

**ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛН ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ
В ГАЗОВЗВЕСЯХ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЗРЫВА***А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев, С. П. Родионов**Институт механики многофазных систем СО РАН,
625000 Тюмень*

Приведены результаты математического моделирования процесса взрывного инициирования сферических волн гетерогенной детонации в монодисперсных однородных газовзвесах унитарного топлива. Показано, что в зависимости от начального массового содержания и исходного размера частиц в смеси возможны режимы затухающего и детонационного горения реагирующих дисперсных смесей. Установлено существенное влияние законов массообмена горящих частиц на закономерности взрывного инициирования и распространения детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива. Установлены зависимости критического (максимального) начального размера частиц унитарного топлива от их относительного массового содержания в смеси, при котором возможно ударное инициирование гетерогенной детонации.

Теоретический анализ процесса безударного инициирования и эволюции плоских волн гетерогенной детонации в газовзвесах унитарного (содержащего окислитель) топлива приводится в [1–3]. В настоящей работе численно исследован процесс взрывного инициирования и последующего формирования сферических и цилиндрических детонационных волн (ДВ) в газовзвесах унитарного топлива.

Основные уравнения. Пусть имеется смесь инертного газа и взвешенных в ней твердых частиц унитарного топлива, при горении которых образуются газообразные продукты химической реакции. Для описания движения такой смеси принимаются обычные для механики многофазных дисперсных сплошных сред допущения [3]: расстояния, на которых параметры движения изменяются существенно, много больше характерных размеров частиц, а также расстояний между ними; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах взаимодействия несущей и дисперсной фаз; частицы унитарного топлива несжимаемы, монодисперсны и имеют сферическую форму; объемное содержание частиц дисперсной фазы в смеси весьма мало; столкновения между частицами и их слипание друг с другом отсутствуют; вклад нестационарных сил Бассэ, Архимеда и присоединенных масс в общую силу межфазного взаимодействия пренебрежимо мал.

Дополнительно, в соответствии с [1, 2], используются следующие предположения относительно механизма воспламенения и горения отдельной частицы унитарного топлива: частица воспламеняется при ее разогреве до температуры воспламенения, при этом распределение температуры внутри частицы однородно (при горении частицы протекает простейшая химическая реакция типа $C \rightarrow G$, где C и G — химические символы конденсированного унитарного топлива и газообразных продуктов его сгорания); температура горящей частицы не изменяется, т. е. все тепло, поступающее к ее поверхности, идет на газификацию топлива.

В рамках принятых допущений система дифференциальных уравнений одномерного нестационарного движения газа и частиц унитарного

топлива может быть записана в следующем дивергентном виде [3]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho_{1k}}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial \rho_{1k} v_1 x^\nu}{\partial x} &= (k-1)J, \quad \bar{\rho}_i = \sum_{k=1}^2 \rho_{1k}, \\
 \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial \rho_2 v_2 x^\nu}{\partial x} &= -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial n v_2 x^\nu}{\partial x} = 0, \\
 \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial \rho_i v_i^2 x^\nu}{\partial x} + (2-i) \frac{\partial p}{\partial x} &= (-1)^i (F_{12} - J v_2), \\
 \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial \rho_2 e_2 v_2 x^\nu}{\partial x} &= Q_{12} \eta (-J) - J e_2, \\
 \frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^2 \rho_i E_i + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{i=1}^2 (\rho_i E_i v_i + p \alpha_i v_i) x^\nu &= 0, \\
 \rho_{1k} &= \rho_{1k}^0 \alpha_1, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \bar{v}_i = e_i + 0,5 v_i^2, \quad (i, k = 1, 2), \\
 \alpha_2 &= \frac{1}{0} \pi d^3 n, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь записаны уравнения: сохранения масс инертного газа ($k = 1$), газообразных продуктов химической реакции ($k = 2$) и частиц унитарного топлива, сохранения числа частиц унитарного топлива, притока тепла к частицам топлива и сохранения полной энергии всей смеси, а также законы сохранения импульсов несущей фазы (смеси инертного газа и продуктов химической реакции). Индексы 1 и 2 внизу относятся к параметрам газовой и дисперсной фаз; ρ_{1k}, ρ_{1k}^0 — средние и истинные плотности газовых компонентов, $\rho_i, \rho_i^0, v_i, \alpha_i, e_i$ и E_i — соответственно средняя и истинная плотности, массовая скорость, объемное содержание, удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы ($i = 1; 2$); n — число частиц в единице объема смеси; d — диаметр частиц; p — давление несущей газовой фазы; F_{12} — интенсивность силового взаимодействия между несущей фазой и дисперсными частицами; Q_{12} — интенсивность притока тепла к частицам унитарного топлива; J — интенсивность массообмена между несущей и дисперсной фазами в единице объема смеси; ν — параметр симметрии, принимающий значения 0, 1, 2 соответственно для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии; η — функция Хевисайда.

