

УДК 532.529.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ ИЗ ОГРАНИЧЕННОГО КАНАЛА, ИМЕЮЩЕГО ВОЗМОЖНОСТЬ ПРОДОЛЬНОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ

Д. В. Садин

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

Установлены закономерности начальной стадии истечения двухфазной дисперсной среды из ограниченного канала, имеющего возможность продольного перемещения. Произведено сравнение численных результатов в рамках неравновесной по скоростям и температурам среды и аналитических решений равновесной механики дисперсных систем в случае, когда характерное время процесса порядка характерных времен скоростной и тепловой релаксации или меньше их.

Развитие новых технологий пожаротушения, основанных на процессах импульсной подачи огнетушащего порошка под действием сжатого газа, требуют детального изучения закономерностей таких явлений и прогнозирования технических характеристик соответствующих устройств.

Один из способов подачи основывается на нестационарном истечении из канала двухфазной среды [1–9] (смеси газа высокого давления и частиц, находящихся в начальный момент времени в плотной упаковке и равномерно заполняющих канал). В [1] сообщаются результаты изучения одномерного движения двухфазной среды внутри неподвижного канала в рамках модели равновесного (односкоростное приближение) течения. В работе [2] исследовано влияние отдачи канала на параметры нестационарного равновесного одномерного истечения двухфазной среды из него. В [3, 4] в рамках одномерной модели двухфазной неравновесной бесстолкновительной среды применительно к условиям опытов [5, 6] численно изучена динамика разлета в газ газодисперсной смеси для объемных концентраций дисперсной фазы $\alpha_2 \leq 0,16$ и $\alpha_2 \simeq 0,7$ соответственно. Анализ уравнений, описывающих процесс внезапного выброса угля и газа с учетом явления десорбции, посвящены работы [7, 8]. В [9] в рамках механики гетерогенных сред в двумерной осесимметричной постановке исследовано нестационарное истечение двухфазной среды из неподвижного цилиндрического канала конечных размеров в атмосферу, получено точное решение соответствующей модельной задачи (одномерное односкоростное приближение) для двухфазной среды с произвольной концентрацией дисперсной фазы.

В данной работе ставятся две основные задачи: установление закономерностей начальной стадии истечения двухфазной дисперсной среды из ограниченного канала, имеющего возможность продольного перемещения; исследование применимости модели односкоростного течения для рассматриваемой задачи.

Постановка задачи. В рамках общепринятых допущений уравнения плоского двумерного движения газодисперсной среды с учетом инерционных эффектов при обтекании частиц [10] могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i^k}{\partial x^k} = 0,$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho_1 \mathbf{v}_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^k \mathbf{v}_1}{\partial x^k} + \beta_1 \frac{\partial p}{\partial x^k} &= -\beta_3 \mathbf{F}_\mu + \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + (1 - \beta_2)(\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g}, \\
\frac{\partial \rho_2 \mathbf{v}_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^k \mathbf{v}_2}{\partial x^k} + (1 - \beta_1) \frac{\partial p}{\partial x^k} &= \beta_3 \mathbf{F}_\mu - \beta_3 \rho_1 \mathbf{g} + \beta_2(\rho_1 + \rho_2) \mathbf{g}, \\
\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2 v_2^k}{\partial x^k} &= Q,
\end{aligned} \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \frac{\partial}{\partial x^k} [\rho_1 E_1 v_1^k + \rho_2 E_2 v_2^k + p(\alpha_1 v_1^k + \alpha_2 v_2^k)] = \rho_1 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_1 + \rho_2 \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}_2,$$

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad E_i = u_i + (1/2)v_i^2 \quad (i = 1, 2),$$

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

Здесь и далее нижние индексы 1 и 2 соответствуют параметрам несущей и дисперсной фаз, верхний индекс 0 — истинным значениям плотности, верхний индекс $k = 1, 2$ — проекциям векторов на направления декартовой системы координат. Через $\alpha_i, \rho_i, \mathbf{v}_i, E_i, u_i, p, \mathbf{g}$ обозначены объемная доля, приведенная плотность, вектор скорости, полная и внутренняя энергии единицы массы i -й фазы, давление газа, вектор ускорения свободного падения; \mathbf{F}_μ, Q — вязкая составляющая силы межфазного взаимодействия, мощность теплообмена между газом и частицами в единице объема смеси; χ_m — коэффициент, учитывающий влияние неоднородности и несферичности частиц на силу присоединенных масс (для сферических частиц $\chi_m = 1$); t — время.

