспериментальные исследования [5], происходит примерно при $\mathrm{Re}_{12} = 200$. С увеличением числа Рейнольдса частота колебаний возрастает. Опираясь на этот факт, мощность подвода энергии к хаотическому движению частиц от относительного движения фаз можно представить в виде

$$q_+ = \begin{cases} nk_+(\mathrm{Re}_{12} - 200)^\omega, & \mathrm{Re}_{12} \geqslant 200, \\ 0, & \mathrm{Re}_{12} < 200. \end{cases}$$

Здесь k_+, ω — эмпирические константы; n — число дисперсных частиц в единице объема смеси.

В начальный момент времени в цилиндрическом канале находится неподвижная смесь газа высокого давления и дисперсных частиц, а вне его — невозмущенный газ с параметрами, помеченными индексами h, a:

$$p = p_h, \quad T_1 = T_2 = T_h, \quad \alpha_1 = \alpha_{1h}, \quad v_1 = v_2 = 0,$$

$$p = p_a, \quad T_1 = T_2 = T_a, \quad \alpha_1 = 1, \quad v_1 = v_2 = 0.$$

28

На стенках и дне канала для обеих фаз задаются условия непротекания, на бесконечности — начальные условия.

После прорыва мембраны, отделяющей газодисперсную смесь от окружающей атмосферы, начинается истечение двухфазной среды, подлежащее расчету. Задача решалась при следующих исходных данных: $p_h = 0{,}6$ МПа, $p_a = 0{,}1$ МПа, $T_{ih} = T_{ia} = 293$ K, $\alpha_{1h} = 0{,}4$, $\alpha_{1a} = 1$, $\gamma_1 = 1{,}4$, $\mu_1 = 1{,}8 \cdot 10^{-5}$ Па·с, $\lambda_1 = 0{,}025$ Вт/(м·K), $R_1 = 287$ Дж/(кг·K), $c_V = 716$ м^2/(с$^2 \cdot$ K), $r = 100$ мкм, $\rho_2^0 = 2600$ кг/м^3, $c_2 = 710$ м^2/(с$^2 \cdot$ K), $k_c = 0$, $k_+ = 5 \cdot 10^{-7}$ Вт, $\omega = 1$, $\alpha_2^* = 0{,}7$, где R_1 — газовая постоянная. Длина канала и его радиус составляли 0,6 и 0,05 м соответственно.

2. Методика расчета. Волновые гетерогенные течения, рассматриваемые в настоящей работе, характеризуются интенсивным межфазным взаимодействием. Как показано в [6], способ учета в разностной схеме величин, связанных с трением и теплообменом между газом и частицами, может оказать существенное влияние на устойчивость вычислительного алгоритма и, следовательно, на его экономичность.

Метод численного интегрирования, описываемый ниже, является развитием [6] применительно к уравнениям двухскоростных двухтемпературных течений газодисперсных сред с двумя давлениями. Для краткости выкладок описание метода дадим применительно к плоскому одномерному случаю без учета сил тяжести.

Исходная система (1.1) уравнений расщепляется на два этапа по физическим процессам. При аппроксимации расщепленной системы силовое межфазное взаимодействие учитывается на первом этапе, а теплообмен — на втором. Величины скорости и полной энергии менее инерционной несущей фазы, входящие в источниковые слагаемые, задаются неявно — $\tilde v_{1,m}$, $E_{1,m}^{k+1}$, и аналогичные переменные для частиц учитываются явно — $v_{2,m}^k$, $E_{2,m}^k$. Здесь и ниже тильда обозначает параметры, рассчитанные на первом этапе, верхний индекс — номер временного слоя, первый нижний индекс 1 — газ, 2 — частицы, второй нижний индекс — номер ячейки. Поскольку сила межфазного взаимодействия (1.3) является степенной функцией от $(v_1 - v_2)$, то с целью явного (безытерационного) вычисления скорости газа на первом этапе целесообразно в F_μ выделить линейную часть выражения $\tilde v_{1,m} - v_{2,m}^k$.

