

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ВАКУУМ-ВЗВЕСИ ЧАСТИЦ ГЕКСОГЕНА

С. А. Ждан, Е. С. Прохоров

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

Численно исследован процесс инициирования детонации в вакуум-взвеси летучих вторичных взрывчатых веществ. Математическая модель двухфазной двухскоростной среды учитывает неравномерное распределение температуры внутри частиц при обтекании их потоком газа. Обсуждается динамика формирования зоны реакции нестационарной детонационной волны с безударной структурой в вакуум-взвеси частиц гексогена. Определены критические размеры области инициирования и значение энергии, обеспечивающие возбуждение плоской, цилиндрической и сферической детонации, в зависимости от начальной массовой концентрации и диаметра частиц.

Теоретический анализ стационарных и нестационарных детонационных волн (ДВ) в газ-взвесах унитарного топлива, проведенный в работах [1–7], показал, что структура волны качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга. Возможность реализации в вакуум-взвесах унитарного топлива безударной структуры ДВ и динамика ее формирования исследованы в [8, 9].

В данной работе рассмотрено обобщение математической модели инициирования детонации вакуум-взвесей [9], основанное на решении уравнений движения взвеси частиц взрывчатого вещества (ВВ) совместно с уравнением теплопроводности. Численно решена задача об инициировании конечным объемом горячего газа плоской, цилиндрической и сферической детонации частиц гексогена в вакууме.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим одномерное нестационарное движение монодисперсных частиц летучего вторичного ВВ (гексоген, тэн, октоген и т. д.) при истечении газообразных продуктов из инициирующего объема в вакуум-взвесь. Оценим степень неравномерности прогрева частиц, обтекаемых высокоскоростным ($u_1 \approx 1$ км/с) и высокотемпературным ($T_1 \approx 10^3$ К) потоком газа. Интенсивность притока тепла $\dot{q} = \lambda_1 \text{Nu}(T_1 - T_{2,\sigma})/d_p$ к единице поверхности частицы диаметром d_p достигает $\sim 10^6 \div 10^7$ Вт/м². Здесь λ — коэффициент теплопроводности; Nu — критерий Нуссельта; $T_{2,\sigma}$ — температура поверхности частицы; индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам. Так как при прогреве частиц вторичных ВВ диаметром

$d_p > 10$ мкм критерий Био ($\text{Bi} = \lambda_1 \text{Nu}/2\lambda_2$) больше единицы, внутри частиц должна наблюдаться [10] значительная неравномерность в распределении температуры $T_2(x, t, r)$ по радиусу r ($0 < r < r_p = d_p/2$). Поэтому средняя температура частицы в точке x в момент времени t

$$\bar{T}_2(x, t) = 3r_p^{-3} \int_0^{r_p} T_2(x, t, r)r^2 dr$$

может быть существенно меньше ее значения на поверхности $T_{2,\sigma} = T_2(x, t, r_p)$. Учет неравномерного прогрева частиц при моделировании инициирования детонационных волн во взвесах частиц приводит к необходимости определения в каждый момент времени поля температур $T_2(x, t, r)$ из решения задачи [10, 11] о распространении тепла внутрь частиц под действием сильного теплоподвода к их поверхности.

Предположения математической модели:

1) распределение температуры в частицах ВВ определяется из решения уравнения теплопроводности при внешнем теплоподводе [11];

2) газификация частиц летучих ВВ начинается, когда на поверхности достигается температура испарения T_s [12];

3) скорость выгорания частиц лимитируется скоростью их вынужденной газификации;

4) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемые и сферические;

5) в исходном состоянии частицы ВВ взвешены в вакууме, т. е. начальное давление p_0 и начальная плотность газовой фазы ρ_{i0}^0 равны нулю.