Система квазилинейных уравнений (1) дополняется уравнениями состояния идеально-го калорически совершенного газа, несжимаемых твердых частиц и законами межфазного взаимодействия [10]:

$$p = (\gamma_1 - 1)\rho_1^0 u_1, \quad u_1 = c_v T_1, \quad u_2 = c_2 T_2, \quad \gamma_1, c_v, c_2, \rho_2^0 \equiv \text{const},$$

$$\mathbf{F}_\mu = (3/8)(\alpha_2/r)C_\mu \rho_1 \mathbf{w}_{12} |\mathbf{w}_{12}|, \quad \mathbf{w}_{12} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2, \quad Q = (3/2)(\alpha_2/r^2)\lambda_1 \text{Nu}_1 (T_1 - T_2),$$

$$C_\mu = C_\mu(\text{Re}_{12}, \alpha_2), \quad \text{Nu}_1 = \text{Nu}_1(\text{Re}_{12}, \text{Pr}_1), \quad \text{Re}_{12} = 2r\rho_1^0 |\mathbf{w}_{12}| / \mu_1, \quad \text{Pr}_1 = c_v \gamma_1 \mu_1 / \lambda_1.$$

Здесь T_1, T_2 — температура несущей фазы и частиц; γ_1, c_v, c_2 — показатель адиабаты, удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, удельная теплоемкость частиц; $\text{Re}_{12}, \text{Pr}_1, \text{Nu}_1$ — числа Рейнольдса, Прандтля и число Нуссельта, определяемое как функция двух предыдущих из опыта [11]; $C_\mu, \mu_1, \lambda_1, r$ — коэффициент межфазного трения, определяемый эмпирически [12], динамическая вязкость и коэффициент теплопроводности газа, радиус частицы.

В начальный момент времени в канале находится неподвижная смесь газа высокого давления и дисперсных частиц, а вне его — невозмущенная атмосфера с параметрами, помеченными индексами 0, а соответственно:

$$p = p_0, \quad T_1 = T_2 = T_0, \quad \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = 0,$$

$$p = p_a, \quad T_1 = T_2 = T_a, \quad \alpha_1 = 1, \quad \mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = 0.$$

После прорыва мембраны, отделяющей газодисперсную смесь от окружающей атмосферы, начинаются истечение двухфазной среды и движение канала в противоположном направлении по некоторому закону, подлежащие расчету. Задача решалась при следующих исходных данных: $p_0 = 5$ МПа, $p_a = 0,1$ МПа, $T_{i0} = T_{ia} = 293$ К, $\alpha_{10} = 0,4$, $\alpha_{1a} = 1$, $\gamma_1 = 1,4$, $\mu_1 = 1,8 \cdot 10^{-5}$ Па · с, $\lambda_1 = 0,025$ Вт/(м · с), $R_1 = 287$ Дж/(кг · К) (R_1 — газовая

постоянная), $c_v = 716 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$, $r = 100 \text{ мкм}$, $\rho_2^0 = 2600 \text{ кг/м}^3$, $c_2 = 710 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$. Длина и ширина канала составляли 1 и 0,8 м соответственно.

