

## ПЛОСКИЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗОВЗВЕСЯХ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ

А. Г. Кутушев, С. П. Родионов

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики СО РАН, 625000 Тюмень

Приведены результаты численного исследования процесса ударного инициирования гетерогенной детонации в канале прямоугольной формы, частично или полностью заполненном неоднородной монодисперсной газовзвесью унитарного топлива. Изучено влияние параметров инициирующей ударной волны, дисперсной смеси и закона пространственно-неоднородного распределения концентрации частиц в двухфазной среде на детонационную способность слоя газовзвеси унитарного топлива. Показано, что при прочих одинаковых условиях увеличение степени неоднородности пространственного распределения концентрации дисперсной фазы приводит к снижению детонационной способности слоя частиц.

В [1] теоретически исследован процесс безударного инициирования плоских одномерных волн гетерогенной детонации в монодисперсных газовзвесах унитарного (содержащего окислитель) топлива. В [2] изучен аналогичный одномерный процесс в вакуумвзвесах. В [3] численно решена двумерная задача о безударном (тепловом) инициировании и последующем распространении волны горения в газовзвеси унитарного топлива в плоском ограниченном канале.

Анализ некоторых результатов по ударному возбуждению гетерогенной детонации в аэрозвесах пороха приведен в [4]. Закономерности протекания процессов ударного инициирования сферических и цилиндрических детонационных волн в монодисперсных газовзвесах унитарного топлива изучен в [5]. В работе [6] исследованы особенности ударного возбуждения одномерных детонационных волн в полидисперсных газовзвесах с частицами, содержащими окислитель. Критические условия возникновения плоской детонационной волны в условиях ударного воздействия на реагирующую дисперсную среду изучены в [7].

В настоящей работе сообщаются результаты численного исследования ударного инициирования волн гетерогенной детонации в канале прямоугольной формы, полностью или частично заполненном слоем пространственно-неоднородной газовзвеси унитарного топлива.

### УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ РЕАГИРУЮЩЕЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Пусть имеется газовзвесь унитарного топлива, представляющая собой в невозмущенном исходном состоянии смесь химически инертного газа и твердых взвешенных монодисперсных частиц унитарного топлива. Для описания ее движения используются обычные для механики гетерогенных дисперсных сред допущения [8]. Дополнительно предполагается [9], что процессы воспламенения и горения осуществляются при температуре частиц, равной температуре разложения унитарного топлива, а продукты горения взвеси, образующиеся в зоне химической реакции, являются идеальным калорически совершенным газом. В рамках принятых допущений система дифференциальных уравнений двумерного плоского нестационарного движения газа и частиц унитарного топлива может быть записана в следующем виде [3, 5]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{1,k}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{1,k} v_{1,x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{1,k} v_{1,y}}{\partial y} &= (k-1)J, \\ \rho_1 = \sum_{k=1}^2 \rho_{1,k}, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_{2,x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v_{2,y}}{\partial y} &= -J, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_{2,x}}{\partial x} + \frac{\partial n v_{2,y}}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_i v_{i,x}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_{i,x} v_{i,x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_{i,x} v_{i,y}}{\partial y} + (2-i) \frac{\partial p}{\partial x} &= \\ &= (-1)^i (F_x - J v_{2,x}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i v_{i,y}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_{i,y} v_{i,x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_{i,y} v_{i,y}}{\partial y} + (2-i) \frac{\partial p}{\partial y} = \\ = (-1)^i (F_y - J v_{2,y}), \quad (1) \\ \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_{2,x}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_{2,y}}{\partial y} = Q \eta (-J) - J e_2, \\ \sum_{i=1}^2 \left[ \frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i E_i + \alpha_i p) v_{i,x}}{\partial x} + \right. \\ \left. + \frac{\partial (\rho_i E_i + \alpha_i p) v_{i,y}}{\partial y} \right] = 0, \end{aligned}$$

$$\rho_{1,k} = \rho_{1,k}^0 \alpha_1, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \rho_1^0 = \sum_{k=1}^2 \rho_{1,k}^0,$$

$$E_i = e_i + 0,5 v_i^2, \quad v_i^2 = v_{i,x}^2 + v_{i,y}^2 \quad (i, k = 1, 2),$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{6} \pi d^3 n, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1,$$

