

А. Г. Кутушев, Д. А. Рудаков

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУШНЫХ УВ ПРИ РАЗЛЕТЕ РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ СЛОЯ ПОРШКООБРАЗНОЙ СРЕДЫ

Обсуждаются известные экспериментальные и теоретические исследования процесса разлета в газовое пространство сжатых смесей газа с твердыми частицами. Сформулирована и численно решена задача об одномерном плоском истечении слоя сжатой порошкообразной среды насыпной плотности в газ. Полученные решения сравниваются с экспериментальными данными. Анализируется влияние дисперсных частиц на параметры ударных волн, возникающих при разлете насыпных сред.

Перспективное развитие производства, переработки и транспорта сыпучих и аэродисперсных материалов вызывает необходимость детального изучения проблемы безопасности труда в условиях возможных аварийных ситуаций, вызванных внезапным разрушением технологических установок, внутри которых под большим давлением находятся концентрированные или разреженные смеси газов с твердыми или жидкими частицами. Один из важных аспектов в изучении указанной проблемы — прогнозирование параметров ударных волн (УВ), возникающих в окружающем газовом пространстве в результате истечения в него расширяющихся дисперсных сред. В частности, с точки зрения оценки силы ударного воздействия большой интерес представляет установление таких параметров УВ, как избыточное давление за фронтом волны, длительность и импульс фазы сжатия волны.

Исследованию параметров волн давления в газе при разлете в него дисперсных смесей газа с твердыми частицами посвящены работы [1—6]. В [1] представлены результаты экспериментальных измерений эюпр УВ, формирующихся в ударной трубе, камера высокого давления (КВД) которой заполнена смесью газа и инертных взвешенных частиц, а камера низкого давления (КНД) — чистым газом. В [2] сообщаются результаты аналогичных [1] экспериментов, выполненных, однако, со взвесями горящих пылевых частиц. В [3, 4] применительно к условиям опытов [1] в рамках модели двухфазной неравновесной бесстолкновительной газозвеси численно исследован процесс волнового истечения запыленного газа из КВД в КНД ударной трубы. В работе [5], являющейся логическим продолжением [3, 4], численно изучена динамика разлета в газ стратифицированной газопылевой среды.

В [1—5] достаточно подробно изучен процесс разлета облака газозвеси с объемной концентрацией дисперсной фазы $\alpha_2 \leq 0,16$, существенно меньшей насыпной концентрации частиц $\alpha_2 \sim 0,7$ в порошкообразных средах. Следует отметить, что к настоящему времени динамика разлета насыпных порошкообразных сред исследована лишь экспериментально в [6] и в части работы [5], где измерены профили УВ, образующихся в ударной трубе, в КВД которой в начальный момент времени создано неоднородное распределение концентрации частиц насыпной среды, а КНД заполнена атмосферным газом.

В настоящей работе в рамках представлений порошкообразной среды как двухфазной дисперсной смеси газа и контактирующих между собой твердых частиц предпринята попытка численного описания результатов экспериментов [6].

Основные уравнения

Пусть имеется пористая порошкообразная среда. Для описания ее движения принимаются известные в механике сплошных многофазных сред допущения [7, 8]: расстояния, на которых параметры течения ме-