Краевые условия задачи задавались следующим образом: на стенках и дне $v_i^n = 0$, $v_i^n = v_c$ соответственно (верхним индексом n помечены нормальные составляющие скорости i -й фазы, $v_c(t)$ — скорость дна), на бесконечности — начальные условия. В данной работе рассматривается два закона движения $v_c(t)$: канал начинает двигаться с постоянной скоростью $v_c(t) = V_c = \text{const}$ или под действием внутреннего давления p на дно (задача Лагранжа): $m \frac{dv_c}{dt} = - \int_F p dF$ (m , F — масса канала и площадь дна соответ-

ственно). Решение поставленной задачи получено методом повышенной устойчивости [13]. Расчеты выполнялись на одномерной и двумерной сетках с разбиением на 402 и 202×102 ячеек соответственно. Поскольку численное интегрирование системы (1) осуществлялось в эйлеровых переменных, то для расчета скорости и траектории подвижной стенки (дна канала), а также задания на ней надлежащих краевых условий использовался специальный алгоритм, аналогичный [14]. Качество алгоритма проверялось сравнением численного и точного решений классической задачи Лагранжа о метании поршня совершенным газом. Погрешность расчетной скорости дна канала для используемых в данной работе исходных данных составила менее 0,1%.

Некоторые результаты. В начальный момент времени мембрана, отделяющая смесь газа высокого давления и частиц от невозмущенного газа, мгновенно убирается, что приводит к распаду разрыва начальных условий. При этом от среза канала ко дну (влево) распространяется волна разрежения, а в противоположном направлении (вправо) истекает двухфазная среда.

В рамках модели односкоростной двухфазной среды с произвольной концентрацией дисперсной фазы решение в области центрированной волны разрежения может быть описано в виде [9], где показатель политропы необходимо заменить:

$$\gamma = \{\gamma_1, \gamma_2\}, \quad \gamma_2 = (c + R)/c, \quad c = x_1 c_v + x_2 c_2, \quad R = x_1 R_1 \quad (2)$$

$$(x_i = \rho_i/\rho, \quad x_1 + x_2 = 1, \quad i = 1, 2).$$

Величина γ равна показателю адиабаты несущего газа γ_1 в случае отсутствия межфазного теплообмена и равна γ_2 в другой крайней ситуации — при тепловом равновесии фаз.

После удаления мембраны канал имеет возможность перемещения вдоль оси x по некоторому закону. Если канал начинает двигаться с постоянной скоростью $v_c(t) = V_c = \text{const}$, то от дна к срезу распространяется волна Римана (2). В случае перемещения канала под действием внутреннего давления на дно (задача Лагранжа) точное решение в рамках равновесных представлений может быть получено в виде

$$x = (v + a)t + f(v), \quad m \frac{dv_c}{dt} = -p_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2\alpha_{10}} \frac{v_c}{a_0}\right)^{\gamma/\omega},$$

$$\frac{v_c}{a_0} = \frac{\alpha_{10}}{\omega} \left[\left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{m_0}{m} \frac{a_0 t}{l}\right)^{-(\gamma-1)/(\gamma+1)} - 1 \right], \quad \omega = \frac{\gamma - 1}{2}, \quad a_0 = \left[\frac{\gamma p_0}{(\rho_{10} + \rho_{20})\alpha_{10}} \right]^{1/2},$$

$$\frac{x_c}{l} = -\frac{\alpha_{10}}{\omega} \frac{a_0 t}{l} + \frac{\alpha_{10}\gamma}{\omega} \frac{m}{m_0} \left[\left(1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{m_0}{m} \frac{a_0 t}{l}\right)^{2/(\gamma+1)} - 1 \right] + \frac{x_0}{l}, \quad (3)$$

$$f(v) = \frac{x_0}{l} + \gamma \frac{mv}{m_0 a_0} - (1 - \alpha_{10}) \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{m}{m_0} \left[1 - \left(1 + \frac{\omega v}{\alpha_{10} a_0}\right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \right].$$

Здесь индексом 0 обозначены значения параметров в начальный момент времени; v — скорость двухфазной смеси; m_0 — масса двухфазной смеси в начальный момент времени в