$$\eta(z) = \begin{cases} 0, & z < 0, \\ 1, & z \geq 0. \end{cases}$$

Здесь представлены уравнения сохранения масс инертного газа ( $k = 1$ ), газообразных продуктов горения ( $k = 2$ ) и частиц топлива, уравнение сохранения количества дисперсных включений, уравнения сохранения импульсов фаз в проекциях на оси декартовой системы координат  $Ox$  и  $Oy$ , уравнение притока тепла к дисперсной фазе и уравнение сохранения полной энергии смеси. Индексы снизу  $i = 1$  и  $2$  относятся к параметрам газовой и дисперсной фаз;  $\rho_{1,k}$  и  $\rho_{1,k}^0$  — средняя и истинная плотности  $k$ -го компонента газовой фазы;  $\rho_i$ ,  $\rho_i^0$ ,  $v_i$ ,  $\alpha_i$ ,  $e_i$ ,  $E_i$  — соответственно средняя и истинная плотности, массовая скорость, объемное содержание, удельная внутренняя и полная энергии  $i$ -й фазы ( $i = 1, 2$ );  $v_{i,x}$  и  $v_{i,y}$  — компоненты скорости  $v_i$ ;  $n$  — количество дисперсных частиц в единице объема смеси;  $d$  — диаметр частиц;  $p$  — давление газовой смеси;  $F_x$  и  $F_y$  — составляющие силы межфазного трения;  $Q$  — интенсивность теплообмена между газовой и дисперсной фазами;  $J$  — интенсивность межфазного массообмена;  $\eta$  — единичная функция Хевисайда.

Уравнения состояния компонентов газовой фазы и газовой смеси в целом, а также несжимаемых дисперсных частиц имеют вид [5, 10]

$$p_{1,k} = \rho_{1,k}^0 R_{1,k} T_1, \quad p = \sum_{k=1}^2 p_{1,k} = \rho_1^0 R_1 T_1,$$

$$\rho_2^0 = \text{const}, \quad e_{1,k} = (c_{v,1})_k (T_1 - T_0) + e_{1,k}^0,$$

$$e_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} e_{1,k} = c_{v,1} (T_1 - T_0) + e_1^0,$$

$$R_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} R_{1,k}, \quad c_{v,1} = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} (c_{v,1})_k,$$

$$e_1^0 = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} e_{1,k}^0, \quad x_{1,k} = \frac{\rho_{1,k}}{\rho_1} \quad (2)$$

$$(R_{1,k}, (c_{v,1})_k, e_{1,k}^0, T_0 = \text{const}; \quad k = 1, 2),$$

$$e_2 = c_2 (T_2 - T_0) + e_2^0 \quad (c_2, e_2^0 = \text{const}),$$

$$e_2^0 - e_{1,2}^0 = Q^0 - \left( \frac{p_0}{\rho_{1,0}^0} - \frac{(p_{1,2})_0}{(\rho_{1,2}^0)_0} \right).$$

Здесь  $p_{1,k}$ ,  $R_{1,k}$ ,  $(c_{v,1})_k$ ,  $e_{1,k}$  — парциальное давление, газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном объеме, удельная внутренняя энергия  $k$ -го газового компонента;  $x_{1,k}$  — массовая концентрация  $k$ -й составляющей газовой смеси;  $R_1$ ,  $c_{v,1}$ ,  $c_2$  — газовая постоянная и удельная теплоемкость при постоянном объеме газовой смеси в целом, а также удельная теплоемкость частиц;  $T_i$  — температура  $i$ -й фазы;  $Q^0$  — теплотворная способность унитарного топлива. Индексом снизу нуль отмечены параметры фаз и компонентов при температуре  $T_0$ .

Законы силового и теплового взаимодействия фаз задаются на основе соотношений [10]

$$F_j = \frac{1}{2} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_{1,j} - v_{2,j}) \frac{\pi d^2}{4} n \quad (j = x, y),$$

$$|v_1 - v_2| = \sqrt{(v_{1,x} - v_{2,x})^2 + (v_{1,y} - v_{2,y})^2},$$

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} + 0,4, \quad \text{Re} = \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_2| d}{\mu_1}, \quad (3)$$

$$\mu_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} \mu_{1,k}, \quad Q = \pi d \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2) n,$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Pr} = \frac{c_{p,1} \mu_1}{\lambda_1}$$

$$c_{p,1} = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} (c_{p,1})_k, \quad \lambda_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1,k} \lambda_{1,k}.$$

Здесь  $C_d$  — коэффициент трения твердой сферической частицы;  $\text{Re}$ ,  $\text{Nu}$ ,  $\text{Pr}$  — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля;  $c_{p,1}$  и  $(c_{p,1})_k$ ,  $\mu_1$  и  $\mu_{1,k}$ ,  $\lambda_1$  и  $\lambda_{1,k}$  — удельные теплоемкости при постоянном давлении, динамические вязкости и коэффициенты теплопроводности газовой смеси в целом и ее компонентов.