Для замыкания системы дифференциальных уравнений (1) в качестве уравнений состояния инертного газа и продуктов горения частиц унитарного топлива принимаются уравнения состояния идеального калорически-совершенного газа [4]

$$\begin{aligned}
 p_{1k} &= \rho_{1k}^0 R_{1k} T_1, \quad e_{1k} = c_{v1k} (T_1 - T_0) + e_{1k}^0 \\
 (R_{1k}, c_{v1k}, e_{1k}^0, T_0 &= \text{const}, k = 1, 2),
 \end{aligned} \tag{2}$$

где R_{1k}, c_{v1k} и p_{1k} — газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном объеме и парциальное давление k -й составляющей газовой смеси; T_1 — температура газовой фазы; e_{1k}^0 — удельная внутренняя энергия k -й составляющей газовой смеси при некоторой фиксированной температуре T_0 .

Уравнения состояния несущей фазы в целом определяются в соответствии с законом Дальтона и условием аддитивности внутренней энергии

несущей фазы по массам составляющих ее газовых компонентов [5]

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

$$e_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} e_{1k} = c_{v1}(T_1 - T_0) + e_1^0, \quad c_{v1} = \sum_{k=1}^2 c_{v1k} x_{1k}, \quad (3)$$

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

Для несжимаемых частиц дисперсной фазы принимаются следующие уравнения состояния [4]:

$$\rho_2^0 = \text{const}, \quad e_2 = c_2(T_2 - T_0) + e_2^0 \quad (c_2, e_2^0 = \text{const}), \quad (4)$$

где c_2 и T_2 — удельная теплоемкость и температура частиц унитарного топлива. Для констант e_{12}^0 и e_2^0 , входящих в уравнения состояния (2) и (3), справедливо условие нормировки [4]

$$e_2^0 - e_{12}^0 = Q^0 - \left(\frac{r_{10}^0}{r_{10}^0} - \frac{r_{120}^0}{r_{120}^0} \right). \quad (5)$$

Здесь и далее индексом 0 внизу отмечены начальные (невозмущенные) значения параметров фаз; Q^0 — теплотворная способность унитарного топлива. Следует отметить, что постоянная e_{11}^0 может быть выбрана произвольно и, в частности, $e_{11}^0 = c_{v11} T_0$.

Выражения для интенсивностей силового и теплового взаимодействия фаз задаются в виде [4, 5]

$$F_{12} = \frac{1}{2} C_d \rho_1^0 |v_1 - v_2| (v_1 - v_2) \frac{\pi d^2}{4} n, \quad (6)$$

$$Q_{12} = \pi d \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2) n, \quad \lambda_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \lambda_{1k};$$

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} + 0,4, \quad \text{Re} = \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_2| d}{\mu_1}, \quad (7)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Pr} = \frac{c_{p1} \mu_1}{\lambda_1}, \quad c_{p1} = \sum_{k=1}^2 x_{1k} c_{p1k}, \quad \mu_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \mu_{1k},$$

C_d — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной и сферической частиц; Nu — число Нуссельта; Re и Pr — числа Рейнольдса и Прандтля; c_{p1} , μ_1 и λ_1 — удельная теплоемкость при постоянном давлении, динамическая вязкость и теплопроводность газовой фазы.