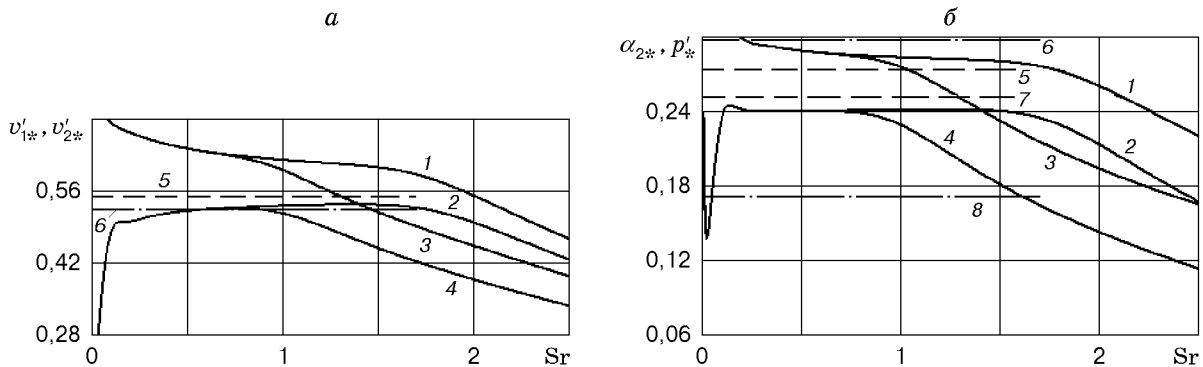


Рис. 1

канале; l, v_c, x_c, x_0 — длина канала (площадь поперечного сечения принята за единицу), скорость, координаты дна канала в момент времени $t \geq 0$ и в начальный момент времени.

Обычно вывод о применимости рассмотренных выше предельных схем для расчетов волновых процессов в двухфазных дисперсных средах делается из оценок для характерных времен скоростной и температурной межфазной релаксаций [10]

$$t^{(v)} = (16/3)r\rho_2^0/(\rho_1^0|w_0|), \quad \text{Re}_{12} > 50, \quad t^{(\mu)} = (2/9)r^2\rho_2^0/\mu_1, \quad \text{Re}_{12} < 1,$$

$$t_i^{(T)} = r^2/\alpha_i^{(T)} \quad (i = 1, 2),$$

где $\alpha_i^{(T)}$ — коэффициент теплопроводности i -й фазы; w_0 — характерная величина начального скольжения фаз. Временным масштабом рассматриваемого здесь процесса является отношение длины канала к равновесной скорости звука в двухфазной смеси l/a_0 . Большой интерес представляют случаи, когда время протекания процесса соизмеримо с характерным временем межфазной релаксации или меньше его. Например, для приведенных выше исходных данных $t^{(v)} \approx 1 \cdot 10^{-4}$ с, $t^{(\mu)} = 3 \cdot 10^{-1}$ с, $l/a_0 = 1,12 \cdot 10^{-2}$ с. Возможность применения моделей равновесных двухфазных сред в таких ситуациях требует дополнительного исследования.

Знание параметров течения на выходе из камеры высокого давления представляет практический интерес. Проведены одномерные расчеты по модели двухскоростного двухтемпературного течения (1), и выполнено сравнение с приведенными выше аналитическими решениями в приближении равенства скоростей фаз.

На рис. 1,а представлены расчетные (по неравновесной схеме) зависимости безразмерных скоростей газа $v'_{1*} = v_{1*}/a_0$ и частиц $v'_{2*} = v_{2*}/a_0$ (соответственно кривые 1, 2 — неподвижный канал; кривые 3, 4 — незакрепленный канал, движущийся под действием внутреннего давления) от безразмерного времени (числа Струхалья) $Sr = a_0 t/l$ в сечении ($x = 0, v_{i*} = v_i(0, t)$) при $m/m_0 = 1$. В качестве масштаба для скоростей фаз здесь и ниже выбрана величина a_0 начальной скорости звука в двухфазной среде в односкоростном приближении (при $\gamma = \gamma_2$, т. е. при температурной равновесности фаз).

