

ДЕТОНАЦИЯ ВЗВЕСИ ЧАСТИЦ ГЕКСОГЕНА, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ КАНАЛ

С. А. Ждан, Е. С. Прохоров

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

По математической модели двухфазной двухскоростной среды численно исследована детонация в кольцевом слое взвеси летучих вторичных взрывчатых веществ, примыкающем к стенке цилиндрического канала. Обсуждаются динамика формирования и особенности структур двумерной зоны реакции детонационной волны в газозвеси частиц гексогена. Впервые в расчетах получен детонационный режим с вихревой структурой зоны реакции. Определены геометрические пределы детонации в канале.

Теоретический анализ одномерных стационарных и нестационарных детонационных волн (ДВ) в газозвесах унитарного топлива [1–5] показал, что структура волны качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга. Динамика двумерной ДВ, распространяющейся во взвеси частиц гексогена в воздухе, рассмотрена в [6], а детонация свободного цилиндрического заряда взвеси частиц унитарного топлива в вакууме с безударной структурой зоны реакции исследована в [7]. Задача ударного инициирования детонации в прямоугольном канале, полностью или частично заполненном газозвесью частиц унитарного топлива, численно решена в [8].

В данной работе исследуются структуры двумерной зоны реакции самоподдерживающейся гетерогенной ДВ, распространяющейся по кольцевому слою взвеси частиц гексогена в цилиндрическом канале.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть в цилиндрическом канале радиусом r_c взвешены с однородной объемной концентрацией α_{20} частицы ВВ диаметром d_0 и с истинной плотностью ρ_2^0 . Причем в левой половине канала ($x < 0$) взвесь занимает канал полностью, а в правой половине ($x > 0$) — только цилиндрический слой толщиной $\Delta r = r_c - r_0$, где r_0 — радиус внутренней полости, свободной от частиц. В газозвеси по каналу распространяется слева направо стационарная ДВ, передний фронт которой в момент времени $t = 0$ достигает координаты $x = 0$, а плоскость Чепмена — Жуге находится в точке $x = -l_{CJ}$. Требуется определить динамику детонационного процесса при $t > 0$ в зависимости от значений радиусов

канала r_c , внутренней полости r_0 , начальных плотностей фаз ρ_{10}, ρ_{20} и диаметра частиц d_0 .

Рассмотрим двумерное нестационарное движение монодисперсных частиц летучего вторичного ВВ (гексоген, тэн, октоген и т. д.) в газовой фазе при горении частиц. Сделаем следующие допущения:

1) газификация частиц летучих ВВ начинается при нагреве их до температуры испарения T_s ;

2) скорость горения частиц лимитируется скоростью их вынужденной газификации;

3) продукты реакции — совершенный газ, частицы несжимаемые и сферические.

Начальные параметры газа — давление p_0 , температура T_0 и плотность ρ_{10} .

Уравнения механики двухфазной реагирующей среды [3] для двумерного нестационарного детонационного процесса в осесимметричной постановке имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_{i,t} + (\rho_i u_i)_x + r^{-1}(\rho_i v_i r)_r &= (-1)^{i+1} j, \\ n_t + (n u_2)_x + r^{-1}(n v_2 r)_r &= 0, \\ (\rho_i u_i)_t + (\rho_i u_i^2)_x + r^{-1}(\rho_i u_i v_i r)_r + \alpha_i p_x &= \\ &= (-1)^i (f_x - j u_2), \\ (\rho_i v_i)_t + (\rho_i u_i v_i)_x + r^{-1}(\rho_i v_i^2 r)_r + \alpha_i p_r &= \\ &= (-1)^i (f_r - j v_2), \\ (\rho_i H_i)_t + [\rho_i u_i (H_i + p/\rho_i^0)]_x + \\ &+ r^{-1}[\rho_i v_i r (H_i + p/\rho_i^0)]_r = \\ &= (-1)^i (q + f_x u_2 + f_r v_2 - j H_2), \\ H_i &= e_i + \frac{u_i^2 + v_i^2}{2}, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Интенсивности силового ($\mathbf{f}$), теплового (q) и массового (j) взаимодействий между фазами имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= n\pi d^2 \rho_1^0 C_D(\text{Re}, M_{12}) |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2| (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)/8, \\ q &= n\pi d \lambda_1 \text{Nu} (T_{1f} - T_2), \\ j &= n\pi d \lambda_1 \text{Nu} \cdot \ln[1 + c_1(T_1 - T_s)/l_2]/c_1, \\ \text{Nu} &= 2 + 0,459 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{0,55}, \\ \text{Re} &= \rho_1^0 d |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2| / \mu_1, \quad \text{Pr} = \mu_1 c_1 / \lambda_1. \end{aligned}$$