Уравнения двухфазной реагирующей среды [3] имеют вид

$$\begin{aligned}(\rho_1 + \rho_2)_t + x^{-\nu}[(\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2)x^\nu]_x &= 0, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0, \\(\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2)_t + x^{-\nu}[(\rho_1 u_1^2 + \rho_2 u_2^2)x^\nu]_x + p_x &= 0, \\(\rho_1 H_1 + \rho_2 H_2)_t + x^{-\nu}[\rho_1 u_1 \left(H_1 + \frac{p}{\rho_1^0}\right)x^\nu + & \\+ \rho_2 u_2 \left(H_2 + \frac{p}{\rho_2^0}\right)x^\nu]_x &= 0, \\ \rho_{2,t} + x^{-\nu}(\rho_2 u_2 x^\nu)_x &= -j, \quad n_t + x^{-\nu}(n u_2 x^\nu)_x = 0, \\ \rho_2(u_{2,t} + u_2 u_{2,x}) + \alpha_2 p_x &= f;\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}T_{2,t} + u_2 T_{2,x} &= \alpha_2 r^{-2}(r^2 T_{2,r})_r, \\ 0 < r < r_2(x, t).\end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ρ_i , ρ_i^0 , α_i , u_i , e_i ($i = 1, 2$) — средняя и истинная плотности, объемная концентрация, скорость и удельная внутренняя энергия i -й фазы; $H_i = e_i + u_i^2/2$; p — давление газа; n — число частиц в единице объема; $T_2(x, t, r)$ — температура частиц ВВ; $\alpha_2 = \lambda_2/\rho_2^0 c_2$ — коэффициент температуропроводности частиц; j , f — интенсивности массового и силового взаимодействий между фазами; $\nu = 0, 1$ и 2 соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрии.

Дополним систему (1), (2) уравнениями состояния фаз

$$\begin{aligned}p &= \rho_1^0 \bar{R} T_1, \quad e_1 = (c_1 - \bar{R}) T_1, \\ \rho_2^0 &= \text{const}, \quad e_2 = c_2 \bar{T}_2 + q_0, \\ \bar{T}_2(x, t) &= 3r_2^{-3} \int_0^{r_2} T_2(x, t, r) r^2 dr,\end{aligned} \quad (3)$$

где \bar{R} — газовая постоянная; c_1 , T_1 — удельная теплоемкость и температура газа; c_2 , \bar{T}_2 , r_2 — удельная теплоемкость, средняя температура и текущий радиус частиц; q_0 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы ВВ.

Прогрев частиц ВВ переменным тепловым потоком $\dot{q}(t)$ до момента времени, соответствующего $T_{2,\sigma} = T_s$, описывается уравнением теплопроводности (2) с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned}T_2(x, 0, r) &= T_{20}; \quad T_{2,r} = 0 \quad \text{при } r = 0, \\ \lambda_2 T_{2,r} &= \lambda_1 \text{Nu}(T_1 - T_{2,\sigma})/d_p \quad \text{при } r = r_p.\end{aligned} \quad (4)$$

Предварительный анализ задачи инициирования детонации показал, что в момент времени $t = t_*$ ($T_{2,\sigma}(t_*) = T_s$) градиент температуры $T_{2,r}$ у поверхности частиц превышает

критический [11], т. е. для взвесей летучих вторичных ВВ при $T_{2,\sigma} \geq T_s$ реализуется режим вынужденной газификации, удовлетворяющий уравнению (2) с условиями

$$\begin{aligned}T_{2,\sigma} &= T_s \quad \text{при } r = r_2(x, t), \\ \lambda_2 T_{2,r} &= \lambda_1 \text{Nu}(T_1 - T_s)/2r_2 + \rho_2^0(H + l_2)\dot{r}_2.\end{aligned} \quad (5)$$

Здесь l_2 — скрытая теплота испарения. $H = c_2(T_s - T_{20})$ — величина, учитывающая экранную эффект притока тепла от газовой фазы к частице при ее газификации. Соотношение (5) получается из баланса тепла на термически разлагающейся поверхности [11] и позволяет определять скорость изменения радиуса частиц ВВ $\dot{r}_2 = r_{2,t} + u_2 r_{2,x}$.