На рис. 1,б представлены зависимости объемной концентрации дисперсной фазы α_{2*} и безразмерного давления $p'_* = p_*/p_0$ (соответственно кривые 1, 2 — неподвижный канал; кривые 3, 4 — незакрепленный канал) в точке $x = 0$ от числа Струхалья Sr .

На рис. 1 штриховыми и штрихпунктирными линиями представлены результаты для предельных случаев $\gamma = \gamma_1$ и $\gamma = \gamma_2$ соответственно. На рис. 1,а прямыми 5, 6 показаны зависимости безразмерной критической скорости смеси ($v'_* = v'_{1*} = v'_{2*}$) от числа Струхалья. На рис. 1,б прямыми 5, 6 и 7, 8 представлены соответственно зависимости объемной концентрации частиц α_{2*} и безразмерного давления p'_* , рассчитанные по формулам (2), от числа Струхалья.

Начало процесса связано с характерным временем межфазной релаксации $t^{(v)}$. Далее продолжается медленное выравнивание скоростей фаз ($l/a_0 \ll t^{(\mu)}$). В этом случае параметры истечения существенно зависят от числа Sr , т. е. определяются волновой картиной процесса. Так, продолжительность квазиустановившегося режима (аналога критического истечения политропного газа или равновесной двухфазной среды) для незакрепленного канала (рис. 1) составляет $Sr \approx 1$, что определяется приходом волны разрежения, связанной с движением дна канала.

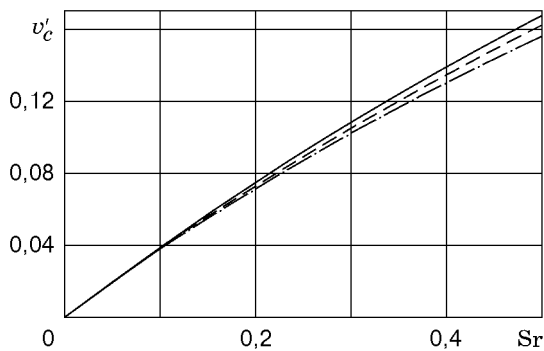


Рис. 2

На рис. 2 при $m/m_0 = 1$ и начальном безразмерном давлении $P_0 = p_0/p_a = 5$ приведены зависимости безразмерной скорости дна канала $v'_c = v_c/a_0$ от числа Струхала Sr (сплошная кривая соответствует расчету по модели двухскоростной двухфазной среды, штриховая — аналитическому решению (3) для односкоростной модели при $\gamma = \gamma_1$, штрихпунктирная — равновесной схеме при $\gamma = \gamma_2$). С увеличением начального давления расхождение расчетных и аналитических результатов уменьшается.

Также представляет интерес влияние таких исходных данных задачи, как радиус дисперсной частицы и начальное давление на критические параметры двухфазного потока, в частности на скорости фаз. С этой целью выполнены расчеты метания порошка из неподвижного канала, результаты которых для критического сечения при $Sr = 1$ приведены на рис. 3 (кривая 1 — скорость газа, кривая 2 — скорость частиц, штриховые и штрихпунктирные прямые соответствуют предельным случаям $\gamma = \gamma_1$, $\gamma = \gamma_2$).

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что для рассматриваемой задачи в широком диапазоне исходных данных (по радиусу частиц, начальных давлений в канале) и для характерных времен порядка характерных времен скоростной $t^{(\mu)}$ и тепловой $t_i^{(T)}$ релаксаций или меньше их для предварительной оценки параметров истечения возможно применение моделей, равновесных по скоростям и температурам.