Интенсивность межфазного массообмена определяется с использованием модели горения частиц по механизму их испарения [6]

$$J = \pi n d \frac{\lambda_1}{c_{p1}} \text{Nu} \ln \left[1 + \frac{c_{p1}(T_1 - T_s)}{l_s} \right] \quad (T_s, l_s \equiv \text{const}) \quad (8)$$

и модели послынного (нормального) горения частиц [7, 8]

$$J = \pi \rho_2^0 d^2 n v_s \left(\frac{p}{p_s} \right)^\varphi \quad (v_s, \varphi, p_s \equiv \text{const}). \quad (9)$$

Здесь T_s и l_s — температура воспламенения и удельная теплота газификации унитарного топлива.

В [2] предложена более общая модель квазистационарного горения одиночной сферической частицы унитарного топлива в газовом потоке и расчетным путем показано, что для мелких частиц ($d_0 \leq 60$ мкм) применима модель «испарения» (8), а для крупных ($d_0 \gtrsim 200$ мкм) — модель послойного горения (9). Различие моделей (8) и (9) связано с учетом влияния сферичности (кривизны поверхности) частиц на интенсивность их горения. При больших размерах частиц фактор кривизны не существен. Однако в случае мелких частиц влияние этого фактора увеличивается, так как выпуклая сферическая поверхность при горении создает дополнительный, по сравнению с плоской поверхностью, радиальный поток массы. Для определения скорости горения частиц с $60 \lesssim d_0 \lesssim 200$ мкм в общем случае необходимо использовать модель [2]. Однако ее применение связано с необходимостью решения трансцендентного уравнения в каждой пространственно-временной точке, что значительно увеличивает продолжительность расчетов.

Постановка задачи. В начальный момент времени $t = 0$ в области $0 \leq x \leq x_f$ имеется сильное возмущение газа в виде сферической, цилиндрической или плоской взрывной волны с почти линейным профилем массовой скорости, в моменты времени $t > 0$ движущееся соответственно от точки, линии или плоскости симметрии ($x = 0$). Перед фронтом взрывной волны имеется слой невозмущенного атмосферного газа ($x_f < x < x_*$) и далее в области $x_* \leq x < \infty$ — бесконечный однородный слой первоначально покоящихся взвешенных диспергированных частиц унитарного топлива. Ставится цель — описать процессы горения и гетерогенной детонации, протекающие в газозвеси унитарного топлива под воздействием набегающей взрывной волны.

Математическая постановка задачи сводится к заданию следующих начальных и граничных условий для системы уравнений (1)–(9):

$$0 \leq x \leq x_f:$$

$$\rho_1^0 = \rho_{1f}^0 R(\lambda), \quad p = p_f P(\lambda), \quad v_1 = v_{1f} V(\lambda), \quad T_1 = T_{1f} T(\lambda), \\ \rho_{12} = 0, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 0;$$

$$x_f < x < x_*:$$

$$\rho_1^0 = \rho_{10}^0, \quad p = p_0, \quad v_1 = 0, \quad \rho_{12} = 0, \quad T_1 = T_0, \quad \alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 0; \quad (10)$$

$$x_* \leq x < \infty:$$

$$\rho_1^0 = \rho_{10}^0, \quad p = p_0, \quad v_1 = 0, \quad \rho_{12} = 0, \quad T_1 = T_0, \quad \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad \alpha_2 = 1 - \alpha_{10}.$$

Здесь индексы 0 и f внизу относятся к параметрам газа перед и за фронтом ударного скачка; функции $P(\lambda) = p/p_f$, $V(\lambda) = v_1/v_{1f}$, $R(\lambda) = \rho_1^0/\rho_{1f}^0$, $T(\lambda) = T_1/T_{1f}$ ($\lambda = x/x_f$) характеризуют распределения давления, массовой скорости, плотности и температуры газа за взрывной волной.