Выражения для интенсивностей массового, силового и теплового взаимодействий между фазами имеют вид

$$\begin{aligned}j &= \begin{cases} 0, & \text{если } T_{2,\sigma} < T_s, \\ -3\rho_2 r_2^{-1} \dot{r}_2, & \text{если } T_{2,\sigma} \geq T_s, \end{cases} \\ f &= 0,5\pi r_2^2 n \rho_1^0 C_D(\text{Re}, M) |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), \\ q &= 4\pi r_2^2 n \dot{q}, \quad \dot{q} = \lambda_1 \text{Nu}(T_1 - T_{2,\sigma})/2r_2, \\ \text{Nu} &= 2 + 0,459 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{0,55},\end{aligned} \quad (6)$$

где $C_D(\text{Re}, M)$ — коэффициент сопротивления сферических частиц, определяемый по данным [13], — является функцией числа Рейнольдса частицы ($\text{Re} = 2r_2 \rho_1^0 |u_1 - u_2|/\mu_1$) и числа Маха относительного потока ($M = |u_1 - u_2|/c$). Коэффициенты вязкости и теплопроводности газа μ_1 и λ_1 зависят от температуры по степенному закону: $\mu_1 = \mu_{10}(T_1/300)^{0,7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10}(T_1/300)^{0,7}$. Система уравнений (1)–(6) замкнута.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ

Пусть вакуумированное пространство равномерно заполнено монодисперсными (диаметром d_p) частицами вторичного ВВ с начальной массовой концентрацией ρ_{20} . В момент времени $t = 0$ в части пространства ($0 < x \leq x_*$, где x_* — размер области инициирования) мгновенно сгорают частицы ВВ и образуется объем газообразных продуктов с высокими давлением и температурой.

Начальные и граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned}t = 0: \quad \rho_{10} &= \rho_{20}, \quad p_0 = (\gamma - 1)\rho_{20}(q_0 + c_2 T_0), \\ u_{10} &= 0 \quad (0 < x \leq x_*), \quad \rho_1 = 0, \\ p &= 0, \quad \rho_2 = \rho_{20}, \quad u_1 = u_2 = 0,\end{aligned} \quad (7)$$

$$T_2 = T_0 \quad (x > x_*);$$

$$t > 0, x = 0: \quad u_1 = 0.$$

При $t > 0$ в газообразные продукты распространяется волна разрежения, а в вакуумированное пространство ($x > x_*$) начинается сверхзвуковое истечение газа с переменной скоростью фронта \mathcal{D} . Отметим, что в плоском случае ($\nu = 0$) истечение газа в вакуум (без частиц) описывается автомодельным решением [14]. Задача состоит в определении критических условий инициирования плоской, цилиндрической и сферической детонационных волн в вакуум-взвеси частиц вторичного ВВ.

Возбуждение детонационной волны (ДВ) или ее срыв и затухание зависят от интенсивности и длительности инициирующего импульса. В данной постановке интенсивность импульса пропорциональна выделившейся в единице объема энергии $\rho_{20}(q_0 + c_2 T_0)$, а длительность — размеру области инициирования x_* . Если заданы термодинамические свойства фаз и симметрия задачи, то решение уравнений (1)–(6) с условиями (7) зависит от трех определяющих параметров: x_* , $\rho_{20} = \alpha_{20} \rho_2^0$ и d_p .