В случае истечения газодисперсной среды из плоского канала конечных размеров движение фаз носит двумерный характер. На начальной стадии за срезом канала наряду с продольным движением будет иметь место расширение двухфазной среды в поперечных волнах разрежения. Определим положение во времени фронтов поперечных волн, являю-

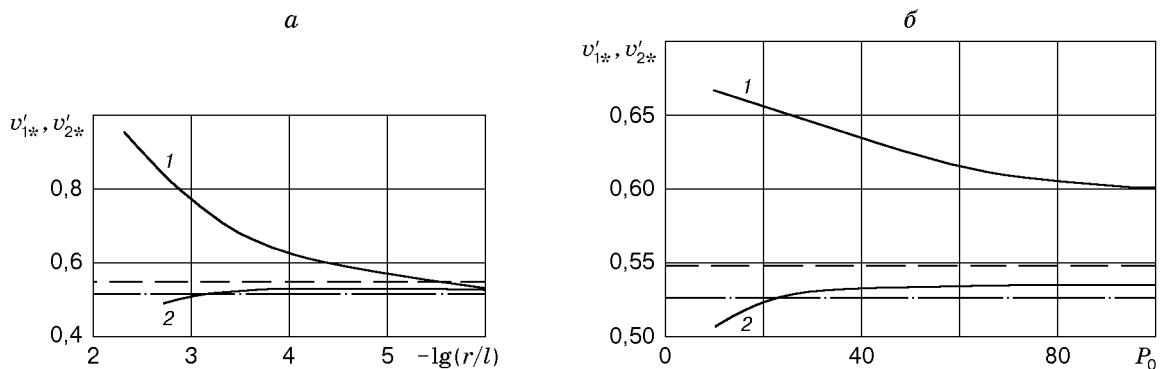


Рис. 3

щихся характеристиками уравнений движения равновесной среды:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = a \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2}, \quad (4)$$

где $f(x, y, t) = 0$ — уравнение характеристик; v — продольная составляющая скорости равновесной двухфазной среды; x, y — декартовы координаты.

Будем искать автомодельное решение. Среди определяющих параметров задачи кроме t, x и y должно быть лишь две константы с независимыми размерностями [15]. В данном случае это начальные давление p_0 и плотность смеси ρ_0 . Если канал не закреплен в продольном направлении и начинает двигаться под действием внутреннего давления по закону (3), то соответствующее движение среды в поперечных волнах разрежения не будет автомодельным из-за появления третьей существенной постоянной с независимой размерностью — массы канала m .

Рассмотрим случай, когда канал может продольно перемещаться с постоянной скоростью V_c . Поскольку $[V_c]^2 = [p_0][\rho_0]^{-1}$, то движение будет автомодельным.

Введем новые независимые переменные $\xi = x - v_c t, \tau = t, \zeta = y$. С учетом сказанного выше решение задачи будет зависеть от двух переменных $z_1 = \xi/\tau, z_2 = \zeta/\tau$, и (4) примет вид

$$\frac{\partial f}{\partial z_1} (v - v_c - z_1) - \frac{\partial f}{\partial z_2} z_2 = a \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial z_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z_2}\right)^2}. \quad (5)$$

Используя $v - v_c - a = z_1, v + 2a\alpha_1/(\gamma - 1) = 2a_0\alpha_{10}/(\gamma - 1)$, после преобразований (5) для центрированной волны разрежения (см. (2)) получим $dz_2^2/dz_1 = -z_2^2/a + a$ или

$$\frac{dz_2^2}{dz_1} = -\frac{(\gamma + 2\alpha_1 - 1)z_2^2}{2[a_0^e - (\gamma - 1)z_1/2]} + \frac{2}{\gamma + 2\alpha_1 - 1} \left[a_0^e - \frac{(\gamma - 1)z_1}{2} \right], \quad a_0^e = a_0 \left(\alpha_{10} - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{v_c}{a_0} \right). \quad (6)$$

В отличие от случая газодинамической задачи [16] уравнение (6) в явном виде не интегрируется (поскольку аналогия с движением политропного газа неполная: в уравнение входит объемная концентрация газовой фазы, являющаяся неявной функцией $\alpha_1(z_1)$ [9]).