Здесь α_i — объемная концентрация частиц; ρ_i, ρ_i^0 — средняя и истинная плотности; u_i, v_i — компоненты вектора скорости $\mathbf{u}_i$; e_i, T_i, c_i — внутренняя энергия, температура и удельная теплоемкость i -й фазы ($i = 1, 2$); p — давление газа; n — число частиц в единице объема; $T_{1f} = T_1 + \text{Pr}^{1/3} (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)^2 / 2c_1$ — температура торможения газового потока [9]; по допущению 1 $j = 0$ при $T_2 < T_s$ и $q = 0$ при $T_2 \geq T_s$; d — диаметр частиц; l_2 — скрытая теплота испарения; μ_1, λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа, которые зависят от температуры по степенному закону: $\mu_1 = \mu_{10}(T_1/300)^{0,7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10}(T_1/300)^{0,7}$; $C_D(\text{Re}, M_{12})$ — коэффициент сопротивления сферических частиц, определяемый по данным [10], является функцией числа Рейнольдса и числа Маха относительного потока $M_{12} = |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2|/a$, где $a = (\gamma p / \rho_1)^{0,5}$ — скорость звука.

Дополним систему (1) уравнениями состояния фаз

$$\begin{aligned} p &= \rho_1^0 \tilde{R} T_1, & e_1 &= (c_1 - \tilde{R}) T_1, \\ \rho_e^0 &= \text{const}, & e_2 &= c_2 T_2 + q_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\tilde{R}$ — газовая постоянная; q_0 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы ВВ. Система уравнений (1), (2) замкнута.

НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

В качестве начальных данных в области $(-l_{\text{CJ}} \leq x \leq 0)$ зададим одномерное решение в зоне реакции идеальной детонации Чепмена — Жуге, распространяющейся по газовозвеси со скоростью [11]

$$\begin{aligned} D_{\text{CJ}} &= 0,5 \sqrt{\gamma_{20}} \times \\ &\times \left(1 + \sqrt{1 + 4Y_{10}Y_{20}^{-1}(a_{10}/D_{\text{CJ}}^0)^2} \right) D_{\text{CJ}}^0, \end{aligned}$$

где $Y_{10} = \rho_{10}/(\rho_{10} + \rho_{20})$ — исходная массовая концентрация газовой фазы в смеси; $Y_{20} = 1 - Y_{10}$; a_{10} — скорость звука в исходном газе;

$D_{\text{CJ}}^0 = \{2(\gamma^2 - 1)(q_0 + c_2 T_0)\}^{0,5}$ — скорость идеальной детонации в вакуум-взвеси; $\gamma = c_1/(c_1 - \tilde{R})$ — показатель адиабаты.

При $x > 0$ начальные данные имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \rho_{10}, \quad p = p_0, \quad T_1 = T_0, \\ u_1 &= v_1 = 0 \quad (0 < r < r_c), \\ \rho_2 &= \rho_{20}, \quad T_2 = T_0, \quad u_2 = v_2 = 0 \quad (r > r_0). \end{aligned} \quad (3)$$

В области решения ставились следующие граничные условия: на нижней (ось симметрии $r = 0$), левой ($x = -l_{\text{CJ}}$) и верхней ($r = r_c$) границах — условие непротекания газа ($u_{1n} = 0$); на правой подвижной границе (переднем ударном фронте) — соотношения на сильном разрыве [12]

$$\begin{aligned} [\rho_1] D_n - [\rho_1 u_{1n}] &= 0, \\ [\rho_1 u_{1n}] D_n - [p + \rho_1 u_{1n}^2] &= 0, \\ [\rho_1 H_1] D_n - [\rho_1 (H_1 + p/\rho_1) u_{1n}] &= 0, \quad [\mathbf{u}_{1t}] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $u_{1n} = (\mathbf{u}_1, \mathbf{n})$ — нормальная компонента, а $\mathbf{u}_{1t} = \mathbf{u}_1 - u_{1n} \mathbf{n}$ — касательная компонента вектора скорости по отношению к границе, D_n — скорость движения фронта волны в направлении нормали $\mathbf{n}$. Условие на левой границе означает мгновенное перекрытие канала заслонкой в момент времени $t = 0$ с целью отсечь поршневое воздействие продуктов детонации за плоскостью Чепмена — Жуге ($x = -l_{\text{CJ}}$).

При заданных термодинамических свойствах фаз решение уравнений (1), (2) с начальными и граничными условиями (3), (4) зависит от следующих определяющих параметров: трех масштабных факторов (радиус канала r_c , радиус внутренней полости r_0 , диаметр частиц d_0) и двух начальных средних плотностей фаз ($\rho_{i0} = \alpha_{i0} \rho_i^0$, $i = 1$ или 2).

Введем безразмерные функции

$$R_i = \frac{\rho_i}{\rho_{20}}, \quad U_i = \frac{u_i}{\sqrt{q_0}}, \quad V_i = \frac{v_i}{\sqrt{q_0}}, \quad E_i = \frac{e_i}{q_0},$$

$$\Theta_i = \frac{T_i}{T_s}, \quad C_i = \frac{c_i T_s}{q_0} \quad (i = 1, 2),$$

$$P = \frac{p}{\rho_{20} q_0}, \quad J = \frac{j x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_0}}, \quad F_x = \frac{f_x x_0}{\rho_{20} q_0},$$

$$F_r = \frac{f_r x_0}{\rho_{20} q_0}, \quad Q = \frac{q x_0}{\rho_{20} q_0^{3/2}}, \quad N = \frac{n}{n_0}$$

и координаты

$$\tau = \frac{t \sqrt{q_0}}{x_0}, \quad \xi = \frac{x}{x_0}, \quad \eta = \frac{r}{x_0},$$

где x_0 — характерный размер задачи, выбор которого определен ниже.