пятся существенно, много больше характерного размера дисперсных частиц и расстояний между ними; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; дисперсные частицы порошка представляют собой совокупность несжимаемых деформируемых монодисперсных включений сферической формы; отсутствуют процессы дробления частиц и межфазного массообмена; изменение внутренней энергии порошкообразной среды, обусловленное работой силы межфазного трения, целиком осуществляется через газовую фазу. Дополнительно предполагается возможность отличия газов в различных областях течения. При сделанных допущениях управления неустановившегося плоского одномерного движения порошкообразных сред, составленные в форме законов сохранения масс, импульсов и энергий газовой и дисперсной фаз, записываются в следующем виде [9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{11} v_1}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{12} v_1}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial x} + \alpha_1 \frac{\partial p}{\partial x} &= -\alpha_1 F_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\varepsilon \sigma_{2*}^{11}}{\partial x} &= \alpha_1 F_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2T}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2T} v_2}{\partial x} - \xi_{2T} \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} &= Q_{12}, \\ \frac{\partial \rho_2 u_{2P}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_{2P} v_2}{\partial x} - (1 - \xi_{2T}) \sigma_{2*}^{11} \frac{\partial v_2}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \frac{\partial}{\partial x} [\rho_1 E_1 v_1 + \rho_2 E_2 v_2 + p(\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) - \sigma_{2*}^{11} v_2] &= 0, \\ \rho_i &= \rho_i^0 \alpha_i, \quad E_i = u_i + 0,5 v_i^2 \quad (i = 1, 2), \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad u_2 = u_{2T} + u_{2P}, \\ \rho_{1j} &= \rho_{1j}^0 \alpha_{1j}, \quad E_{1j} = u_{1j} + 0,5 v_{1j}^2 \quad (j = 1, 2), \\ \rho_1 &= (1 - \varepsilon) \rho_{11} + \varepsilon \rho_{12}, \quad \rho_1^0 = (1 - \varepsilon) \rho_{11}^0 + \varepsilon \rho_{12}^0, \quad \alpha_1 = (1 - \varepsilon) \alpha_{11} + \varepsilon \alpha_{12}, \\ p &= (1 - \varepsilon) p_{11} + \varepsilon p_{12}, \quad u_1 = (1 - \varepsilon) u_{11} + \varepsilon u_{12}. \end{aligned}$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 внизу относятся соответственно к параметрам газовой и дисперсной фаз; индексы 11 и 12 внизу относятся к параметрам двух различных несмешивающихся газов, локализованных в пространстве; ε — параметр, принимающий значения 0 и 1 в областях пространства, занятых первым и вторым газом.

Через ρ , ρ^0 , α , v , u , E обозначены соответственно средняя и истинная плотности, объемное содержание, массовая скорость, удельные внутренняя и полная энергии той или иной составляющей смеси; p — давление газовой фазы; σ_{2*}^{11} — фиктивное напряжение (продольное «давление» [7]) в пористой порошкообразной среде, обусловленное собственно деформацией несжимаемых частиц; d — диаметр частиц; F_{12} и Q_{12} — соответственно сила межфазного трения и интенсивность теплопередачи от газовой к дисперсной фазе в единице объема смеси; u_{2T} и u_{2P} — тепловая и упругая составляющие внутренней энергии частиц порошка; ξ_{2T} — коэффициент, определяющий часть мощности работы межгранулярного напряжения, переходящую в тепловую энергию твердой фазы u_{2T} ($0 \leq \xi_{2T} \leq 1$).

Система квазилинейных дифференциальных уравнений (1), описывающая совместное неравновесное движение газовой и дисперсной фаз порошкообразной среды, дополняется уравнениями состояния идеальных калорически совершенных газов и несжимаемых твердых частиц

$$\begin{aligned} p_{1j} &= (\gamma_{1j} - 1) \rho_{1j}^0 u_{1j}, \quad u_{1j} = c_{1j} T_1 \quad (\gamma_{1j}, c_{1j} \equiv \text{const}, j = 1, 2), \\ \rho_2^0 &= \text{const}, \quad u_{2T} = c_2 T_2 \quad (c_2 \equiv \text{const}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь γ_{1j} и c_{1j} — соответственно показатель адиабаты и удельная теплоемкость при постоянном объеме j -го газа ($j = 1, 2$); T_1 и T_2 — температуры газа и дисперсных частиц.