Заменим уравнение политропы двухфазной среды $p(\alpha_1/\rho)^\gamma = \text{const}$, полученное из уравнения состояния совершенного газа и аддитивности внутренних энергий фаз, аппроксимирующим $p/\rho^{\gamma_a} = \text{const}$. Тогда интегрирование (6) при условиях $z_{10} = 0, z_{20} = 0$ дает известное выражение [16], в которое вместо начальной величины скорости звука необходимо подставить эффективное значение a_0^e (при $\alpha_1 = \alpha_{10} = 1$), связанное со скоростью движения канала:

$$z_2^2 = \frac{(\gamma_a - 1)^2}{(3 - \gamma_a)(\gamma_a + 1)} \left(\frac{2}{\gamma_a - 1} a_0^e - z_1 \right)^{(\gamma_a + 1)/(\gamma_a - 1)} \times \\ \times \left[\left(\frac{2}{\gamma_a - 1} a_0^e - z_1 \right)^{-(3 - \gamma_a)/(\gamma_a - 1)} - \left(\frac{2}{\gamma_a - 1} a_0^e \right)^{-(3 - \gamma_a)/(\gamma_a - 1)} \right]. \quad (7)$$

Уравнение (7) описывает фронт поперечной волны разрежения в диапазоне $0 \leq z_1 \leq z_1' = v' - v_c - a'$, где штрихом помечены значения параметров на предельной характеристике центрированной волны разрежения (см. (2)).

Фронты поперечных волн разрежения в области постоянного течения двухфазной смеси $v' - v_c - a' < z_1 \leq z_1'' = v'' - v_c$ и спутного потока за ударной волной $v'' - v_c < z_1 \leq z_1''' = D - v_c$ имеют соответственно вид

$$z_2^2 = (z_2' - a'^2) e^{-(z_1 - z_1')/a'} + a'^2, \quad z_2^2 = (z_2'' - a_1''^2) e^{-(z_1 - z_1'')/a_1''} + a_1''^2, \quad (8)$$

Таблица 1

p_0/p_a	$\Delta M_1, \%$
10	0,22
20	0,11
30	0,04
40	0,20
50	0,36
60	0,51
70	0,66
80	0,81
90	0,95
100	1,08

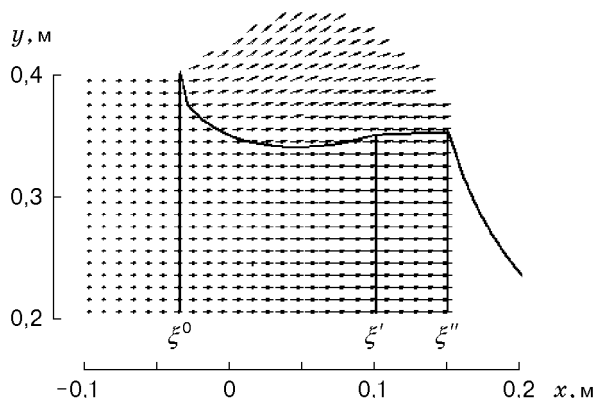


Рис. 4

где D , a_1 — скорости ударной волны и звука в газе; два штриха соответствуют величинам на контактной поверхности.

Для оценки возможности применения приближенного решения выполнены расчеты относительной погрешности (в процентах) числа Маха ($M_1 = D/a_1$) ударной волны, образовавшейся в результате распада разрыва в системе дисперсная смесь — газ, для $\gamma_a = 2,35$. Результаты приведены в табл. 1.

По неравновесной модели (1) рассчитана начальная двумерная стадия истечения двухфазной среды и выполнено сравнение с аналитическими результатами, полученными выше в рамках односкоростного приближения. На рис. 4 представлен фрагмент поля скоростей дисперсной фазы (для объемных концентраций, превышающих 3% от начального значения) при $t = 0,0015$ с. Вертикальными линиями показаны характерные поверхности (полученные аналитически): ξ^0 — срез канала, $\xi^'$ — начало области постоянного течения двухфазной среды, ξ'' — граница раздела сред, правее которой расположен спутный поток газа за ударной волной. Сплошной кривой показаны фронты поперечных волн разрежения, рассчитанные по формулам (7), (8). Расчеты выполнены при следующих исходных данных: $p_0 = 7,5$ МПа, $V_c = -25$ м/с; остальные значения приведены выше в постановке задачи.