Этап 1.

$$\tilde\rho_1 = \rho_{1,m}^k, \qquad \tilde\rho_2 = \rho_{2,m}^k, \qquad \tilde u_2 = u_{2,m}^k,$$

$$\tilde v_{1,m} = \Big[v_{1,m}^k \rho_{1,m}^k - \frac{\tau}{h}\,\beta_{1,m}^k (p_{m+1/2}^k - p_{m-1/2}^k) - {}$$
$$- \frac{\tau}{h}\,(1 - \beta_{2,m}^k)(p_{d,m+1/2}^k - p_{d,m-1/2}^k) + \beta_{3,m}^k A v_{2,m}^k \tau\Big] \Big/ (\rho_{1,m}^k + \beta_{3,m}^k A\tau),$$

$$\tilde v_{2,m} = v_{2,m}^k - \Big[\frac{\tau}{h}\,(1 - \beta_{1,m}^k)(p_{m+1/2}^k - p_{m-1/2}^k) + \frac{\tau}{h}\,\beta_{2,m}^k (p_{d,m+1/2}^k - p_{d,m-1/2}^k) + {}$$
$$+ \beta_{3,m}^k A(\tilde v_{1,m} - v_{2,m}^k)\tau\Big] \Big/ \rho_{2,m}^k,$$

$$\tilde k_{2,m} = k_{2,m}^k - p_{d,m}^k\,\frac{\tau}{h}\,(v_{2,m+1/2}^k - v_{2,m-1/2}^k) \big/ \rho_{2,m}^k,$$

$$\tilde E_{1,m} = E_{1,m}^k - \frac{\tau}{h}\,[p_{m+1/2}^k (\alpha_{1,m+1/2}^k v_{1,m+1/2}^k + \alpha_{2,m+1/2}^k v_{2,m+1/2}^k) - {}$$
$$- p_{m-1/2}^k (\alpha_{1,m-1/2}^k v_{1,m-1/2}^k + \alpha_{2,m-1/2}^k v_{2,m-1/2}^k)] / \rho_{1,m}^k,$$

$$\tilde E_{2,m} = u_{2,m}^k + \tilde k_{2,m} + \tilde v_{2,m}^2/2.$$

29)

Этап 2.

$$\rho_{i,m}^{k+1} = \rho_{i,m}^k + (\Delta M_{i,m+1/2} - \Delta M_{i,m+1/2})/h,$$

$$v_{i,m}^{k+1} = [\tilde{v}_{i,m}\rho_{i,m}^k + (\Delta M\tilde{v}_{i,m-1/2} - \Delta M\tilde{v}_{i,m+1/2})/h]/\rho_{i,m}^{k+1},$$

$$u_{2,m}^{k+1} = [\tilde{u}_{2,m}\rho_{2,m}^k + (\Delta M\tilde{u}_{2,m-1/2} - \Delta M\tilde{u}_{2,m+1/2})/h + Q_m^k\tau]/\rho_{2,m}^{k+1},$$

$$k_{2,m}^{k+1} = [\tilde{k}_{2,m}\rho_{2,m}^k + (\Delta M\tilde{k}_{2,m-1/2} - \Delta M\tilde{k}_{2,m+1/2})/h + (q_{+,m}^k - q_{-,m}^k)\tau]/\rho_{2,m}^{k+1},$$

$$E_{2,m}^{k+1} = u_{2,m}^{k+1} + k_{2,m}^{k+1} + (v_{2,m}^{k+1})^2/2,$$

$$E_{1,m}^{k+1} = [\tilde{E}_{1,m}\rho_{1,m}^k + \tilde{E}_{2,m}\rho_{2,m}^k - (C + k_{2,m}^{k+1} + (v_{2,m}^{k+1})^2/2)\rho_{2,m}^{k+1} +$$

$$+(\Delta M\tilde{E}_{1,m-1/2} + \Delta M\tilde{E}_{2,m-1/2} - \Delta M\tilde{E}_{1,m+1/2} - \Delta M\tilde{E}_{2,m+1/2})]/(\rho_{1,m}^{k+1} + B\tau/c_V),$$

$$A = F_{\mu,m}^k/(v_{1,m}^k - v_{2,m}^k), \qquad B = Q_m^k/(T_{1,m}^k - T_{2,m}^k),$$

$$C = \left[u_{2,m}^k\rho_{2,m}^k + (\Delta M\tilde{u}_{2,m-1/2} - \Delta M\tilde{u}_{2,m+1/2})/h - B\left(\frac{(v_{1,m}^k)^2}{2c_V} + T_{2,m}^k\right)\tau\right]\Big/\rho_{2,m}^{k+1},$$