Параметры газа непосредственно за фронтом ударного скачка ($\lambda = 1$) задаются на основе соотношения Ренкина — Гюгонио для сильных ударных волн ($p_f/p_0 \gg 1$)

$$\frac{\rho_{1f}^0}{\rho_{10}^0} = \frac{\gamma_{11} + 1}{\gamma_{11} - 1}, \quad \frac{v_{1f}}{a_{110}} = \sqrt{\frac{2}{\gamma_{11}(\gamma_{11} + 1)} \frac{p_f}{p_0}}, \quad \frac{T_{1f}}{T_0} = \frac{(\gamma_{11} - 1)p_f}{(\gamma_{11} + 1)p_0}, \quad (11)$$

где γ_{11} и a_{110} — показатель адиабаты и скорость звука инертного газа.

Задание распределений давления $P(\lambda)$ и массовой скорости $V(\lambda)$ газа в области $0 < \lambda \leq 1$, а также распределений плотности $R(\lambda)$ и температуры $T(\lambda)$ газа в области $0,9 < \lambda \leq 1$ осуществляется на основе табличных данных [9] решения автомодельной задачи о сильном точечном взрыве [10]. В области $0 \leq \lambda \leq 0,9$ функция $R(\lambda) = \text{const} = 0,2$, а функция $T(\lambda) = 5P(\lambda)$. Такой выбор $R(\lambda)$ и $T(\lambda)$, в отличие от [10], обусловлен тем, что при реальном взрыве плотность газа за фронтом ударной волны (УВ) существенно отличается от нуля. Это в частности связано с влиянием эффектов теплопроводности газа [11], которые не учитываются в [9].

В центре взрыва ($x = 0$) ставилось условие непротекания для газа

$$v_1(0, t) = 0, \quad (12)$$

а для частиц дисперсной фазы граничное условие при $x = 0$ не ставилось ввиду их отсутствия вблизи центра взрыва. На правой границе расчетной области граничные условия для газовой и дисперсной фаз не задавались, так как расчет велся до момента времени, соответствующего приходу возмущений к этой границе.

Система дифференциальных уравнений движения реагирующей газовзвеси (1)–(9) вместе с начальными (10), (11) и граничными (12) условиями численно интегрировалась методом крупных частиц [12] по алгоритму [3]. Расчеты проводились для смесей воздуха, газообразных продуктов горения пороха и частиц пороха Н. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров составляющих дисперсной смеси: $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0,1$ МПа, $\gamma_{11} = 1,4$, $R_{11} = 286,69$ м²/(с² · К), $\mu_{11} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_{11} = 2,57 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · К), $\rho_{110}^0 = 1,29$ кг/м³, $\gamma_{12} = 1,24$, $R_{12} = 328$ м²/(с² · К), $\rho_{120}^0 = 1,03$ кг/м³, $\mu_{12} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_{12} = 8,37 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с³ · К), $\rho_2^0 = 1550$ кг/м³, $c_2 = 1466$ м²/(с² · К), $T_s = 473$ К, $\varphi = 0,7$, $v_s = 6,5 \cdot 10^{-4}$ м/с, $p_s = 0,1$ МПа, $Q^0 = 1,93$ МДж/кг, $l_s = 0,4$ МДж/кг; полагалось $p_f/p_0 = 500$, $x_f = 1$ м, $x_* = 1,2$ м. Значениям указанных параметров исходных взрывных волн соответствуют энергии взрыва $E_0 = 320$ МДж ($\nu = 2$), 240 МДж/м ($\nu = 1$) и 135 МДж/м² ($\nu = 0$).