Интенсивность образования газообразных продуктов горения частиц унитарного топлива определяется в виде [11, 12]

$$J = \pi \rho_1^0 d^2 n v_s \left(\frac{p}{p_0}\right)^\varphi \eta (T_2 - T_s). \quad (4)$$

Здесь  $v_s$  и  $\varphi$  — эмпирические константы;  $T_s$  — температура разложения унитарного топлива.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Длинный канал прямоугольной формы ( $0 \leq x \leq \infty, 0 \leq y \leq Y$ ) частично ( $0 \leq x \leq x_f, 0 \leq y \leq Y$ ) заполнен газом, частично ( $x_f < x \leq \infty, 0 \leq y \leq y_0$ ) — смесью газа и взвешенных монодисперсных частиц унитарного топлива и частично ( $x_f < x \leq \infty, y_0 \leq y \leq Y$ ) — невозмущенным газом. В начальный момент времени  $t = 0$  в области канала  $0 \leq x \leq x_f, 0 \leq y \leq Y$  вводится возмущение газа в виде ударной волны с линейным профилем скорости за ее фронтом. При  $t > 0$  ударная волна взаимодействует с взвешенными частицами. Требуется изучить влияние закона пространственного распределения концентрации частиц в канале на процессы горения и детонации газозвеси, возникающие под действием ударной волны.

Математическая постановка сформулированной выше задачи сводится к заданию начальных и граничных условий для системы уравнений движения (1)–(4). Начальные условия имеют вид [6]:

$$v_{1,x} = v_{1,f} \frac{x}{x_f}, \quad v_{1,y} = 0, \quad p = p_f \sigma^{\gamma_{1,1}},$$

$$\rho_1^0 = \rho_{1,f}^0 \sigma, \quad \rho_{1,1}^0 = \rho_1^0, \quad \rho_{1,2} = 0,$$

$$\alpha_1 = 1, \quad T_1 = \frac{p}{\rho_{1,1}^0 R_{1,1}},$$

$$\sigma = \left[ 1 - \left( \frac{\gamma_{1,1} - 1}{2} \right) \frac{v_{1,f}}{a_{1,f}} \left( 1 - \frac{x}{x_f} \right) \right]^{2/(\gamma_{1,1} - 1)},$$

$$a_{1,f}^2 - \gamma_{1,1} \frac{p_f}{\rho_{1,f}^0}, \quad \frac{v_{1,f}}{(a_{1,1})_0} - \frac{2}{(\gamma_{1,1} + 1)} \left( \frac{M_{10} - 1}{M_0} \right),$$

$$\frac{\rho_{1,f}^0}{\rho_{1,0}^0} = \frac{(\gamma_{1,1} + 1) M_0^2}{2 + (\gamma_{1,1} + 1) M_0^2}, \quad (5)$$

$$\frac{p_f}{p_0} = 1 + \frac{2\gamma_{1,1}}{\gamma_{1,1} + 1} (M_0^2 - 1), \quad \frac{T_f}{T_0} = \left( \frac{p_f}{p_0} \right) \left( \frac{\rho_{1,f}^0}{\rho_{1,0}^0} \right)^{-1}$$

$$(0 \leq x \leq x_f, \quad 0 \leq y \leq Y),$$

$$v_{1,x} = v_{1,y} = 0, \quad p = p_0, \quad T_1 = T_0,$$

$$\rho_1^0 = (\rho_{1,1}^0)_0, \quad \rho_{1,2} = 0, \quad \rho_1 = \rho_1^0 \alpha_1,$$

$$v_{2,x} = v_{2,y} = 0, \quad T_2 = T_0, \quad \alpha_1 = 1 - \alpha_2,$$

$$\rho_2 = \rho_2^0 \alpha_2, \quad \alpha_2 = \alpha_{2,0} f(x, y, A), \quad n = n_0$$

$$(x_f < x \leq \infty, \quad 0 \leq y \leq y_0),$$

$$v_{1,x} = v_{1,y} = 0, \quad p = p_0, \quad T_1 = T_0, \quad \rho_1^0 = (\rho_{1,1}^0)_0,$$

$$\rho_{1,2} = 0, \quad \alpha_1 = 1 \quad (x_f < x \leq \infty, \quad 0 \leq y \leq Y),$$

$$f(x, y, A) = \left( 1 - \eta \left( \frac{x_f - x}{x_f} \right) \right) \eta \left( \frac{y_0 - y}{Y} \right) \varepsilon(x, y, A)$$

$$(0 \leq x \leq \infty, \quad 0 \leq y \leq \infty).$$

Здесь индексами  $f$  и нуль отмечены параметры фаз за и перед фронтом ударной волны;  $M_0$  и  $a_{1,f}$  — число Маха набегающей ударной волны и адиабатическая скорость звука в газе за ударным скачком;  $\gamma_{1,1}$  — показатель адиабаты инертного газа.

Граничные условия задачи задаются в виде равенства нулю нормальных составляющих скоростей фаз на стенках канала:

$$v_{1,x}(0, y, t) = v_{1,y}(x, 0, t) = v_{1,y}(x, Y, t) = 0,$$

$$v_{2,x}(0, y, t) = v_{2,y}(x, 0, t) = v_{2,y}(x, Y, t) = 0 \quad (6)$$

$$(0 \leq x \leq \infty, \quad 0 \leq y \leq Y).$$

На правой границе расчетной области ( $x = \infty$ ) граничные условия не ставились, так как расчеты прекращались раньше момента прихода возмущений к этой границе.