где τ, h — шаги по времени и пространству соответственно. Давления газа и псевдогаза частиц определяются из уравнений состояния (1.2) и (1.4). Величины с дробными индексами, относящиеся к границам ячеек, равны полусумме значений соответствующих параметров в соседних ячейках, например $p_{m+1/2}^k = (p_{m+1}^k + p_m^k)/2$. Переносы массы, импульса и энергии фаз через границы ячеек определяются с учетом направления потока

$$\Delta M\tilde{\varphi}_{i,m+1/2} = \begin{cases} \rho_{i,m}^k\tilde{\varphi}_{i,m}\tilde{v}_{i,m+1/2}\tau, & \tilde{v}_{m+1/2} \geqslant 0, \\ \rho_{i,m+1}\tilde{\varphi}_{i,m+1}\tilde{v}_{i,m+1/2}\tau, & \tilde{v}_{m+1/2} < 0, \end{cases} \qquad \varphi = \{1, v_1, v_2, E_1, E_2, u_2, k_2\}.$$

С целью гашения осцилляций в зонах малой (нулевой) скорости несущей фазы в разностную схему целесообразно вводить дополнительное псевдовязкостное давление типа [7].

Допустимый шаг по времени вычислительного алгоритма в общем случае зависит от ряда факторов (начальных условий, интенсивности межфазного трения и теплообмена) [6] и определяется условием типа условия Куранта — Фридрихса — Леви

$$\mathrm{Cr} = \frac{\max\limits_m\left(|v_{1,m}^k| + a_{1,m}^k\right)\tau}{h} = \mathrm{const} < 1, \qquad a_{1,m}^k = \left(\frac{\gamma_1 p_m^k}{\rho_{1,m}^{0k}}\right)^{1/2}.$$

Численные эксперименты показали, что использование предлагаемой разностной схемы для решения поставленной выше задачи позволяет повысить в несколько раз допустимый шаг по времени по сравнению с алгоритмом [7].

3. Некоторые результаты. Результаты решения поставленной задачи приводятся в безразмерном виде аналогично [1]. Скорости фаз относятся к скорости звука газодисперсной смеси в равновесном (по скоростям и температурам) приближении $a_h = (\gamma p_h/((\rho_{1h} + \rho_{2h})/\alpha_{2h}))^{1/2}$, $\gamma = (c + r_1R_1)/c$, $c = r_1c_{V1} + r_2c_2$, $r_i = \rho_i/\rho$ ($i = 1, 2$), давление газа — к начальному давлению невозмущенной атмосферы p_a, линейные размеры — к длине канала L. В качестве временного масштаба выбрана величина L/a_h, связанная со временем прохождения волны разрежения от среза до дна канала.

На рис. 1–3 для $\mathrm{Sr}^{-1} = a_ht/L = 1{,}03;\ 4{,}13;\ 7{,}23$ представлены профили осевых проекций скорости газа и частиц, давления газа и объемной концентрации дисперсной фазы (линии *1–4*) на оси симметрии для различных характерных моментов времени (*а*). Здесь же иллюстрируется атмосферный участок газодисперсной струи (*б*).

После распада начального разрыва и динамической релаксации формируется квазикритическое струйное двухфазное истечение, для которого характерна следующая структура. От среза ко дну канала распространяется волна разрежения, а в противоположном направлении истекает газодисперсная смесь. Осевые скорости фаз различны и имеют 28

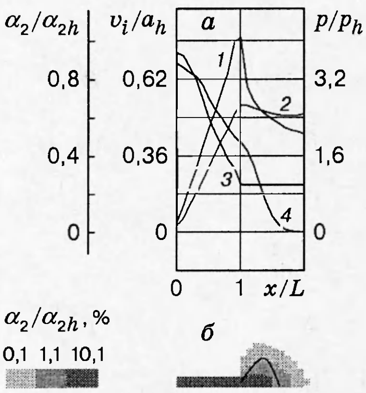

Рис. 1

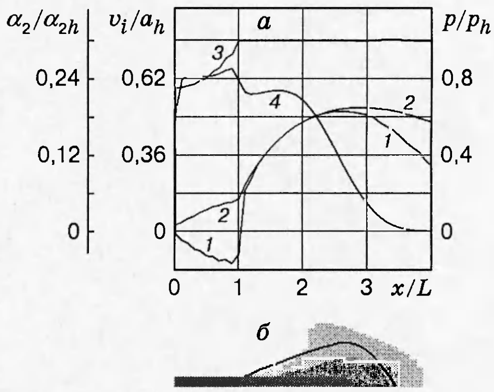

Рис. 2

максимальные значения на срезе канала (рис. 1,a). Вблизи среза существует область повышенного давления газа и псевдогаза частиц, векторы скоростей фаз направлены от оси симметрии, что приводит к формированию поля концентраций дисперсной фазы (рис. 1,$б$). Длительность этого этапа может быть оценена временем прохождения волны разрежения от среза до дна канала и возвращением отраженной волны.