Введем безразмерные функции

$$R_i = \frac{\rho_i}{\rho_{20}}, \quad U_i = \frac{u_i}{\sqrt{q_0}}, \quad E_i = \frac{e_i}{q_0}, \quad \Theta_i = \frac{T_i}{T_s}$$

$$C_i = \frac{c_i T_s}{q_0} \quad (i = 1, 2), \quad P = \frac{p}{\rho_{20} q_0}$$

$$N = \frac{n}{n_0}, \quad J = \frac{j x_d}{\rho_{20} \sqrt{q_0}}, \quad F = \frac{f x_d}{\rho_{20} q_0}$$

$$Q = \frac{q x_d}{\rho_{20} q_0^{3/2}}, \quad D = \frac{\mathcal{D}}{\sqrt{q_0}}$$

и координаты

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

где x_d — характерный размер задачи. Выбирая аналогично [9] в качестве характерного линейного размера величину $x_d = d_p^2 \rho_2^0 \sqrt{q_0} / 18 \mu_{10}$, можно показать, что для разреженных вакуум-взвесей при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но конечной массовой (ρ_{20}) концентрации частиц безразмерное решение задачи инициирования детонации в постановке (1)–(7) зависит только от двух безразмерных параметров: размера инициирующего объема $\xi_* = x_* / x_d$ и $K = \rho_{20} d_p \sqrt{q_0} / 18 \mu_{10}$.

Задача (1)–(7) решалась численно методом конечных разностей. Для интегрирования

уравнений, описывающих течение газовой фазы, применялась схема второго порядка Годунова — Колгана [15, 16] в подвижных сетках с выделением переднего фронта инициирующей волны и границы двухфазной среды. В области двухфазной среды траектории узлов разностной сетки совпадали с траекториями частиц ВВ, что позволяло аккуратно решать уравнение теплопроводности (2) по неявной схеме Кранка — Николсона [17] с начальными и граничными условиями (4), (5). Точность решения уравнений (1), (2) контролировалась по величине дисбаланса в интегральных законах сохранения массы и энергии, который не превышал 1%.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Численное исследование выполнено на примере частиц летучего вторичного ВВ — гексогена — со следующими параметрами фаз [10, 12]: $\rho_2^0 = 1820$ кг/м³, $T_0 = 300$ К, $c_2 = 1600$ Дж/(кг · К), $\lambda_2 = 0,247$ Вт/(м · 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), показатель адиабаты $\gamma = 1,25$. Исходная температура газообразных продуктов в области инициирования равна $T_{10} = 3390$ К ($\Theta_{10} = 5,528$).

В расчетах варьировались: геометрия задачи (ν), размер инициирующего объема (ξ_*) и в широких пределах безразмерный параметр $K \in (10 \div 10^3)$ (в частности, при $\rho_{20} = 1,37$ кг/м³ это соответствует диапазону диаметров частиц гексогена $d_p = 1 \div 10^2$ мкм).

Известно [9], что существует критический размер области инициирования $\xi_{cr,\nu} = \xi_{cr,\nu}(K)$ такой, что при $\xi_* > \xi_{cr,\nu}$ осуществляется инициирование детонации в вакуум-взвеси, а при $\xi_* < \xi_{cr,\nu}$ — нет. Для расчета $\xi_{cr,\nu}$ желательно иметь априорную оценку этой величины, что значительно уменьшает объем вычислений. В плоском случае такую оценку можно получить аналитически, а затем использовать ее в качестве первого приближения в расчетах инициирования детонации.

Действительно, необходимым условием возбуждения волны при разлете газа из секции инициирования является нагрев поверхности частиц до температуры испарения. При обтекании частиц ВВ газовым потоком продуктов быстрее нагреваются частицы на границе двухфазной среды (граничные частицы). Оценим время их прогрева τ_0 при достаточно больших значениях ξ_* . На начальной ста-