Уравнение состояния пористого «скелета» порошкообразной среды, описывающее межчастичное взаимодействие, задается на основе данных [10] в следующем виде:

$$\sigma_{2*}^{11} = \begin{cases} -\rho_2^0 \alpha_{10} a_{20}^2 \left(\frac{\alpha_{10}}{\alpha_1} - 1 \right), & \alpha_1 < \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}, \\ -\rho_2^0 \alpha_{1p} a_{2p}^2 \left(\frac{\alpha_{1p}}{\alpha_1} - 1 \right), & \alpha_1 < \alpha_{1p} \leq \alpha_{10}, \\ 0, & \end{cases} \quad (3)$$

в других случаях

$$a_{20} = a_{2p} + k(\alpha_{1p} - \alpha_{10}), \quad \alpha_{10} \leq \alpha_{1p},$$

α_{10} и a_{20} — пористость и скорость звука в порошкообразной среде в начальном состоянии; α_{1p} и a_{2p} — соответственно пористость и скорость звука в порошкообразной среде в насыпном состоянии; k — эмпирическая постоянная, характеризующая рост скорости звука в уплотненном образце пористой порошкообразной среды [11].

Принятое в форме (3) уравнение состояния дисперсной твердой фазы описывает изменение межчастичного напряжения в порошкообразной среде при ее сжатии и разгрузке по схеме нелинейно-упругого тела. В рамках этой схемы формула для притока тепла для упругой составляющей внутренней энергии дисперсной фазы (1) решается аналитически, при этом

$$u_{2p} = \begin{cases} (1 - \xi_{2T}) a_{20}^2 \alpha_{10} \left[\frac{\alpha_{10} - \alpha_1}{1 - \alpha_1} + \alpha_{10} \ln \left(\frac{\alpha_1 (1 - \alpha_{10})}{\alpha_{10} (1 - \alpha_1)} \right) \right], & \alpha_1 < \alpha_{10} \leq \alpha_{1p}, \\ (1 - \xi_{2T}) a_{2p}^2 \alpha_{1p} \left[\frac{\alpha_{1p} - \alpha_1}{1 - \alpha_1} + \alpha_{1p} \ln \left(\frac{\alpha_1 (1 - \alpha_{1p})}{\alpha_{1p} (1 - \alpha_1)} \right) \right], & \alpha_1 < \alpha_{1p} < \alpha_{10}, \\ 0, & \end{cases} \quad (4)$$

в других случаях.

Интенсивности межфазного трения и теплообмена задаются на основе следующих соотношений [7, 9]:

$$F_{12} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{d} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2), \quad (5)$$

$$Q_{12} = \frac{6\alpha_2}{d^2} \lambda_1 \text{Nu}_{12} (T_1 - T_2), \quad \lambda_1 = (1 - \varepsilon) \lambda_{11} + \varepsilon \lambda_{12},$$

где C_d — коэффициент трения; Nu_{12} — число Нуссельта газовой фазы; d — диаметр дисперсных частиц; λ_1 , λ_{1j} — коэффициенты теплопроводности газовой фазы в целом и j -го газа в отдельности ($j = 1, 2$).

Коэффициент трения описывается следующей эмпирической зависимостью [12]:

$$C_d = \begin{cases} C_d^{(1)} = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4,4}{\sqrt{\text{Re}_{12}}} + 0,42, & \alpha_1 \geq 0,92, \quad 0 < \text{Re}_{12} \leq 2 \cdot 10^5, \\ C_d^{(2)} = \frac{4}{3\alpha_1} \left(1,75 + \frac{150(1 - \alpha_1)}{\alpha_1 \text{Re}_{12}} \right), & \alpha_1 \leq 0,55, \quad 0 < \text{Re}_{12} \leq \frac{4 \cdot 10^3 (1 - \alpha_1)}{\alpha_1}, \\ \frac{(0,92 - \alpha_1) C_d^{(2)} + (\alpha_1 - 0,55) C_d^{(1)}}{0,37}, & 0,55 < \alpha_1 < 0,92, \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{Re}_{12} = \rho_1^0 |v_1 - v_2| d / \mu_1, \quad \mu_1 = (1 - \varepsilon) \mu_{11} + \varepsilon \mu_{12}.$$

Здесь Re_{12} — число Рейнольдса относительного движения газа и частиц порошкообразной среды; μ_1 и μ_{1j} — динамические вязкости газовой фазы

в целом и j -го газа в отдельности; $C_d^{(1)}$ — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночных сферических частиц; $C_d^{(2)}$ — коэффициент трения сферических частиц в насыпных порошках, полученный в экспериментах [13].