Для разреженных газовзвесей (именно их будем исследовать в дальнейшем) число определяющих параметров в задаче (1)–(4) уменьшается до четырех. Действительно, при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но конечной массовой (ρ_{20}) концентрации частиц, выбирая аналогично [7] характерный размер задачи (1)–(4) в виде $x_0 = d_0^2 \rho_2^0 \sqrt{q_0} / 18 \mu_{10}$, можно показать, что ее безразмерное решение с точностью до членов $O(\alpha_{20})$ зависит только от четырех безразмерных комбинаций:

$$K = \frac{\rho_{20} d_0 \sqrt{q_0}}{18 \mu_{10}}, \quad Y_{10} = \frac{\rho_{10}}{\rho_{10} + \rho_{20}}, \quad (5)$$

$$\eta_c = \frac{r_c}{x_0}, \quad \bar{L} = \frac{\Delta r}{r_c},$$

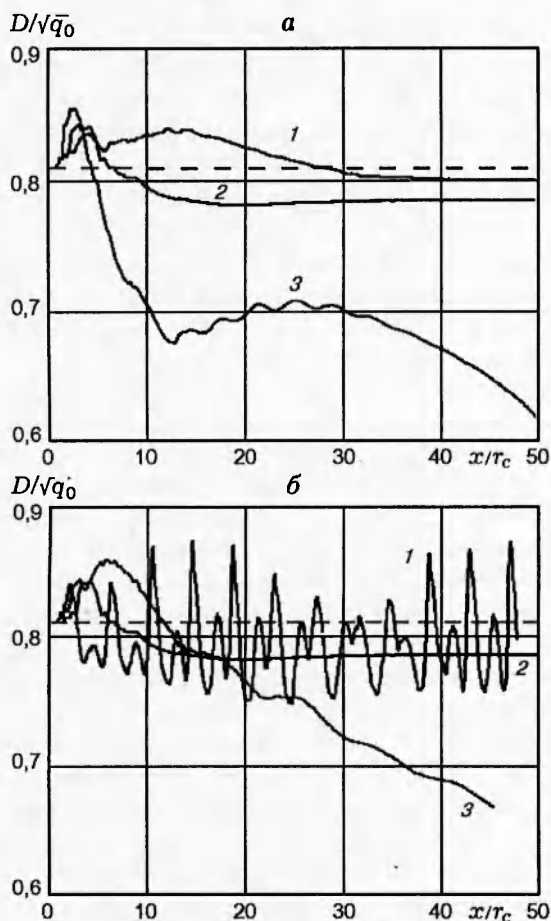


Рис. 1. Зависимость скорости фронта волны D у стенки канала от пройденного расстояния x :

а — $\eta_c = 0,02$, L : 1 — $3/4$, 2 — $1/2$, 3 — $1/4$; б — $L = 1/2$, η_c : 1 — $0,04$, 2 — $0,02$, 3 — $0,01$

Таблица 1

η_c	D_{st}/D_{CJ} при L			
	1	$3/4$	$1/2$	$1/4$
0,01	1	×	×	×
0,02	1	0,988	0,968	×
0,04	1	0,995*	0,973*	0,85*

Примечание. * — режимы детонации типа II, × — «срыв» детонации.

где L — относительная толщина слоя взвеси частиц ВВ в канале. При $L = 1$ получаем одномерную задачу о структуре зоны реакции идеальной детонации Чепмена — Жуке в газовзвеси, а при $L = 0$ — одномерную задачу о затухании плоской ударной волны, решение которых зависит только от параметров K и Y_{10} . Заметим, что при $Y_{10} \rightarrow 0$ осуществляется предельный переход к вакуум-взвесям.

Задача (1)–(4) решалась численно. Скорость и газодинамическую структуру самоподдерживающейся неидеальной ДВ в канале, частично заполненном взвесью частиц ВВ, будем искать методом установления. Для интегрирования системы уравнений, описывающих течение газа, применялась схема второго порядка аппроксимации Годунова — Колгана в подвижных сетках [12, 13] с выделением переднего ударного фронта. Уравнения, описывающие движение частиц ВВ, решались методом крупных частиц [14]. Точность решения дифференциальных уравнений (1) контролировалась по дисбалансу в интегральных законах сохранения массы и энергии, который во всех расчетах не превышал 1 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование выполнено на примере частиц летучего вторичного ВВ — гексогена с термодинамическими параметрами фаз [15–17]: $\rho_2^0 = 1820$ кг/м³, $T_0 = 300$ К, $c_2 = 1600$ Дж/(кг·К), $T_s = 613$ К, $l_2 = 0,49$ МДж/кг, $q_0 = 4,4$ МДж/кг, $c_1 = 1800$ Дж/(кг·К), $\mu_{10} = 1,6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{10} = 4,5 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К), $\gamma = 1,25$, $D_{CJ}^0 = 2340$ м/с. В расчетах задачи (1)–(4) при фиксированном значении $K = 316$ варьировались безразмерные определяющие параметры Y_{10} , η_c и L .