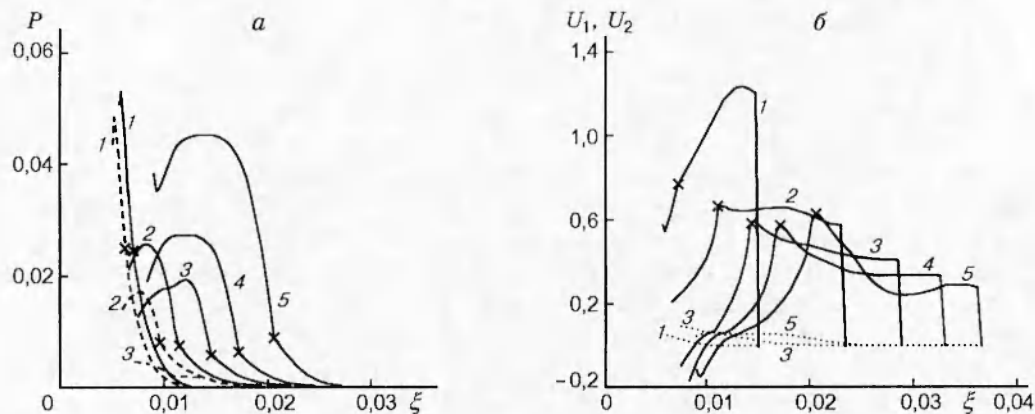


Рис. 1. Профили давления (а), скоростей газа и частиц ВВ (б) в двухфазной среде в различные моменты времени τ для сверхкритического режима:

$\tau \cdot 10^3 = 5$ (1); 15 (2); 25 (3); 35 (4); 45 (5); \times — начало газификации частиц; а: штриховые линии — давление для докритического режима, б: сплошные линии — скорость газа, пунктирные — частиц ВВ

дии процесса граничные частицы обтекаются газовым потоком с параметрами, соответствующими критическому режиму истечения газа в вакуум [14]:

$$R_1 = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{2/\gamma-1}, \quad P = P_0 R_1^\gamma, \quad U_1 = \sqrt{\frac{\gamma P}{R_1}}.$$

За время прогрева граничные частицы ВВ не успевают набрать скорость ($U_2 \ll U_1$), поэтому, во-первых, они располагаются в окрестности сечения $\xi = \xi_*$. а во-вторых, в граничном условии (4) число Нуссельта, а следовательно, и число Био зависят только от параметра K . Эти условия соответствуют задаче прогрева поверхности сферической частицы постоянным потоком газовой фазы, которая имеет аналитическое решение [18]:

$$\theta_s = \frac{T_1 - T_s}{T_1 - T_0} = \sum_{n=1}^{\infty} A(\mu_n) \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (8)$$

где μ_n — корни характеристического уравнения $\text{tg}(\mu) = -\mu/(\text{Bi} - 1)$; A — некоторая функция μ_n ; $Fo = \alpha_2 t / r_p^2$ — число Фурье. Поскольку для частиц гексогена $\theta_s = 0,8684$ и $Fo < 0,01$, для получения удовлетворительной (не хуже 1%) точности расчетов времени прогрева τ_0 необходимо использовать не менее 20 членов ряда (8). Числа Био и время прогрева приведены в табл. 1 для ряда значений параметра K . С ростом K , что соответствует увеличению интенсивности теплового потока в частицы, значение τ_0 монотонно уменьшается.

Параметры газового потока в сечении $\xi = \xi_*$ неизменны вплоть до момента прихода отра-

женной от плоскости симметрии ($\xi = 0$) волны разрежения, который определяется в явном виде [14] из соотношения

$$\tau_* = \frac{\xi_*}{a_{10}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)},$$

где $a_{10} = \sqrt{\gamma P_0 / R_{10}}$ — начальная скорость звука в инициирующем объеме. При $\gamma = 1,25$ имеем $a_{10} = 0,589$ и $\tau_* \approx 2,89 \xi_*$. Если $\tau_* \geq \tau_0$, то волна разрежения не влияет на нагрев поверхности граничных частиц до температуры испарения. Поэтому в качестве априорной оценки критического размера области инициирования в случае плоской симметрии полагаем значение $\xi_0 = \tau_0 / 2,89$. Аналогичным образом можно получать априорные оценки для вакуум-взвесей других летучих вторичных ВВ (тэн, октоген и т. д.).