Для определения числа Нуссельта используется эмпирическое соотношение [14]

$$\text{Nu}_{12} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_{12} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_{12}^{2/3} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_{12} > 200, \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{Pr} = \gamma_1 c_1 \mu_1 / \lambda_1, \quad \gamma_1 = (1 - \varepsilon) \gamma_{11} + \varepsilon \gamma_{12},$$

Pr — число Прандтля; γ_1 и γ_{1j} — показатели адиабат газовой фазы в целом и j -го газа в отдельности.

Постановка задачи

Применительно к условиям экспериментов [6] рассматривается следующая задача: в начальный момент времени $t = 0$ в КВД ударной трубы ($0 \leq x \leq x_*$) находится смесь сжатого газа (азота) с твердыми частицами песка, образующими порошкообразную среду насыпной плотности; в КНД ударной трубы ($x_* < x < x_{**}$), отделенной от КВД диафрагмой ($x = x_*$), находится невозмущенный газ (воздух). Ставится цель получить расчетные осциллограммы избыточного давления и импульса воздушных УВ, возникающих после разрыва диафрагмы в моменты времени $t > 0$ в КНД ударной трубы, а также осуществить сопоставление расчетных и экспериментальных данных.

Начальные условия для сформулированной задачи имеют вид в области КВД ($0 < x \leq x_*$)

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \rho_{11*}, \quad \rho_{12} = 0, \quad \rho_1 = \rho_{11*}, \quad \rho_{11}^0 = \rho_{11*}^0, \quad \rho_{12}^0 = 0, \quad \rho_1^0 = \rho_{11*}^0, \\ \alpha_{11} &= \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \alpha_{12} = 0, \quad \alpha_2 = 1 - \alpha_{10}, \\ p &= p_{11} = p_*, \quad p_{12} = 0, \quad v_1 = v_2 = 0, \quad T_1 = T_2 = T_*, \end{aligned}$$

$$u_1 = u_{11} = c_1 T_*, \quad u_{12} = 0, \quad u_{2T} = c_2 T_*, \quad u_{2p} = u_{2p0}, \quad \sigma_{2*}^{11} = \sigma_{2*0}^{11}, \quad (8)$$

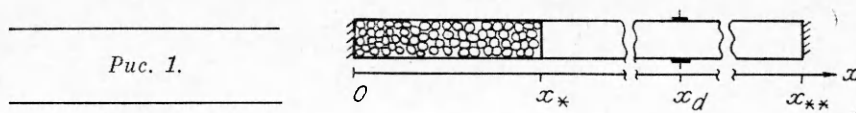
в области КНД ($x_* < x < x_{**}$)

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= 0, \quad \rho_{12} = \rho_{120}, \quad \rho_1 = \rho_{120}, \quad \rho_{11}^0 = 0, \quad \rho_{12}^0 = \rho_{120}^0, \quad \rho_1^0 = \rho_{120}^0, \\ \alpha_{11} &= 0, \quad \alpha_{12} = \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 0, \\ p &= p_{12} = p_0, \quad p_{11} = 0, \quad v_1 = v_2 = 0, \quad T_1 = T_0, \\ u_1 &= u_{12} = c_1 T_0, \quad u_{11} = 0, \quad u_{2T} = u_{2p} = \sigma_{2*}^{11} = 0. \end{aligned}$$