Замкнутую систему уравнений движения реагирующей газозвеси (1)–(4) вместе с начальными (5) и граничными (6) условиями численно интегрировали методом крупных частиц [13] на IBM PC AT 486 с использованием разностной сетки, содержащей  $22 \times 1002$  ячеек. Время счета одного варианта составляло  $\approx 1 \div 5$  ч. Расчеты проводили для смесей воздуха и частиц пороха Н. При этом использовали следующие значения термодинамических параметров фаз и их компонентов [5, 6]:  $T_0 = 300$  К,  $p_0 = 0,1$  МПа,  $\gamma_{1,1} = 1,4$ ,  $R_{1,1} = 287$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · К),  $\mu_{1,1} = 1,7 \cdot 10^{-5}$  кг/(м · с),  $\lambda_{1,1} = 2,57 \cdot 10^{-2}$  кг · м/(с<sup>3</sup> · К),  $(\rho_{1,1}^0)_0 = 1,29$  кг/м<sup>3</sup>,  $\gamma_{1,2} = 1,24$ ,  $R_{1,2} = 328$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · К),  $(\rho_{1,2}^0)_0 = 1,03$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu_{1,2} = 1,7 \cdot 10^{-5}$  кг/(м · с),  $\lambda_{1,2} = 8,37 \cdot 10^{-2}$  кг · м/(с<sup>3</sup> · К),  $\rho_2^0 = 1550$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_2 = 1466$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · К),  $T_s = 473$  К,  $\varphi = 0,7$ ,  $v_s = 6,5 \cdot 10^{-4}$  м/с,  $Q^0 = 1,93$  МДж/кг. Все вычисления осуществляли для длины инициирующей ударной волны  $x_f = 0,5$  м и поперечного сечения канала  $Y = 0,2$  м.

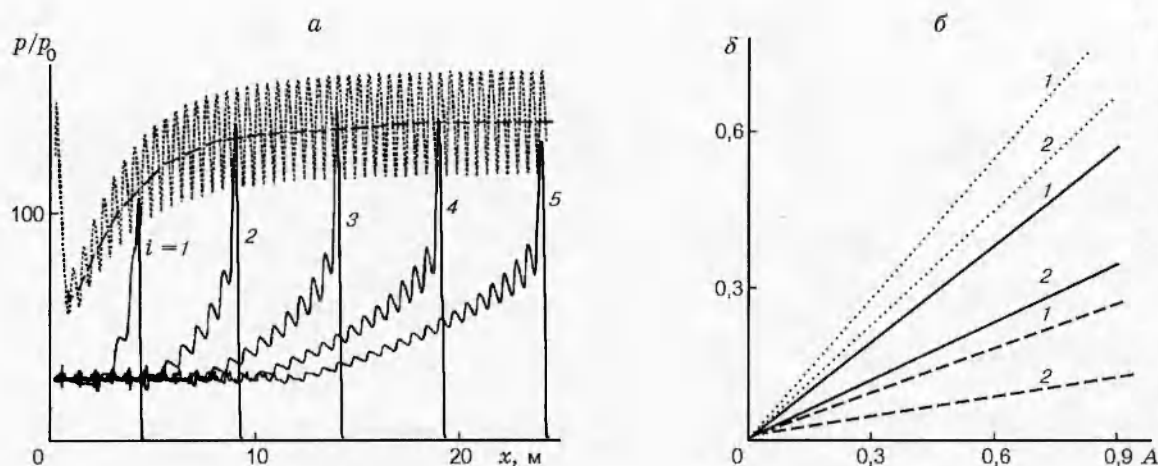


Рис. 1

В расчетах использованы следующие законы пространственного распределения концентрации частиц в канале:

$$\varepsilon(x, y, A) = 1 + A \cos\left(2\pi \frac{x}{l}\right) \quad (7)$$

$$(0 \leq y \leq y_0 = Y),$$

$$\varepsilon(x, y, A) = 1 - 2A\left(\frac{y}{Y} - 0,5\right) \quad (8)$$

$$(0 \leq y \leq y_0 = Y),$$

$$\varepsilon(x, y, A) = 1 \quad (9)$$

$$(0 \leq y \leq y_0, \quad y_0 = (1 - A)Y, \quad 0 \leq A < 1).$$

Зависимости (7) и (8) описывают продольную и поперечную пространственные неоднородности распределения концентрации взвеси в канале, соответствующие косинусоидальному и линейно-убывающему законам. Зависимость (9) соответствует ступенчатому пространственному распределению концентрации частиц, в котором параметр  $y_0$  представляет собой расстояние от нижней ( $y = 0$ ) до верхней ( $y = y_0$ ) границы слоя облака газозвеси. Параметр  $0 \leq A \leq 1$  в зависимостях (7), (8) характеризует степень неоднородности пространственного распределения концентрации частиц. При этом предельные значения  $A = 0$  и  $A = 1$  соответствуют наименьшей (нулевой) и наибольшей степеням неоднородности распределения концентрации дисперсной фазы. Параметр  $l$  в зависимости (7) характеризует пространственный масштаб периодического изменения концентрации частиц в продольном направлении.

#### НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Обратимся к данным численного исследования сформулированной выше задачи. На рис. 1,а показано формирование волны гетерогенной детонации в слое неоднородной газозвеси унитарного топлива в случае косинусоидального закона распределения концентрации частиц в продольном направлении канала (7). Сплошными линиями показаны характерные расчетные профили давления газа в моменты времени  $t_i = 3,3i$  мс ( $i = 1 \div 5$ ), пунктирной и штриховой линиями — соответствующие огибающие пиковых давлений для случаев неоднородного ( $\alpha_2 = \alpha_{2,0}f(x, y, A)$ ) и однородного ( $\alpha_2 = \langle \alpha_{2,0}f(x, y, A) \rangle_X = \alpha_{2,0}$ ) начальных распределений концентраций частиц в слоях двухфазной среды. Число Маха инициирующей ударной волны  $M_0 = 9$ , начальный диаметр частиц  $d_0 = 30$  мкм. Осредненное по длине канала  $X$  относительное массовое содержание взвеси в неоднородной ( $m = \langle m \rangle_X$ ) и однородной ( $m_0 = m = \rho_{2,0}/\rho_{1,0}$ ) смесях равно 5. Параметры  $A$  и  $l$  равны соответственно 1,0 и 0,5 м.

Как следует из рис. 1,а, пиковое давление в детонационной волне, распространяющейся в неоднородной газозвеси, испытывает периодические пульсации около среднего значения в соответствии с начальным распределением концентрации частиц вдоль оси  $x$ . При этом огибающие максимального и минимального значений пиковых давлений асимптотически стремятся к предельным значениям, зависящим от начального диаметра частиц, их массового содержания в смеси и параметра  $A$ .

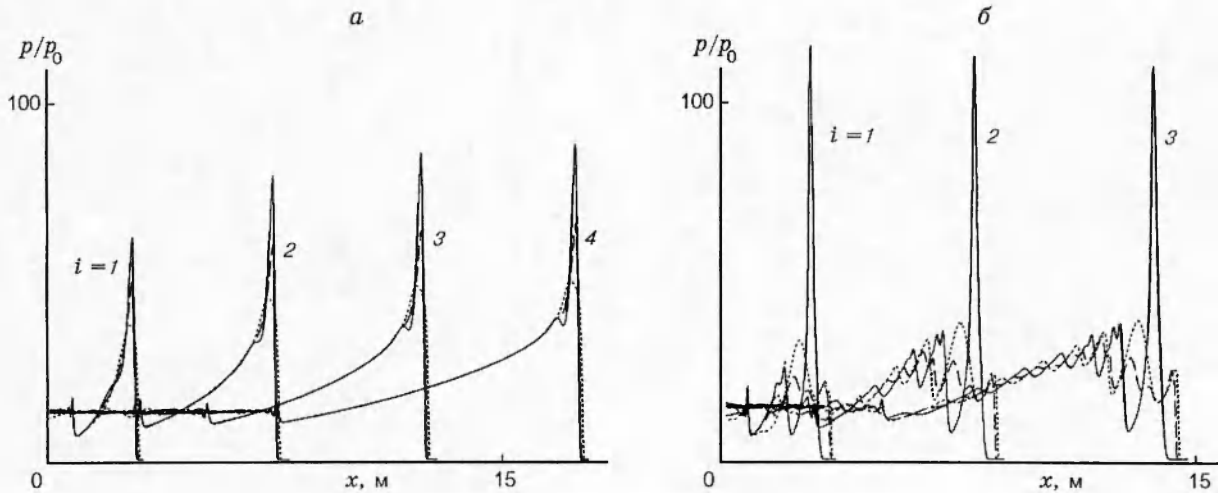


Рис. 2

На рис. 1,б показаны зависимости относительной амплитуды пульсаций пикового давления газа в детонационной волне ( $\delta = \Delta p_s / p_s$ ), от параметра пространственной неоднородности распределения концентрации взвеси при различных значениях среднего относительно массового содержания и начального диаметра смеси. Здесь через  $\Delta p_s$  обозначена разность максимального и минимального давлений в химическом пике детонационной волны,  $\Delta p_s = (p_{\max} - p_{\min})$ , а через  $p_s$  — среднее давление,  $p_s = 0,5(p_{\max} + p_{\min})$ , которое, как показали расчеты, практически совпадает с пиковым давлением ( $p_{s,0}$ ) в стационарной детонационной волне в однородной газовой смеси. Пунктирными, сплошными и штриховыми линиями изображены зависимости  $\delta(A)$ , соответствующие взвесьям с  $d_0 = 10, 30$  и  $100$  мкм; кривые 1 и 2 — решения, соответствующие  $m_0 = 10$  и 5.