Сначала, при фиксированном значении $Y_{10} = 1/2$, рассмотрим влияние радиуса канала η_c и толщины слоя двухфазной среды L на ди-

намику детонационного процесса. Зависимости скорости фронта волны D у стенки ($\eta = \eta_c$) от расстояния x приведены на рис. 1. На начальной стадии (пока звуковые возмущения от границы двухфазной среды не достигли стенки канала) скорость фронта постоянна и равна скорости D_{CJ} в газозвеси. При $Y_{10} = 1/2$ для частиц гексогена $D_{CJ} = 1730$ м/с (штриховая линия на рис. 1). Видно, что нестационарная ДВ на протяжении нескольких радиусов канала распространяется в пересжатом режиме, пока ее скорость не становится меньше D_{CJ} . Дальнейшее поведение скорости фронта волны зависит от параметров η_c и L . При некоторых значениях η_c и L неидеальная ДВ на расстоянии, равном 20–40 радиусам канала, выходит на самоподдерживающийся детонационный режим, скорость которого либо постоянна ($D_{st} = D(\eta_c, L) < D_{CJ}$, кривые 1, 2 на рис. 1, а), либо периодически пульсирует (кривая 1 на рис. 1, б). Расчеты показали, что существуют геометрические пределы детонации, т. е. такие значения толщины слоя L^* и радиуса канала η_c^* , что при $L < L^*$ или $\eta_c < \eta_c^*$ происходят «срыв» и затухание неидеальной ДВ (кривые 3).

Итак, в цилиндрическом канале, частично заполненном взвесью частиц гексогена, при указанных значениях определяющих параметров наблюдаются два типа самоподдерживающихся детонационных режимов: I — с устойчивой структурой волны; II — с неустойчивой (пульсирующей) структурой. Расчетные скорости детонации D_{st}/D_{CJ} для ряда значений η_c и L приведены в табл. 1. При $Y_{10} = 1/2$ скорость ДВ в канале независимо от типа структуры волны меньше скорости D_{CJ} , причем она убывает с уменьшением толщины слоя частиц ВВ.

Проведем анализ структуры двумерной зоны реакции ДВ для режимов типа I. На рис. 2 представлены изобары (верхняя половина рисунка) и векторное поле скоростей газовой фазы (в системе координат фронта волны) в зоне реакции ДВ ($\eta_c = 0,02$, $L = 1/2$), распространяющейся с постоянной скоростью $D_{st}/D_{CJ} = 0,968$. Штрих-пунктирной кривой изображена звуковая линия (изолиния чисел Маха $M = 1$), разделяющая дозвуковую и сверхзвуковую области решения. Видно, что картина газодинамического течения в цилиндрическом канале существенно двумерная. Ударный фронт, проходящий по двухфазной

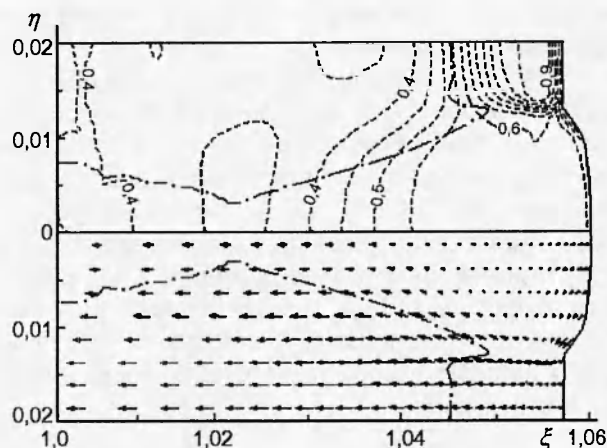


Рис. 2. Распределение давления и поле скоростей в зоне реакции ДВ с устойчивой проточной структурой

среде, прямой на протяжении $1/3$ радиуса канала, затем выгибается в направлении движения волны. При сгорании частиц ВВ в зоне реакции газозвеси повышается давление (максимум давления $P_{\max} = 0,95$ достигается у стенки канала на расстоянии $\approx 0,1r_c$ от фронта) и происходит разлет газообразных продуктов из зоны горения в боковом направлении к оси канала. У стенки канала прямая звуковая линия перпендикулярна к натекающему газовому потоку и располагается на расстоянии $\approx 0,6r_c$ от ударного фронта. Из расчетов следует, что небольшая доля частиц гексогена ($\sim 6\%$) догорает в сверхзвуковой зоне. При $\eta < 0,013$ звуковая линия удаляется от переднего фронта и выходит на ось канала только на расстоянии $\approx 30r_c$. Отметим, что на расстоянии $\approx 2,5r_c$ от ударного фронта в точке локального сближения звуковой линии с осью симметрии число Маха газового потока на оси равно 0,985. Поле скоростей газовой фазы показывает, что распространяющаяся стационарно в канале неидеальная гетерогенная ДВ типа I является канальной волной с классической «проточной» структурой. То есть газ, втекающий через ударный фронт в приосевую область канала с дозвуковой скоростью, сжимается продуктами горения частиц ВВ, ускоряется и вытекает со сверхзвуковой скоростью через центральную область. Как будет показано ниже, проток газовой фазы через приосевую область канала происходит не всегда.