Ордината фронта поперечной волны разрежения (7), примыкающего к одномерной центрированной римановой волне, в зависимости от начального отношения давлений p_0/p_a и скорости канала V_c может иметь минимум. В табл. 2 приведены значения z_1^* (значение z_1 , при котором z_2 имеет минимум) и $z_1^'$ (положение предельной характеристики) для различных значений p_0/p_a и V_c . Очевидно, условием минимума ординаты фронта поперечной волны разрежения является $z_1^* < z_1^'$.

Таблица 2

p_0/p_a	$V_c = 0$		$V_c = -10$ м/с		$V_c = -25$ м/с	
	z_1^*	$z_1^'$	z_1^*	$z_1^'$	z_1^*	$z_1^'$
10	19,60	5,946	23,22	15,95	28,63	30,95
15	24,01	13,23	27,62	23,23	33,04	38,23
20	27,72	19,63	31,34	29,63	36,75	44,63
25	31,00	25,43	34,61	35,43	40,02	50,43
30	33,96	30,77	37,57	40,77	42,99	55,77
35	36,68	35,75	40,29	45,75	45,70	60,75
40	39,21	40,43	42,82	50,43	48,24	65,43

Таким образом, структуру начальной стадии нестационарного истечения из плоского подвижного ограниченного канала можно представить следующим образом: в центральной зоне движение газа и двухфазной среды одномерно в течение конечного промежутка времени, сверху и снизу располагаются поперечные волны разрежения. При этом, если $z'_1 > 0$, присутствуют все три характерные поперечные волны разрежения, а именно в области центрированной волны разрежения в двухфазной среде (7), зоне постоянного течения двухфазной среды и спутного потока газа за ударной волной (8). В случае $z'_1 \leq 0$ и $z''_1 > 0$ двумерное течение формируется лишь двумя волнами, фронты которых описываются (8), что реализуется, например, при докритическом начальном перепаде давлений и в неподвижном канале. Формально можно указать и другие структуры истечения, например, когда боковая волна разрежения формируется только в «чистом» газе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любарский С. Д., Иванов А. С. Движение сжатой двухфазной среды насыпной плотности при внезапном расширении // Физика горения и взрыва. 1989. № 3. С. 78–81.
2. Любарский С. Д., Иванов А. С., Скляр В. А. Влияние отдачи на параметры нестационарного истечения двухфазной среды из канала // Физика горения и взрыва. 1992. № 5. С. 58–61.
3. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Расчет разлета сжатого объема газозвеси // ПМТФ. 1987. № 5. С. 139–144.
4. Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование параметров воздушных УВ при разлете расширяющегося слоя порошкообразной среды // Физика горения и взрыва. 1992. № 6. С. 105–112.
5. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Ударные волны при разлете сжатого объема газозвеси твердых частиц // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 5. С. 1113–1116.
6. Медведев С. П., Поленов А. И., Гельфанд Б. Е. и др. Воздушные ударные волны при внезапном расширении сжатой двухфазной среды насыпной плотности // Физика горения и взрыва. 1987. № 3. С. 135–139.
7. Ворожцов Е. В., Федоров А. В., Фомин В. М. К теории течения смеси газа и частиц угля в шахтах с учетом явления десорбции // Аэромеханика. М.: Наука, 1976. С. 316–327.
8. Федоров А. В. Анализ уравнений, описывающих процесс внезапного выброса угля и газа // Числ. методы механики сплош. сред. 1980. Т. 11, № 4. С. 145–153.
9. 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.
10. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
11. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
12. Стернин Л. Е., Маслов Б. П., Шрайбер А. А., Подвысоцкий А. М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
13. Садин Д. В. Метод расчета волновых гетерогенных течений с интенсивным межфазным взаимодействием // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1998. Т. 38, № 6. С. 1033–1039.
14. Белоцерковский О. М. Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984.
15. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965.
16. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.

*Поступила в редакцию 26/II 1997 г.,
в окончательном варианте — 22/X 1998 г.*