Как следует из рис. 1,б, относительная амплитуда пульсаций давления ( $\delta$ ) увеличивается с ростом массового содержания взвеси и пространственной неоднородности концентрации дисперсной фазы, а также с уменьшением начального диаметра частиц. Указанное поведение зависимости  $\delta$  от параметров  $A, m_0$  и  $d_0$  означает, что  $\delta \sim A \Lambda^n$  ( $n = \text{const}$ ), где  $\Lambda$  — безразмерный параметр, характеризующий отношение расстояния между соседними «горбами» плотности взвеси ( $l$ ) к характерной длине зоны релаксации фаз ( $l_v$ ),

$$\Lambda = \frac{l}{l_v}, \quad l_v \simeq (a_{1,1})_0 \frac{\rho_2^0 d_0^2}{18(\mu_{1,1})_0(1 + m_0)}$$

В работе [7], посвященной численному ис-

следованию процесса ударного инициирования одномерных волн гетерогенной детонации в однородных газовзвесьях унитарного топлива, показано, что в пространстве параметров  $M_0, m_0, d_0$ , характеризующих детонируемую систему, существует поверхность  $M_0^* = M_0^*(m_0, d_0)$ , которая разделяет области гетерогенной детонации ( $M_0 \geq M_0^*$ ) и затухающего горения ( $M_0 < M_0^*$ ). При этом значения параметров  $M_0^*, m_0^*, d_0^*$ , принадлежащих границе двух областей, называются критическими.

В случае неоднородного распределения концентрации частиц в поперечном сечении канала также возможно существование этих двух характерных режимов гетерогенного горения. Ниже рассматривается влияние неоднородности распределения частиц в поперечном сечении канала на закономерности развития процесса ударного инициирования гетерогенной детонации ( $M_0 \geq M_0^*$ ).

В качестве примера на рис. 2,а представлены расчетные профили давления газа в процессе формирования волны гетерогенной детонации в слое неоднородной газовой смеси с линейным распределением концентрации частиц в поперечном сечении канала (8). Кривые ( $i = 1 \div 4$ ) соответствуют моментам времени  $t_i = 1,75(2i - 1)$  мс. Сплошными, штриховыми и пунктирными линиями показаны решения для сечений канала  $y = 0, Y/2$  и  $Y$  соответственно при  $M_0 = 9, d_0 = 30$  мкм; среднее по сечению  $x = \text{const}$  относительное массовое содержание частиц в смеси равно  $m = \langle m \rangle_Y = m_0 = 5; A = 1$ .

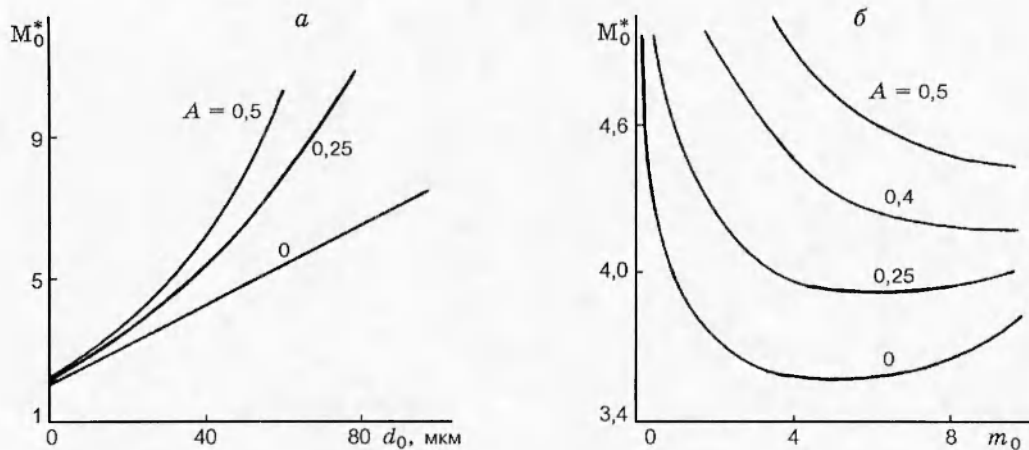


Рис. 3

Как видно из рис. 2,а, неоднородность пространственного распределения концентрации частиц в поперечном сечении канала приводит к развитию двумерного детонационного процесса в слое газозвеси. Свидетельством этого является наблюдаемое различие величин пиковых давлений за детонационной волной в газозвеси в разных поперечных сечениях канала ( $y = 0, Y/2, Y$ ).