Проведем анализ двумерной структуры ДВ типа II. Динамика скорости у стенки ка-

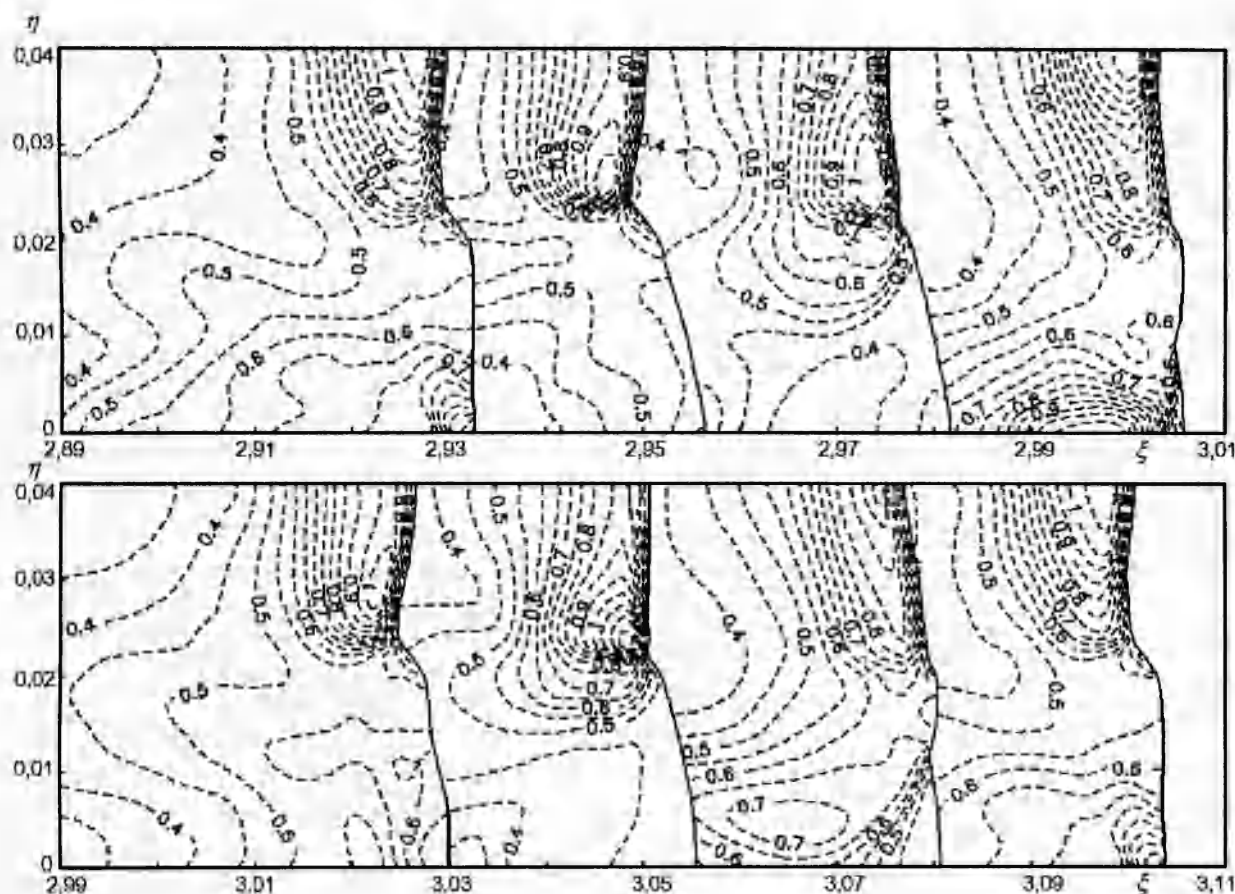


Рис. 3. Эволюция изобар в зоне реакции пульсирующей ДВ через $1/7$ периода

нала для пульсирующей ДВ с параметрами $\eta_c = 0,04$, $L = 1/2$ изображена на рис. 1,б (кривая 1). Продольные пульсации скорости переднего фронта волны с периодом $\approx 4,3r_c$ связаны с поперечными пульсациями давления в канале. Это следует из анализа эволюции распределения давления в зоне реакции ДВ через $1/7$ периода (рис. 3). Видно, что поперечные пульсации газодинамических параметров обусловлены не только отражением волн сжатия от оси и стенок канала, но и от границы двухфазной среды. При наложении этих двух колебательных процессов возникают биения амплитуды пульсаций скорости фронта, причем на оси канала они существенно больше, чем на стенке.