Расчеты инициирования детонации частиц гексогена ($\nu = 0$), проведенные при $\xi_* = \xi_0$ и $\xi_* = 2,5 \xi_0$, показали, что критический размер находится в диапазоне $\xi_0(K) < \xi_{cr,0}(K) < 2,5 \xi_0(K)$. Тем самым величина $\xi_0(K)$, определяемая из аналитического решения [18], дает хорошую априорную оценку критического раз-

Таблица 1

K	Bi	$\tau_0 \cdot 10^3$	K	Bi	$\tau_0 \cdot 10^4$
10	1,26	4,26	200	3,39	6,56
50	1,98	1,83	500	5,11	2,88
100	2,55	1,13	1000	7,12	1,33

мера области инициирования плоской ДВ. Для расчета цилиндрической детонации за начальное приближение брали $\xi_* = \xi_{cr,0}(K)$, а для расчета сферической — $\xi_* = \xi_{cr,1}(K)$.

Рассмотрим динамику ранней стадии процесса инициирования сферической детонации ($\nu = 2$, $K = 100$). На рис. 1 представлены профили давления, скоростей газа и частиц ВВ в двухфазной среде в различные моменты времени τ для сверхкритического ($\xi_* = 1,05 \xi_{cr,2}$) режима и давления — для докритического ($\xi_* = 0,95 \xi_{cr,2}$) режима. Здесь $\xi_{cr,2}(100) = 5,3 \cdot 10^{-3}$. Для обоих вариантов поверхность граничных частиц ВВ прогревается до температуры испарения, начинается вынужденная газификация и сгорание образующихся паров гексогена. Из рис. 1 видно, что для сверхкритического режима максимумы давления и скорости газа в зоне горения при $\tau > 0,025$ начинают расти, а для докритического режима, несмотря на начавшееся энерговыделение в газовой фазе, давление монотонно уменьшается со временем. Анализ численного решения показал, что из-за расширения газа интенсивность внешнего теплоподвода к частицам \dot{q} уменьшается со временем и в докритическом режиме становится меньше интенсивности теплоотвода $\lambda_2 T_{2,\tau}$ внутрь частиц. В результате газификация, а следовательно, и энерговыделение к моменту $\tau = 0,023$ прекращаются во всей области двухфазного течения. Из рис. 1,б следует, что на ранней стадии процесса инициирования детонации существенна скоростная неравновесность фаз, причем частицы гексогена очень медленно вовлекаются в движение.

Пространственно-временная диаграмма процесса приведена на рис. 2. Видно, что после истечения времени прогрева граничных частиц $\tau_g = 1,5 \cdot 10^{-3}$ траектория начала вынужденной газификации (воспламенения) частиц гексогена (кривая 2) отходит от левой границы двухфазной среды (кривая 1), т. е. начинает расти зона горения, а скорость движения переднего фронта волны монотонно убывает со временем (кривая 3). Из ξ, τ -диаграммы следует, что при заданном значении ξ_* режим инициирования однозначно определяется поведением фазовой траектории воспламенения частиц ВВ (кривая 2). В докритическом режиме инициирования ($\xi_* < \xi_{cr,2}$) скорость границы газификации частиц уменьшается со временем и при $\tau \sim 0,02$ становится равной нулю, а затем принимает отрицательные значения. Последнее означает прекращение (срыв) вынужден-

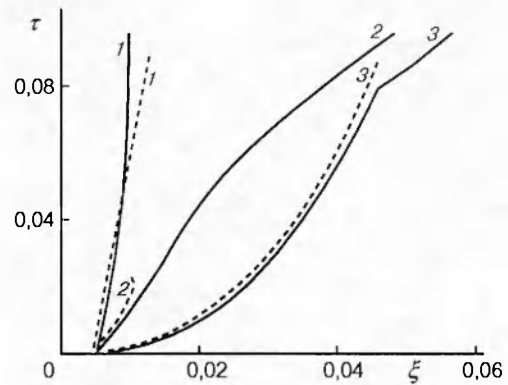


Рис. 2. Пространственно-временная диаграмма процесса инициирования сферической детонации для докритического (штриховые линии) и сверхкритического (сплошные) режимов