Более заметное влияние поперечной неоднородности распределения концентрации частиц на развитие детонационного процесса прослеживается в случае ступенчатого изменения объемного содержания частиц в сечении канала (9), что показано на рис. 2,б. На нем все обозначения, моменты времени, параметры инициирующей ударной волны и смеси такие же, как на рис. 2,а, за исключением того, что здесь  $y_0 = Y/2$  и  $m = \langle m \rangle_Y = m_0 y_0 / Y$  ( $m_0 = 10$ ). Из рис. 2,б видно, что наибольшие давления за детонационной волной реализуются в нижней части облака частиц, у стенки ( $y = 0$ ). По мере увеличения координаты  $y \leq Y/2$  давление в смеси уменьшается. В области газа выше слоя частиц ( $Y/2 < y \leq Y$ ) давление за детонационной волной примерно такое же, как на верхней границе облака взвеси. Скорость распространения волны давления над слоем частиц больше скорости детонационной волны в нижней части облака взвеси. За передним фронтом волны детонации наблюдается пуг следующих друг за другом волн сжатия и разрежения. Они образуются в результате многократных отражений от стенок канала двумерных возмущений газа, развивающихся на левой и верх-

ней контактных границах облака частиц вследствие искривления поверхности ударной волны и расширения продуктов горения унитарного топлива в поперечном направлении. Аналогичный пульсационный характер изменения давления за плоской волной гетерогенной детонации в реагирующих газозвесях отмечен в работе [14].

#### ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ НА ДЕТОНАЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

Выше отмечалось, что в случае неоднородного пространственного распределения концентрации частиц в поперечном сечении канала появляется дополнительный параметр  $A$ , или  $y_0/Y = 1 - A$ , характеризующий зависимость  $\alpha_2 = \alpha_{2,0} f(x, y, A)$  от координаты  $y$ . Поэтому представляет интерес рассмотреть влияние этого параметра на детонационную способность слоя неоднородной газозвеси унитарного топлива при различных значениях исходного относительного массового содержания и начального диаметра частиц в смеси.

На рис. 3,а показаны зависимости критического (минимального) числа Маха инициирующей ударной волны от начального диаметра частиц унитарного топлива в слоях с фиксированным  $m_0 = 5$  в случае ступенчатого распределения концентрации дисперсной фазы ( $A = 1 - y_0/Y = 0; 0,25; 0,5$ ). Решение с  $A = 0$  соответствует однородному пространственному распределению концентрации взвеси при полном заполнении канала ( $y_0/Y = 1$ ) в сечении  $x = \text{const}$  и приведено для сравнения с

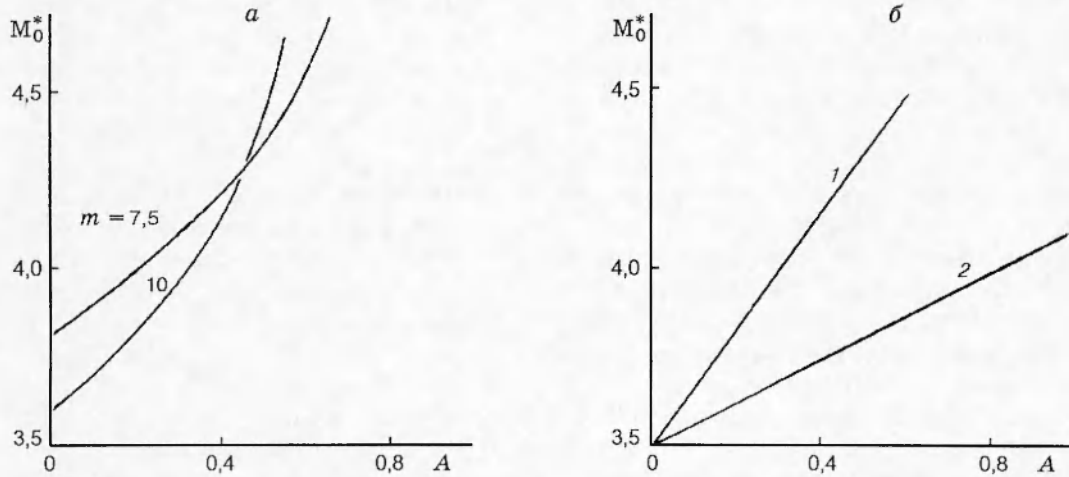


Рис. 4

решениями для случаев неполного заполнения канала двухфазной средой ( $y_0/Y < 1, A > 0$ ).

Из рис. 3,а следует, что для смесей с  $\alpha_{2,0} = \text{const}$  при уменьшении высоты слоя взвешенных частиц (или при увеличении параметра  $A$ ) критическое число Маха ударной волны возрастает и превышает предельное значение  $M_0^*$  для однородного слоя, заполняющего все сечение канала ( $A = 0$ ). Различие значений  $M_0^*$  для  $A > 0$  и  $A = 0$  возрастает с увеличением размера частиц. Указанное поведение решений можно объяснить тем, что в случае неполного заполнения сечения канала дисперсной смесью ( $A > 0$ ) инициирующая ударная волна и следующий за ней газовый поток огибают слой газовой взвеси и тем самым уменьшают передаваемую слою энергию по сравнению со случаем полного заполнения канала ( $A = 0$ ). Отмеченное обстоятельство выполняется несмотря на то, что в случае  $A > 0$  поверхность взаимодействия газового потока и газовой взвеси больше, чем в случае  $A = 0$ .