Граничные условия задачи задаются следующим образом: на левой ($x = 0$) и правой ($x = x_{**}$) границах расчетной области, соответствующих торцам ударной трубы, ставились условия равенства нулю скоростей газа и частиц порошка:

$$\begin{aligned} v_1(0, t) &= v_1(x_{**}, t) \equiv 0, \\ v_2(0, t) &= v_2(x_{**}, t) \equiv 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Численное интегрирование системы (1)–(7) с начальными (8) и граничными (9) условиями осуществлялось методом крупных частиц [15] по алгоритму типа [16]. Точность вычислений контролировалась путем пересчета с уменьшенными шагами по времени и пространству. Расчеты выполнялись для смесей азота, частиц кварцевого песка и воздуха. Термодинамические параметры составляющих смеси: азот в КВД — $p_* = 3,5$ МПа, $\rho_{11}^0 = 40,25$ кг/м³, $T_* = 293$ К, $\gamma_{11} = 1,4$, $c_{11} = 742$ м²/(с² · К), $\mu_{11} = 1,75 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_{11} = 2,56 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · К); воздух в КНД — $p_0 = 0,1$ МПа, $\rho_{120}^0 = 1,19$ кг/м³, $T_0 = 293$ К, $\gamma_{12} = 1,4$, $c_{12} = 717$ м²/(с² · К), $\mu_{12} = 1,81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_{12} = 2,58 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · К); частицы кварцевого песка в КВД — $\rho_2^0 = 2450$ кг/м³, $c_2 = 710$ м²/(с² · К),



$\alpha_{10} = \alpha_{1p} = 0,27$, $a_{20} = a_{2p} = 420$ м/с, $k = 5450$ м/с, $\sigma_{2*}^{11} = u_{2p*} = 0$, $d = 200$ мкм.

Длины КВД и КНД ударной трубы [6] соответственно составляли 0,015 и 3 м. Расстояние ($x_d - x_*$) от диафрагмы до одного из датчиков давления и импульса равно 0,45 м. Схематическое изображение ударной трубы приведено на рис. 1.

Некоторые результаты

Ниже, применительно к условиям экспериментов [6], приводятся две характерные серии расчетов параметров воздушных УВ, возникающих в КНД ударной трубы в процессе волнового истечения из КВД сжатого азота ($\alpha_{10} = 1$) и смеси азота с частицами песка насыпной плотности ($\alpha_{10} = \alpha_{1p}$).

Результаты первой (тестовой) серии вычислений, соответствующих численному решению классической задачи о распаде произвольного разрыва в системе сжатый азот — воздух, показаны на рис. 2, 2 в виде расчетных осциллограмм давления (*a*) и импульса избыточного давления в волне (*b*) на расстоянии 0,45 м от диафрагмы в КНД. При этом в качестве величины импульса избыточного давления УВ принимается интеграл

$$I_p = \int_0^t (p - p_0) d\tau \quad (p \geq p_0),$$

в котором p — текущее давление за волной сжатия; t — длительность фазы сжатия волны.

Кривыми 1 на рис. 2 нанесены показания пьезодатчиков давления (*a*) и удельного импульса фазы сжатия волны (*b*), полученные в опытах [6]. Осциллирующий характер экспериментальной кривой $p(x_d, t)$ на рис. 2, *a* объясняется особенностью работы датчика (наличием так называемого дребезга датчика). По утверждению авторов [6], за экспериментальную осциллограмму давления следует принимать среднее по пульсациям давление датчика. Удельный импульс фазы сжатия волны определялся в [6] с использованием электронного интегратора сигнала пьезодатчика или (в отдельных случаях) путем непосредственного нахождения площади под кривой осциллограммы избыточного давления. Ошибка измерений $I_p(t)$ в экспериментах [6] составляет ~10—20 %.