Результаты. На рис. 1 представлены характерные расчетные профили давления газовой фазы на начальной стадии развития сферической ($\nu = 2$) волны горения, образующейся в результате взаимодействия взрывной волны с облаком монодисперсной газовзвеси пороха. Кривые 1–6 соответствуют моментам времени 0,23, 0,47, 0,94, 1,88, 2,59 и 3,3 мс. Относительное массовое содержание частиц в смеси $m = 5$. Начальный диаметр частиц пороха $d_0 = 60$ мкм. Горизонтальными стрелками указаны направления движения ударных волн, вертикальной отмечена координата границы облака газовзвеси в начальный момент времени, знаки \times и \circ — точки воспламенения и полного выгорания частиц.

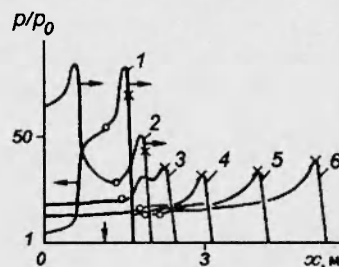


Рис. 1.

Представленные результаты свидетельствуют, что при взаимодействии взрывной волны со слоем реагирующей газовзвеси унитарного топлива из-за различия акустических жесткостей газа и смеси газа с частицами пороха образуются проходящая ударная волна и отраженная волна уплотнения. Проходящая УВ распространяется вглубь облака унитарного топлива, а отраженная волна уплотнения движется в противоположную сторону (см. рис. 1, 1).

Когда фронт отраженной от слоя газовзвеси УВ достигает центра

взрыва ($x = 0$), образуется отраженная от центра симметрии УВ, в которой наблюдается сильное повышение давления газа вблизи центра симметрии (см. рис. 1, 2). При последующем движении отраженная от центра взрыва УВ затухает. После достижения фронтом отраженной волны подвижной границы облака газозвеси вторично образуются проходящая волна досжатия в газозвеси и более слабая вторичная волна сжатия в «чистом» газе. Вторичная затухающая волна досжатия, распространяясь по возмущенной газозвеси, догоняет лидирующую проходящую УВ. Волна досжатия в газозвеси придает дополнительный импульс составляющим дисперсной смеси (см. рис. 1, 3). В области «чистого» газа между центром взрыва и движущейся границей облака газозвеси продолжается циркуляция ослабляющихся волн сжатия.

Лидирующая проходящая сферическая УВ, распространяясь по облаку газозвеси, первоначально затухает, что обусловлено разрежением газа, а также процессами межфазного трения и теплообмена, вызывающими переход части кинетической и внутренней энергии из газовой фазы в дисперсную. При этом газовая фаза замедляет свое движение, а частицы дисперсной фазы вовлекаются в движение и нагреваются спутным газовым потоком. Уменьшение температуры газа из-за объемного отвода тепла во взвешенные дисперсные включения частично компенсируется выделением тепла в газ вследствие работы силы межфазного трения.

По мере дальнейшего распространения проходящей УВ в облаке газозвеси дисперсные частицы унитарного топлива нагреваются до температуры воспламенения T_s , после чего в двухфазной среде начинается процесс горения (см. на рис. 1 точки воспламенения). В результате горения частиц унитарного топлива в окружающее газовое пространство выделяются горячие газообразные продукты, увеличивающие плотность, температуру и давление газа. При горении частиц возникают возмущения, которые сносятся газовым потоком и тем самым интенсифицируют прогрев и воспламенение соседних слоев дисперсных частиц. Таким образом, с течением времени образуется волна горения, фронт которой расположен вверх по потоку от фронта лидирующей УВ.

Дальнейшая эволюция волны горения связана с протеканием двух конкурирующих процессов: затухание проходящей УВ из-за разрежения газа и ее усиление за счет горения частиц. В общем случае в зависимости от того, какой из этих двух процессов окажется доминирующим, реализуется соответственно процесс затухающего горения или переход горения в гетерогенную детонацию. В рассматриваемом на рис. 1 примере расчета волна горения усиливается по мере того, как зона химической реакции

охватывает все большую массу дисперсных частиц топлива, возмущенных и уплотненных лидирующей УВ. Постепенное усиление волны горения завершается формированием детонационной волны Чепмена — Жуге в газозвеси унитарного топлива.