На рис. 3,б показаны зависимости критического числа Маха инициирующей ударной волны от относительного массового содержания частиц топлива в слоях газовой взвеси ( $d_0 = 30$  мкм) различной высоты, соответствующей значениям параметра  $A = 0; 0,25; 0,4; 0,5$ . Из рис. 3,б видно, что при  $A > 0,4$  ( $y_0/Y < 0,6$ ) с ростом величины  $m_0$  в интервале значений  $0 \div 10$  критическое число Маха инициирующей ударной волны монотонно уменьшается. При  $A < 0,4$  ( $y_0/Y > 0,6$ ) зависимости  $M_0^*(m_0)$  немонотонные с минимумами при  $m_0 \sim 5$ . Немонотонный характер поведения зависимости

$M_0^*(m_0)$  для случая одномерной плоской детонационной волны в газовой взвеси унитарного топлива ( $y_0/Y = 1$ ) ранее обсуждался в работе [6].

На рис. 4,а изображены зависимости  $M_0^*(m_0)$  от степени заполнения поперечного сечения канала ( $A = 1 - y_0/Y$ ) монодисперсной газовой взвесью унитарного топлива ( $d_0 = 30$  мкм) при  $m = \langle m \rangle_Y = m_0 y_0/Y = 7,5$  и 10. Из рис. 4,а видно, что детонационная способность смеси с фиксированными значениями концентрации и размера частиц дисперсной фазы уменьшается с ростом параметра  $A$  (или с убыванием высоты слоя).

Рис. 4,б иллюстрирует влияние закона пространственного распределения концентрации частиц в сечении канала  $x = \text{const}$  на детона-

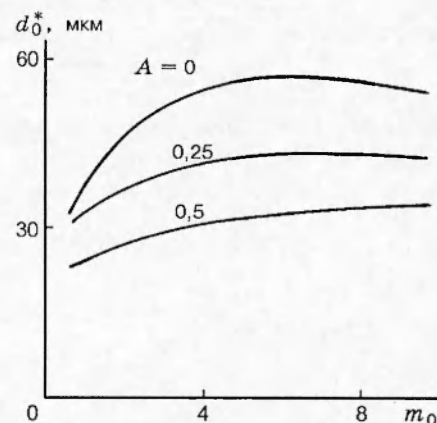


Рис. 5

национную способность слоя реагирующей газозвеси. Кривые 1 и 2 соответствуют ступенчатому (9) и линейному (8) законам изменения начальной концентрации частиц ( $d_0 = 30$  мкм) вдоль поперечной координаты  $y$ ;  $m = m_0 = 5$ . Как следует из рис. 4, б, при указанных одинаковых параметрах смеси детонационная способность слоев газозвеси возрастает с увеличением «живого» сечения двухфазного потока.

На рис. 5 изображены зависимости критического (максимального) диаметра частиц унитарного топлива от их относительного массового содержания в слое в случае ступенчатого распределения концентрации частиц (9) в поперечном сечении канала;  $M_0 = 5$ ;  $A = 0, 0,25$  и  $0,5$ . Из рис. 5 видно, что при фиксированной высоте слоя газозвеси величина критического (максимального) размера частиц увеличивается с ростом концентрации дисперсной фазы. При фиксированном относительном массовом содержании взвеси уменьшение высоты слоя дисперсной среды приводит к уменьшению критического (максимального) размера частиц.

Таким образом, на основе выполненного численного исследования показано, что неоднородность пространственного распределения концентрации частиц унитарного топлива снижает способность слоя к детонированию при ударном инициировании.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. Переход конвективного горения аэрозвесей унитарного топлива в детонацию // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 102–106.
2. Ждан С. А. Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 136–142.
3. Вайнштейн П. Б., Моргунов Ю. А., Нигматулин Р. И. Конвективное горение аэрозвеси унитарного топлива в ограниченной области // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 20–26.
4. Яненко Н. Н., Фомин В. М., Федоров А. В. и др. Структура ударных, детонационных волн и комбинированных разрывов в смесях газа и частиц // Механика реагирующих сред и ее приложения. Новосибирск: Наука, 1989. С. 133–143.
5. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Родионов С. П. Формирование волн гетерогенной детонации под действием взрыва // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 83–91.
6. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Родионов С. П. Детонационные волны в полидисперсных газозвесах // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 14–23.
7. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Численное исследование критических условий возникновения детонационного режима горения газозвеси унитарного топлива при ударном инициировании // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 110–112.
8. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
9. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газозвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 47–53.
10. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, 1981. Т. 16. С. 209–293.
11. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
12. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
13. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
14. Андреев М. А., Степанов А. М. Иницированная детонация в аэрозвеси металлических частиц // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 1. С. 103–113.

Поступила в редакцию 15/VII 1997 г.