Как видно из рис. 2, расчетная осциллограмма давления практически является средней для осциллирующей экспериментальной кривой. Удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и расчетным решением наблюдается и для зависимостей $I_p(t)$. Более медленное уменьшение экспериментальной величины импульса объясняется несовпадением момента окончания фазы сжатия за фронтом УВ с моментом появления фазы разрежения [6]. Авторы работы [6] объясняют этот экспериментальный результат тем, что при $x_*/D \leq 1$ (где $D = 0,05$ м диаметр ударной трубы) время пробега волны разрежения по длине КВД ($x_* = 0,015$ м) сравнимо со временем раскрытия мембраны.

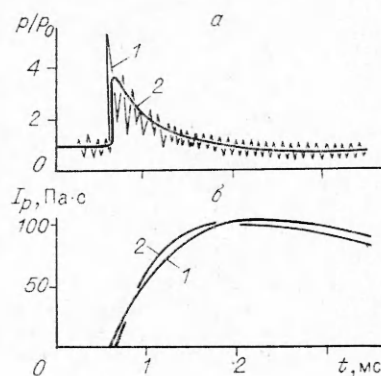


Рис. 2.

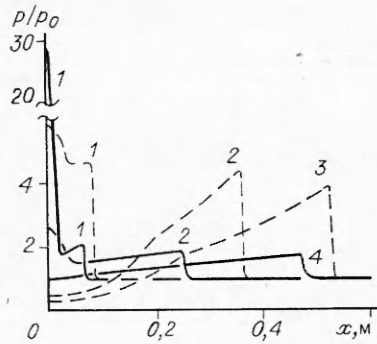


Рис. 3.

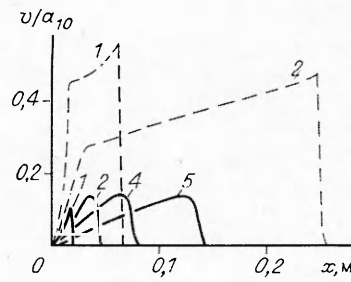


Рис. 4.

Результаты расчетов задачи волнового истечения из КВД ударной трубы сжатой смеси азота с частицами песка насыпной плотности приведены на рис. 3—5, где представлены распределения давлений газа, скоростей фаз (сплошные линии — частицы, штриховые линии — газ) и объемной концентрации частиц в моменты времени 0, 0,1, 0,5, 0,75, 1 и 2 мс (соответственно кривые 0—5). Для сравнения с рассматриваемым случаем на рис. 3 штриховыми линиями показаны распределения давлений газа при разлете в воздушное пространство сжатого объема азота при тех же начальных условиях.

Как видно из сравнения результатов расчета задач волнового истечения сжатых объемов газа и насыпной среды, наличие в начальный момент времени в КВД ударной трубы частиц песка приводит к заметному уменьшению амплитуды и скорости воздушной УВ в камере низкого давления и увеличению времени разрежения области высокого давления. Это объясняется процессом межфазного взаимодействия [4]. В результате распада разрыва газ в порах насыпной среды, разгоняясь в волне разрежения, взаимодействует с твердыми частицами, приводит их в движение, уменьшая при этом собственную скорость (кривые 1 на рис. 4).

Волна разрежения в КВД ударной трубы отражается от закрытого конца в виде волны разряжения (ВР), формируя в области КНД ударную волну треугольного профиля. В силу инерционности частиц при наличии в области высокого давления насыпного слоя, отраженная от конца ударной трубы ВР оказывается слабее по сравнению со случаем отсутствия частиц (кривые 2 и 3 на рис. 3). В связи с этим увеличивается длительность фазы сжатия воздушной УВ. Как видно из рис. 5, концентрация дисперсной фазы на закрытом конце трубы медленно

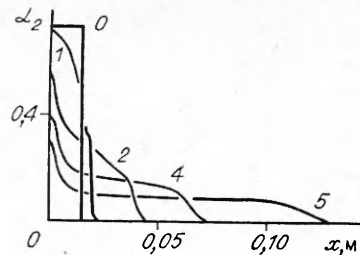


Рис. 5.