ной газификации [11] с поверхности ранее загоревшихся частиц. При $\xi_* > \xi_{cr,2}$ интенсивность энерговыделения в зоне горения превышает энергопотери из-за разлета газа в вакуум. Поэтому при $\tau > 0,025$ наблюдается (см. рис. 1) повышение давления и температуры в газовой фазе, фазовая скорость границы газификации частиц при $\tau \sim 0,04$ проходит через минимум, а затем начинает монотонно расти. В результате увеличивается область горения частиц, повышается интенсивность энерговыделения и усиливается волна сжатия, которая при $\tau \approx 0,08$ выходит на передний фронт (перегиб кривой 3), т. е. скорость фронта волны проходит через минимум и затем начинает медленно расти, приближаясь к скорости стационарной детонации Чепмена — Жуге $D_{CJ} = 2,3$ км/с.

Представляет интерес степень неоднородности температуры внутри частиц ВВ. На рис. 3 приведена динамика профилей температуры для граничных частиц при сверхкритическом режиме инициирования (значения ν , K , ξ_* как для рис. 1). Видно, что к моменту времени $\tau = 1,5 \cdot 10^{-3}$ (кривая 6) температура поверхности достигает температуры испарения, при этом ядро частиц гексогена остается холодным. Для сравнения приведен профиль температуры внутри граничных частиц (штриховая линия) в момент начала газификации при инициировании плоской ДВ ($\nu = 0$, $K = 100$). Заметим, что привлечение уравнения теплопроводности (2) для расчета распределения температуры внутри частиц приводит к сокращению времени начала их испарения в

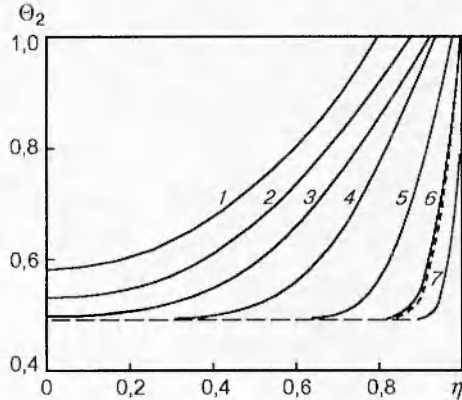


Рис. 3. Динамика профилей температуры $\Theta_2(\eta, \tau)$ внутри граничных частиц гексогена в различные моменты времени:

$\tau \cdot 10^3 = 45$ (1); 35 (2); 25 (3); 15 (4); 5 (5); 1,5 (6); 0,5 (7); штриховая линия — момент начала газификации

4 ÷ 6 раз по сравнению со случаем равномерного прогрева частиц [9]. После начала газификации радиус частиц уменьшается с переменной скоростью, а температурная неоднородность в частицах сохраняется довольно продолжительное время (кривые 1–5).

Наличие больших градиентов температуры в частицах ВВ как на начальной стадии их прогрева, так и в процессе вынужденной газификации с поверхности подтверждает необходимость учета температурной неоднородности частиц при формулировке математической модели и решении задачи инициирования детонации вакуум-взвесей.

Рассмотрим критическую энергию инициирования. Полная энергия в инициирующем объеме определяется по формуле

$$w_\nu = \sigma_\nu / (\nu + 1) x_*^{\nu+1} \rho_{20} (q_0 + c_2 T_0),$$

где $\sigma_\nu = 2\nu\pi + (\nu - 1)(\nu - 2)$. Тогда безразмерная энергия $W_\nu = (\nu + 1)w / \sigma_\nu x_d^{\nu+1} \rho_{20} q_0$ представима в виде

$$W_\nu = (1 + C_2 \Theta_0) V_*, \quad (9)$$

где $V_* = \xi_*^{\nu+1}(K)$. Из (9) следует, что безразмерная плотность энергии $1 + C_2 \Theta_0$ постоянна. Итак, для заданной геометрии задачи достаточно определить критический размер инициирующего объема $\xi_* = \xi_{cr, \nu}(K)$, начиная с которого в вакуум-взвеси частиц гексогена возбуждается самоподдерживающаяся детонационная волна. Результаты расчетов $\xi_{cr, \nu}(K)$ в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях симметрии в зависимости от параметра