Рассмотрим влияние начальной массовой концентрации газовой фазы Y_{10} на динамику детонационного процесса при фиксированных значениях $\eta_c = 0,02$ и $L = 1/2$. Зависимости скорости фронта волны на оси канала ($\eta = 0$) от пройденного расстояния для ряда значений

Y_{10} приведены на рис. 4. Для сравнения штриховыми линиями показаны скорости идеальной детонации. С уменьшением начального давления газа (уменьшение Y_{10}) скорость нестационарной ДВ в канале на ранней стадии растет быстрее, дольше держатся ее повышенные значения, позже происходит выход скорости на стационарное значение D_{st} . Расчетные скорости идеальной (D_{CJ}) и неидеальной (D_{st}) детонации, а также расстояния выхода на стационарный режим x_{st} в зависимости от начальной массовой концентрации газовой фазы приведены в табл. 2. Интересно отметить, что при $Y_{10} \leq 1/3$ гетерогенная ДВ в цилиндрическом канале может распространяться в недосжатом режиме. С увеличением радиуса канала η_c скорость недосжатой детонации возрастает. Так, при $\eta_c = 0,04$ и $Y_{10} = 1/4$ ее стационарное значение D_{st} превышает D_{CJ} на 23 %.

На рис. 5,а представлены изобары и векторное поле скоростей газовой фазы в зоне ре-

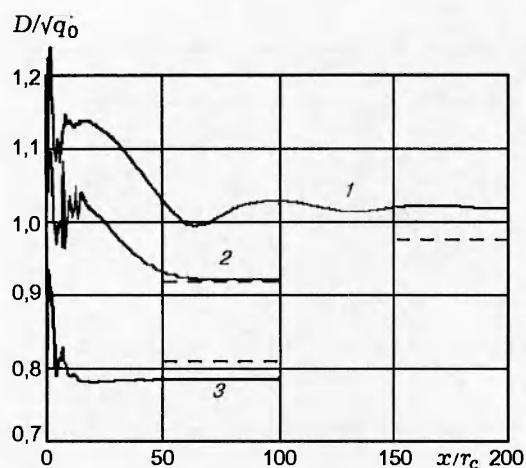


Рис. 4. Зависимость скорости фронта волны на оси канала от пройденного расстояния для ряда значений Y_{10} :

1 — $1/4$, 2 — $1/3$, 3 — $1/2$

акции стационарной ДВ при $Y_{10} = 1/3$ (обозначения те же, что и на рис. 2). Ударный фронт сильно искривлен и растянут ($\approx 0,7r_c$) в направлении распространения детонации. В центральной области канала сформировалась стационарная дозвуковая зона (звуковая линия замкнута и выходит на ударный фронт) с продольным размером $\approx 2,6r_c$. В дозвуковой зоне наблюдаются один максимум давления в двухфазной среде и два максимума давления в газе на оси канала. Вид поля скоростей газовой фазы позволяет утверждать, что в структуре

волны формируется стационарный вихрь продуктов сгорания частиц гексогена. Причем газ, втекающий через ударный фронт в центральную область канала, вынужден обтекать газовый вихрь, удаляясь от оси симметрии в пристеночную область.

Аналогичная стационарная вихревая структура зоны реакции наблюдается при $Y_{10} = 1/4$ (рис. 5, б). Детонационные режимы с вихревой структурой волны будем называть режимами типа III. Соответствующие значения длин дозвуковой зоны (l_z) и вихря (l_w) на оси канала, а также вертикальной координаты центра вихря (r_w) приведены в табл. 2. Величины l_z и l_w растут с уменьшением начальной массовой концентрации газа, а r_w практически не меняется и составляет примерно половину радиуса канала.

Итак, при численном моделировании движения неидельной гетерогенной детонации в цилиндрическом канале, частично заполненном взвесью частиц ВВ, впервые показано, что в определенном диапазоне определяющих параметров ($Y_{10} \leq 1/3$) в канале формируется самоподдерживающаяся стационарная ДВ с вихревой структурой. Вихрь газообразных горячих продуктов, обтекая поступающие в зону частицы ВВ, обеспечивает их прогрев и зажигание. То есть с уменьшением начального давления газа p_0 (уменьшение Y_{10}) происходит переход от ударно-волнового к конвективному механизму зажигания частиц ВВ, который реализуется в виде вихря горячих продуктов в структуре зоны реакции ДВ.