При $\mathrm{Sr}^{-1} > 1{,}5 \div 2$ происходит смена режимов истечения, характеризуемая следующими закономерностями. Максимум осевой скорости дисперсной фазы, а затем газа смещаются от среза канала вверх по потоку. Давление газа в канале становится меньше начального давления невозмущенной атмосферы, что вызывает торможение частиц и возникновение обратного течения газа в канале (рис. 2,a). Область повышенного эффективного давления псевдогаза также смещается по течению. Максимальная величина давления уменьшается, что вызвано диссипацией энергии хаотического движения дисперсных частиц. Газодисперсная струя приобретает коническую форму с узкой частью в области среза канала (рис. 2,$б$).

На заключительной стадии $\mathrm{Sr}^{-1} > 8$ течение в канале практически прекращается (рис. 3,a), а атмосферный участок потока имеет две характерные области. В хвостовой части струи образуется «ножка» с поперечным размером, близким к диаметру канала (рис. 3,$б$). Течение смеси можно считать равновесным по скоростям фаз. Головная часть представляет собой расширяющееся в радиальном направлении овальное образование, для
20 которого существенно осевое скольжение фаз. Отличие давления газа во всей области тече-

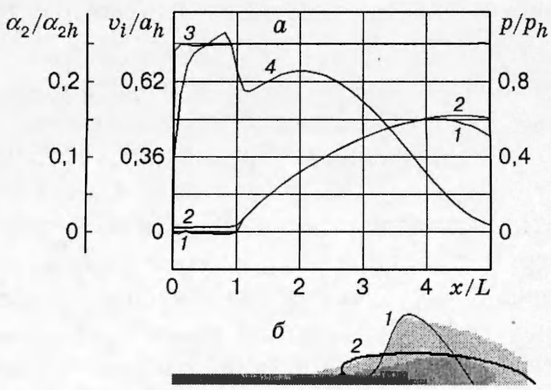

Рис. 3

ния газодисперсной смеси от начального давления невозмущенной атмосферы составляет менее 1 %, величина эффективного давления псевдогаза частиц мала.

Выполнены расчеты по бесстолкновительной модели [1] и проведены эксперименты. Вертикально расположенный канал заполнялся кварцевым песком, отделялся от окружающей среды мембраной и накачивался воздухом. Давление воздуха в канале контролировалось образцовым манометром. Процесс нестационарного истечения газодисперсной среды фиксировался кинокамерой «Красногорск». Размеры канала, параметры фаз соответствовали представленным выше исходным данным.

На рис. 3,*б* линией *2*, соответствующей 0,1 % от начального значения концентрации дисперсной фазы, показан результат расчета по бесстолкновительной модели. Сравнение с полученными данными позволяет заключить, что учет столкновительного механизма хаотического движения частиц существенно влияет на радиальное расширение газодисперсной струи. Видимый контур струи, полученный в эксперименте, на рис. 1,*б*; 2,*б* показан сплошной линией, а на рис. 3,*б* — линией *1*. Сравнение расчетных и опытных данных свидетельствует об удовлетворительном соответствии математической модели изучаемому явлению. Дальнейшее уточнение модели требует учета турбулентности несущего газа. 16

ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов А. С., Козлов В. В., Садин Д. В.** Нестационарное истечение двухфазной дисперсной среды из цилиндрического канала конечных размеров в атмосферу // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1996. № 3. С. 60–66.
2. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
3. **Буевич Ю. А.** Гидродинамическая модель дисперсного потока // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 1. С. 79–87.
4. **Стернин Л. Е., Маслов Б. П., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М.** Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
5. **Чудновский А. Ф.** Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
6. **Садин Д. В.** Модифицированный метод крупных частиц для расчета нестационарных течений газа в пористой среде // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1996. Т. 36, № 10. С. 158–164.
7. **Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 18/IV 1997 г.