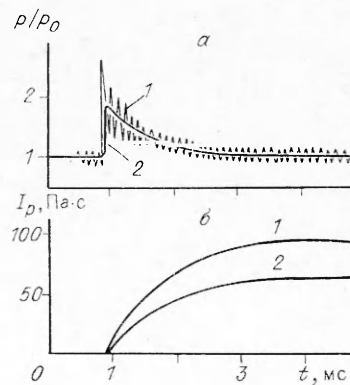


Рис. 6.

уменьшается, препятствуя быстрому разрежению области высокого давления волной разрежения как в случае разлета сжатого объема газа.

В рассматриваемой задаче в момент времени ≈ 1 мс в газе формируется УВ треугольного профиля, при дальнейшем движении сохраняющая свой вид. В силу того, что скорость газа превышает скорость частиц песка (см. рис. 4), газ замедляется и это приводит к уменьшению амплитуды и увеличению длительности фазы сжатия воздушной УВ.

На рис. 6, 2 показаны расчетные и экспериментальные I осциллограммы давления (a) и импульса фазы сжатия (b) воздушной УВ в КНД ударной трубы. Сравнение расчетных и опытных зависимостей $p(x_s, t)$ свидетельствует об их удовлетворительном соответствии. Достаточно существенное различие (25 %) между расчетной и экспериментальной кривыми удельного импульса объясняется, по-видимому, неправильным осреднением пульсаций датчика давления интегратором (авторы [6] отмечают, что ошибка измерений импульса в экспериментах составляет 10–20 %).

В заключение отметим, что для рассматриваемого случая разлета в газовое пространство смесей контактирующих твердых частиц и сжатого газа в порах в процессе движения, как и в начальный момент времени, межгранулярное давление, определяемое контактами между частицами, равно нулю. Поэтому для описания процесса разлета такой порошкообразной среды можно использовать более простую модель, не учитывающую возможность наличия межзеренных контактов [4, 7]. Для более общего случая разлета уплотненных порошкообразных сред, когда в начальный момент времени и в процессе движения существенны напряжения, связанные непосредственно с деформациями частиц из-за их контактов друг с другом, необходимо использовать уравнения (1). Некоторые характерные особенности волновых движений уплотняемых и разрежаемых порошкообразных сред рассмотрены авторами в работе [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др. Ударные волны при разлете сжатого объема газозвеси твердых частиц // Докл. АН СССР.— 1985.— 281, № 5.— С. 1113–1116.
2. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. П. и др. Ударные волны при разлете объема горючей пылевзвеси // ФГВ.— 1990.— 26, № 3.— С. 85–91.
3. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Исследование структур изотермических ударных волн и расчет разлета облака газозвеси.— Новосибирск, 1986.— (Препр./АН СССР. ИТПМ; № 8).
4. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Расчет разлета сжатого объема газозвеси // ПМТФ.— 1987.— № 5.— С. 139–144.
5. Гельфанд Б. Е., Казаков Ю. В., Медведев С. П. и др. Разлет сжатой стратифицированной газопылевой системы // Численные методы решения задач фильтрации многофазной несжимаемой жидкости.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1987.— С. 88–89.
6. Медведев С. П., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е. и др. Воздушные УВ при внезапном расширении сжатой двухфазной среды пассивной плотности // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 135–139.
7. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
8. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б. Переход горения пористых ВВ в детонацию // ФГВ.— 1984.— 20, № 5.— С. 8–14.
9. Кутушев А. Г., Рудаков В. А. Численное исследование процесса взрывного метания порошков // Итоги исследований ИММС № 2.— Тюмень: ИММС СО АН СССР, 1991.— С. 40–44.
10. Gough P. S., Zwartst F. J. Modeling heterogeneous two-phase reacting flow // AIAA J.— 1979.— 17, N 1.— P. 17–25.
11. Bernecker R. R., Price D. Studies the transition from deflagration to detonation in granular explosives // Combust. Flame.— 1974.— 22.— P. 111–170.
12. Стернин Л. Е., Маслов Б. Н., Шрайбер А. А. и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами.— М.: Машиностроение, 1980.— 172 с.
13. Ergun S. Fluid flow through packed column // Chem. Eng. Progr.— 1952.— 48, N 2.— P. 89–94.
14. Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах.— М.: Гостехиздат, 1954.— 441 с.
15. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.— 392 с.

16. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Численное исследование нестационарных волновых течений газовзвесей с выделением границ двухфазных областей и контактных разрывов в несущем газе // ЧМСС.— Новосибирск, 1983.— Т. 14, № 6.— С. 58—82.

г. Тюмень

Поступила в редакцию 29/1 1992

УДК 534.222.2

В. А. Пырьев, В. С. Соловьев

ДЕТОНАЦИОННЫЕ И МЕТАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ СЛОЕВ НАСЫПНОГО ГЕКСОГЕНА

На основе анализа известных опытных данных построена диаграмма детонационных характеристик заряда ВВ на пластине. В зависимости от высоты заряда измерены скорости метания, экспериментально исследовано влияние на скорость детонации дисперсности гексогена, материала и толщины пластины. В режиме неидеальной детонации установлено, что скорость метания возрастает по сравнению со значениями, рассчитанными по формуле Гарни, а скорость детонации заряда на пластине из дюрали выше, чем на пластине из меди.

Метание пластины скользящей детонационной волной слоя взрывчатого вещества (ВВ) широко используется при сварке взрывом, в различных устройствах генерации ударных волн. При этом детонационные характеристики заряда (скорость детонации D , предельная скорость детонации $D_{пр}$, критическая $h_{кр}$ и предельная $h_{пр}$ толщина ВВ) во многом определяют параметры метания (скорость v , угол поворота θ). Как правило, применяются схемы, в которых ВВ детонирует с предельной скоростью. Детонационные и метательные характеристики тонких слоев ВВ, детонирующих в неидеальном режиме на пластинках толщиной, равной или меньше высоты заряда, изучены недостаточно, хотя такие конструктивные параметры в устройствах находят применение. Этот пробел частично восполняют результаты данной работы.

Прежде всего, в обобщенном виде представим основные параметры детонации ВВ на пластине. Исходя из аналогии детонации ВВ в оболочке и на пластине, используя результаты ряда экспериментальных работ [1—3], построена диаграмма детонационных характеристик ВВ на пластине, акустическая жесткость материала которой выше акустической жесткости заряда (рис. 1). На каждой из трех плоскостей в координатах скорость детонации D , высота заряда h , толщина пластины Δ представлен набор зависимостей одной переменной от другой при фиксированных значениях третьего параметра (рис. 1, $a - e$), т. е. набор линий равного уровня поверхности детонационных характеристик ВВ на пластине (рис. 1, g). Эта поверхность состоит из зон идеальной I и неидеальной $D < D_{пр}$ детонации. В зоне неидеальной детонации существуют область II , в которой на детонационные параметры оказывают влияние волны разгрузки (ВР), обусловленные сжимаемостью материала пластины, и область III совместного влияния ВР за счет сжимаемости пластины и ВР с ее свободной поверхности, с преобладанием последних. Детонация заряда без пластины (линия 1) является предельным случаем влияния ВР этого рода.

Для слоев ВВ, детонирующих на пластинках толщиной больше некоторой предельной $\Delta_{пр}$, зависимости $D(h)$ совпадают (линия 2) при любых значениях h . В случае $\Delta_1 < \Delta_{пр}$ (см. рис. 1, a) по мере уменьшения h кривая $D(h)$ до значения h_1 лежит в областях I , II , а после — в области III , заканчиваясь на критической кривой (линия 3). В плоскости (Δ, h) проекция критической кривой есть зависимость $h_{кр}(\Delta)$.

© В. А. Пырьев, В. С. Соловьев, 1992.