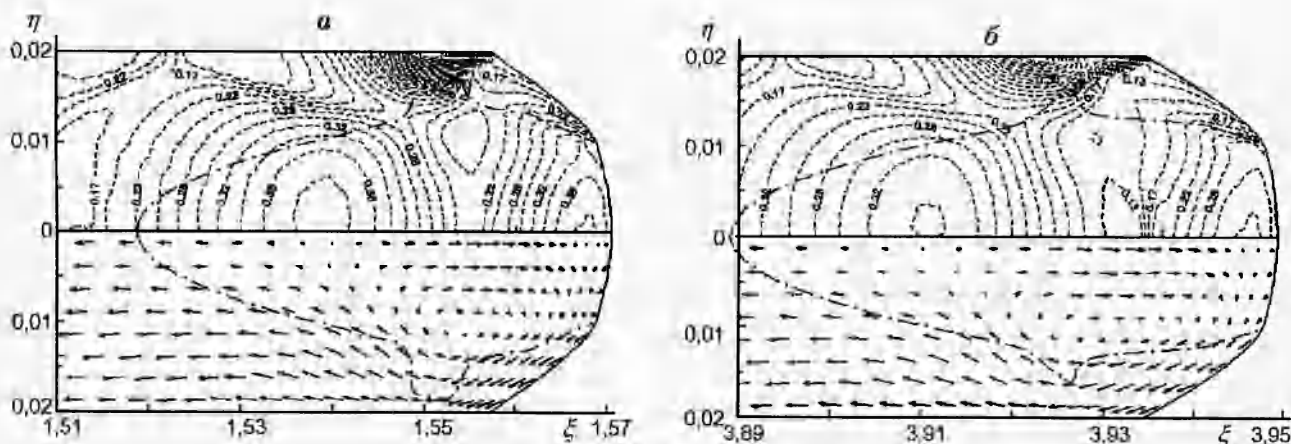


Рис. 5. Распределение давления и поле скоростей в зоне реакции ДВ с устойчивой вихревой структурой:

а — $Y_{10} = 1/3$; б — $Y_{10} = 1/4$

Таблица 2

Y_{10}	D_{CJ} , м/с	D_{st}/D_{CJ}	x_{st}/r_c	l_z/r_c	l_w/r_c	r_w/r_c
1/2	1730	0,968	50	—	—	—
1/3	1962	1,003	70	2,6	1,56	0,53
1/4	2085	1,045	160	3,05	1,78	0,53

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

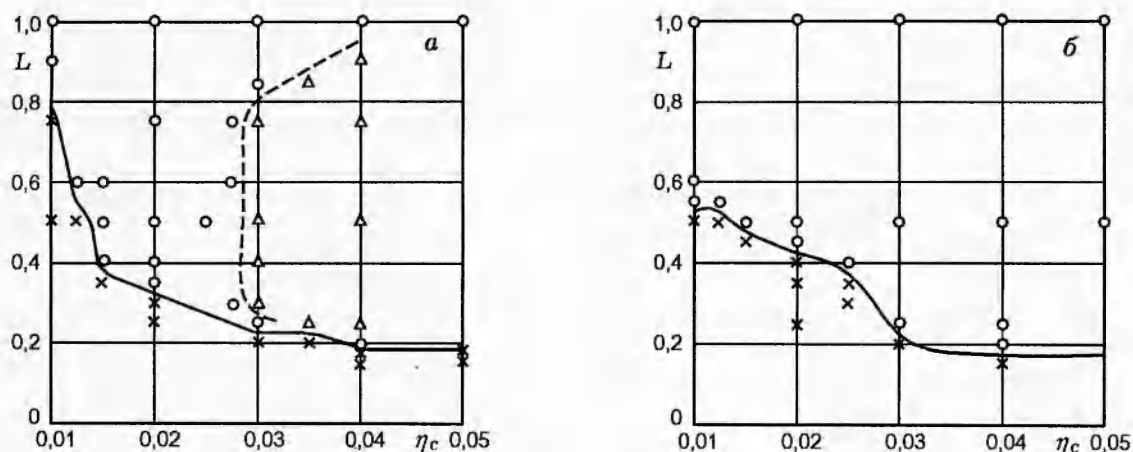
Частичное заполнение канала (кольцевого слоя) взвесью частиц вторичных ВВ можно трактовать как двуслойную систему с реагирующим слоем газовой взвеси (с относительной толщиной L) и инертным цилиндрическим газовым слоем (с относительным радиусом $1-L$). С уменьшением L при фиксированном значении радиуса канала η_c наступает момент, когда толщина двухфазного реагирующего слоя оказывается недостаточной для распространения самоподдерживающейся детонации (см. рис. 1). В связи с этим представляет интерес определение зависимости критической толщины реагирующего слоя L^* от η_c .

Результаты расчетов в плоскости параметров (η_c, L) приведены на рис. 6. Область самоподдерживающихся детонационных режимов расположена выше сплошной линии $L^*(\eta_c)$. Для расчетов при $Y_{10} = 1/2$ (см. рис. 6,а) эта область разделена штриховой линией на две подобласти: слева — устойчивые режимы; справа — неустойчивые (пульсирующие) детонационные режимы. При уменьшении начальной массовой концентрации газовой фазы в два

раза ($Y_{10} = 1/4$) область существования детонационных режимов немного сужается (см. рис. 6,б).