Эта стадия развития гетерогенной детонации проиллюстрирована на рис. 2, где показаны соответствующие рис. 1 профили давления газа в последующие моменты распространения волны горения по газозвеси унитарного топлива. Кривые 1–5 относятся к моментам 5,66, 14,14, 27,08, 40,01 и 51,32 мс.

Вертикальной чертой на волновом профиле обозначено положение поверхности Чепмена — Жуге, кото-

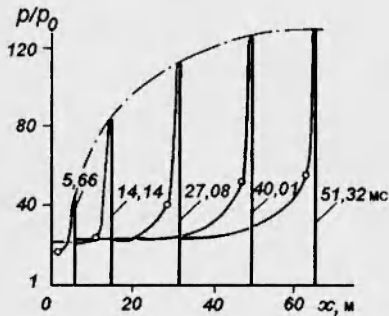


Рис. 2.

рое определялось при выполнении с точностью 8% в месте полного выгорания частиц ($\rho_2 \rightarrow 0$) условия нормальной детонации ($v_1 + a_1 \rightarrow D_{\text{ч.ж.}}$, a_1 — местная скорость звука в газовой фазе, $D_{\text{ч.ж.}}$ — скорость детонации Чепмена — Жуге [1, 2]).

Как следует из рис. 2, процесс выхода сферической детонационной волны на режим Чепмена — Жуге происходит асимптотически во времени, как и в случае плоской волны гетерогенной детонации в газовзвесах унитарного топлива [1]. Характерное расстояние выхода волны на предельный режим самоподдерживающейся детонации ~ 70 м.

Волновая структура течения за сферической волной детонации, распространяющейся с постоянной скоростью $D = D_{\text{ч.ж.}}$, представляет собой ударный скачок + зона выравнивания скоростей и температур газа и прогреваемых частиц + зона химической реакции в неравновесной двухфазной смеси + поверхность Чепмена — Жуге + зона разгрузки газообразных продуктов горения. Область автотельной волны разрежения и следующая за ней область покоящегося газа, в которой все параметры газовой фазы остаются постоянными, имеют вид, как и в классической теории сферической ДВ, распространяющейся в газе в режиме Чепмена — Жуге [13].

Как отмечалось выше, в зависимости от исходных параметров газовзвеси унитарного топлива, в частности, от начального относительного массового содержания частиц в смеси m и исходного диаметра дисперсных включений d_0 детонационная волна может не возникнуть.

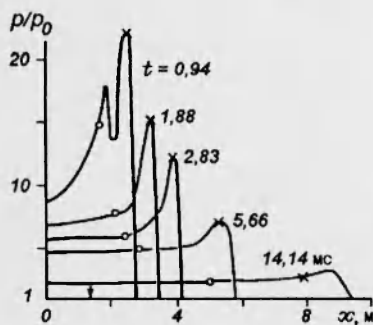


Рис. 3.

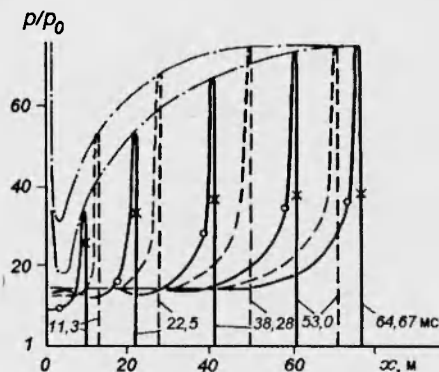


Рис. 4.

На рис. 3 представлены профили давления за затухающей сферической УВ с горением частиц пороха ($m = 2$, $d_0 = 60$ мкм). Видно, что при затухающем режиме горения пороховой взвеси фронт воспламенения частиц постепенно отстает от фронта лидирующей УВ; зоны прогрева частиц и химической реакции горения увеличиваются. С течением времени лидирующая УВ в газовзвеси затухает, а волны сжатия, генерируемые в зоне химической реакции, по мере своего распространения в глубь возмущенной газовзвеси в значительной мере ослабевают из-за разрежения газа и за счет теплопотерь в зоне прогрева частиц вверх по потоку от фронта затухающего переднего ударного скачка. В последующем УВ вырождается в звуковую, а горение частиц прекращается.