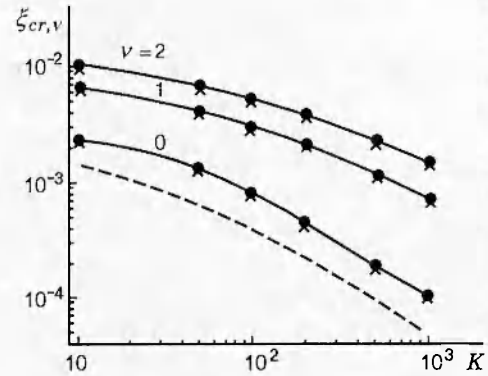


Рис. 4. Зависимости критической длины секции инициирования $\xi_{cr, \nu}$ от параметра K :

● — выход на детонационный режим, × — отказ; штриховая кривая — априорная оценка: $\xi_{cr, 0} = \tau_0 / 2,89$

Таблица 2

d_p , мкм	w_0 , Дж/м ²	w_1 , Дж/м	w_2 , Дж
1	$4,04 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$7,36 \cdot 10^{-5}$
10	$1,44 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^2$	9,45
100	$1,75 \cdot 10^5$	$1,88 \cdot 10^5$	$1,94 \cdot 10^5$

$K \in (10 \div 10^3)$ представлены на рис. 4. Эти данные позволяют определять критическую энергию инициирования w_ν в широком диапазоне начальных массовых концентраций ρ_{20} и диаметров частиц d_p . В частности, при $\rho_{20} = 1,37$ кг/м³ значения w_ν в зависимости от начального диаметра частиц гексогена представлены в табл. 2.

Таким образом, по модели двухфазной, двухскоростной и двухтемпературной среды, учитывающей неоднородное распределение температуры в частицах ВВ, численно решена задача об инициировании детонации в вакуум-взвеси частиц гексогена. Получена априорная оценка критического размера области инициирования в плоском случае симметрии. В широком диапазоне параметра K (диаметров частиц и массовых концентраций) определены критические размеры области инициирования, обеспечивающие возбуждение плоской, цилиндрической и сферической детонации в вакуум-взвеси частиц гексогена, а также энергия инициирования.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш.** Структура стационарных детонационных волн в смесях газа с частицами унитарного топлива // Химическая физика процессов горения и взрыва. Черногловка, 1980. С. 96–99.
2. **Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И.** Структура детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 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 газовзвесах. 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. **Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В.** Переход конвективного горения взвешенной унитарного топлива в детонацию // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 102–106.
7. **Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Родионов С. П.** Формирование волн гетерогенной детонации в газовзвесах унитарного топлива под действием взрыва // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 3. С. 83–91.
8. **Ждан С. А.** Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 109–115.
9. **Ждан С. А.** Иницирование расходящейся детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 5. С. 66–71.
10. **Sichel M., Baek S. W., Kauffman C. W., et al.** The shock wave ignition of dusts // AIAA J. 1985. V. 23. P. 1375–1380.
11. **Гостинцев Ю. А.** О воспламенении, нестационарном горении и срыве пламени с частицы унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 337–344.
12. **Беляев А. Ф.** Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
13. **Henderson C. B.** Drag coefficient of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J. 1976. V. 14. P. 707–708.
14. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
15. **Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов, А. В. Забродин и др.** М.: Наука, 1976.
16. **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.
17. **Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р.** Вычислительная гидромеханика и теплообмен. М.: Мир, 1990. Т. 1.
18. **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высш. шк., 1967.

Поступила в редакцию 18/VI 1997 г.