Для распространения ДВ в двуслойной системе толщина двухфазного реагирующего слоя должна быть не меньше $1/5$ радиуса канала, причем с его уменьшением критическая толщина L^* монотонно растет. На рис. 6,а, когда значение η_c соизмеримо с длиной зоны реакции одномерной волны Чепмена — Жуге ($l_{CJ} = 0,014$), на кривой $L^*(\eta_c)$ наблюдается ярко выраженный излом. Известно [11], что критическая толщина реагирующего слоя, вообще говоря, связана с длиной зоны реакции ДВ. Сопоставление расчетных значений $\Delta r_* = L^*\eta_c$ с l_{CJ} позволяет утверждать, что для цилиндрических каналов радиусом $0,01 \leq \eta_c \leq 0,05$ критическая толщина двухфазного слоя меньше l_{CJ} и находится в диапазоне $0,4l_{CJ} < \Delta r_* < 0,7l_{CJ}$.

Интенсивности межфазного теплообмена и трения пропорциональны межфазной поверхности. Легко показать, что отношение площадей поверхности частиц (S_p) к поверхности стенки канала (S_c) равно $S_p/S_c = 3\eta_c L(2-L)K$. Для исследованного диапазона определяющих

Рис. 6. Зависимость $L^*(\eta_c)$ при $Y_{10} = 1/2$ (а) и $Y_{10} = 1/4$ (б):

○ — устойчивые, △ — неустойчивые детонационные режимы; × — «срыв» детонации

Таблица 3

d_0 , мкм	ρ_{20} , кг/м ³	$\Delta r_*(1/2)$, мм	$\Delta r_*(1/4)$, мм
3,16	13,7	0,43	0,55
10	4,33	4,3	5,5
31,6	1,37	43	55

параметров $S_p/S_c > 7$, поэтому интенсивности взаимодействия газа со стенками канала по крайней мере на порядок меньше интенсивностей взаимодействия газа с частицами гексогена.

Критерии подобия (5) задачи о детонации двуслойной системы с реагирующим кольцевым слоем газовзвеси позволяют на основании одного варианта расчетов при заданных параметрах K , Y_{10} , η_c получать спектр размерных значений критической толщины двухфазного реагирующего слоя в зависимости от диаметра частиц d_0 . Например, для частиц гексогена при $K = 316$, $\eta_c = 0,02$ значения $\Delta r_*(Y_{10})$ приведены в табл. 3. Аналогичным образом по данным рис. 6 находятся размерные значения Δr_* при других значениях радиуса цилиндрического канала η_c .

ВЫВОДЫ

В результате численного исследования детонации в кольцевом слое взвеси частиц ВВ, примыкающем к стенке цилиндрического канала:

- получены три типа структур двумерной зоны реакции детонационной волны в газовзвеси частиц гексогена: устойчивая «проточная», неустойчивая (пульсирующая), устойчивая вихревая;
- показано, что с уменьшением начального давления газовой фазы происходит переход от ударно-волнового к конвективному механизму зажигания частиц ВВ, который реализуется в виде вихря горячих продуктов в структуре зоны реакции ДВ;
- в пространстве параметров «толщина реагирующего слоя газовзвеси — радиус канала» определены геометрические пределы детонации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01682а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. В., Ахатов И. Ш. Структура стационарных детонационных волн в смесях газа с частицами унитарного топлива // Химическая физика процессов горения и взрыва. Черноголовка, 1980. С. 96–99.
2. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газовзвеси унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 47–53.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
4. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Структура волны гетерогенной детонации в газовзвеси. Новосибирск, 1986. (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 36–86).
5. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Исследование адиабат гетерогенной двухфазной детонации // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 115–121.
6. Eidelman Sh., Yang X. Detonation wave propagation in combustible mixtures with variable particle density distributions // Dynamic Aspects of Explosion Phenomena. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 154) / A. L. Kuhl et al. (Eds). 1993. P. 228–251.
7. Ждан С. А., Прохоров Е. С. Детонация свободного заряда взвеси частиц унитарного топлива в вакууме // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 86–94.
8. Кутушев А. Г., Родионов С. П. Плоские детонационные волны в газовзвеси унитарного топлива с продольным и поперечным пространственно-неоднородным распределением концентрации частиц // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 103–110.
9. Sichel M., David T. S. Transfer behind detonations in $H_2 - O_2$ mixtures // AIAA Journal. 1966. V. 4. P. 1089–1090.
10. Henderson C. B. Drag coefficient of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA Journal. 1976. V. 14. P. 707–708.
11. Митрофанов В. В. Детонационные волны в гетерогенных средах: Учебное пособие. Новосибирск: НГУ, 1988.
12. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. М.: Наука, 1976.
13. Колган В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учен. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3, № 6. С. 68–77.
14. Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С. Численное моделирование распространения ударных волн по неоднородной пылегазовой смеси // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290, № 4. С. 816–819.

15. **Андреев К. К.** Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
16. **Беляев А. Ф.** Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
17. **Sichel M., Baek S. M., Kauffman C. W., et. al.** The shock wave ignition of dusts // AIAA Journal. 1985. V. 23. P. 1375–1380.

Поступила в редакцию 8/X 1998 г.