В изложенных выше результатах численного счета интенсивность межфазного массообмена задавалась на основе эмпирической зависимости (8), которая не учитывает влияние сферичности частиц на скорость их горения. С целью установления влияния кривизны поверхности частиц унитарного топлива на процесс распространения волны горения в реагирующей газовзвеси представляется целесообразным провести сравнительный анализ результатов счета, полученных в рамках модели послойного

(нормального) горения пороха (9) и модели «газификации» (8).

На рис. 4 показаны расчетные профили давления газа за выходящей на режим Чепмена — Жуге сферической детонационной волной в газовзвеси унитарного топлива ($m = 3$, $d_0 = 60$ мкм); сплошными и штриховыми линиями изображены решения, полученные соответственно с применением законов межфазного массообмена (8) и (9). Данные рис. 4 показывают, что в рамках модели «газификации» топлива (8) детонационная волна выходит на режим Чепмена — Жуге на меньших расстояниях, чем в случае использования кинетики послойного горения частиц пороха (9).

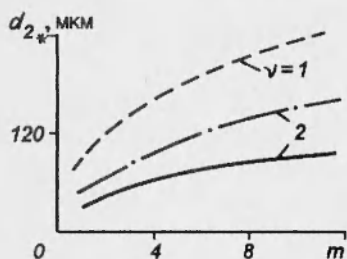


Рис. 5.

Как показали численные расчеты, образование цилиндрических и плоских ДВ в газовзвесах унитарного топлива качественно не отличается от рассмотренного выше процесса формирования сферических ДВ.

На рис. 5 приведены расчетные зависимости критического (максимального) диаметра частиц унитарного топлива от их относительного массового содержания в смеси, при котором еще возможно взрывное инициирование гетерогенной детонации (при $d_{20} > d_{2*}$ детонация невозможна). Сплошная и штриховая линии соответствуют расчетам сферических ($\nu = 2$) и цилиндрических ($\nu = 1$) детонационных волн с использованием модели послойного горения пороха (9), штрихпунктирная — расчету с законом межфазного массообмена (8).

Как видно из рис. 5, критический начальный размер частиц увеличивается с ростом исходной концентрации топлива в смеси. При фиксированном массовом содержании частиц $d_{2*}(\nu = 2) < d_{2*}(\nu = 1) < d_{2*}(\nu = 0)$. В случае $\nu = 2$ критический начальный размер частиц увеличивается примерно в 2 раза при переходе от модели послойного горения (9) к модели газификации топлива (8). Детальное обсуждение указанного поведения зависимости $d_{2*}(m, \nu, J)$ приводится в [3].

Таким образом, в результате проведенного численного исследования установлено существование критического начального размера частиц унитарного топлива, который сильно зависит от кинетики горения частиц и их относительного массового содержания в смеси. Вид кинетики горения частиц заметно влияет на характерное расстояние выхода ДВ на режим Чепмена — Жуге.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И., Попов В. В. Переход конвективного горения азоровзвесей унитарного топлива в детонацию // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 5. С. 102–106.
2. Ахатов И. Ш. Вопросы гидродинамики горения и детонации дисперсных систем унитарного топлива: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1983.
3. Кутушев А. Г. Численное исследование ударных и детонационных волн в смесях газа с твердыми или жидкими частицами: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Тюмень, 1993.
4. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа / ВИНТИ. 1981. Т. 16. С. 209–293.
5. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
6. Вильямс Ф. А. Теория горения. М.: Наука, 1971.
7. Зельдович Я. В., Баренблатт Г. И., Либрович В. В., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.

8. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
9. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. М.: Наука, 1974.
10. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977.
11. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985.
12. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
13. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.

Поступила в редакцию 24/VII 1994 г.
