

УДК 532.529:518.5

ПРЕРЫВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗОВЗВЕСЯХ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА СЛОЕМ НЕОДНОРОДНЫХ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

У. А. Назаров

Самаркандский государственный архитектурно-строительный институт, 703000 Самарканд
Узбекистан, umaralin@rambler.ru

Приведены результаты численного исследования прерывания распространения детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива слоем неоднородных инертных частиц. Показано, что диаметр, длина слоя и неоднородность инертных частиц влияют на этот процесс. Установлено, что при фиксированной общей массе взвеси детонационные волны лучше ослабляются слоем с линейно убывающей концентрацией инертных частиц, чем с линейно возрастающей и однородной.

Ключевые слова: горение, детонация, детонационная волна, унитарное топливо, инертные частицы, массовое содержание частиц.

DOI 10.15372/FGV20210608

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы детонации газовзвесей реагирующих газов и твердых инертных частиц привлекают внимание многочисленных исследователей [1–15 и др.]. В [1] изучалось влияние начальных параметров смеси на подавление детонации инертными частицами. Показано, что с ростом объемной концентрации частиц скорость детонации значительно уменьшается. Установлено, что уменьшение размера частиц при сохранении их доли в объеме также приводит к снижению скорости детонации. В [2] исследуются условия подавления детонации введением инертных частиц в реагирующую газовую смесь, по которой распространяется детонационная волна. Рассчитана минимальная длина облака частиц, которое полностью гасит детонационную волну. Исследовано влияние объемной концентрации частиц в облаке на эффективность подавления детонации. В работе [3] предложена приближенная модель химического равновесия в гетерогенных смесях горючего газа с химически инертными твердыми или жидкими частицами. В качестве примера возможного применения предложенной модели химического равновесия рассчитаны параметры стационарной одномерной детонационной волны в газовзвесах. Результаты этих расчетов использованы для анализа

метода подавления многолучевой детонационной волны путем вдува частиц перед передним ударным фронтом волны. Рассчитаны минимальная общая масса частиц и характерный размер облака, необходимые для подавления детонации. Показано, что подавление более эффективно, если частицы имеют высокую теплоемкость, низкую температуру плавления и высокую теплоту плавления. В [4] методом прямого численного моделирования исследовались структура и устойчивость детонации в смесях газов и твердых частиц. Рассмотрены случаи как с реагирующими, так и с инертными частицами. Представлена модель двухфазного потока, обсуждаются предположения, на которых она основана. Проанализированы устойчивые волновые структуры, допускаемые моделью. Описан алгоритм, используемый для численного моделирования. Численные результаты как одномерного, так и двумерного моделирования детонации показали, что изменение массы, передача импульса и энергии от одной фазы к другой приводят к образованию детонационных структур, которые существенно отличаются от наблюдаемых в соответствующих чисто газовых потоках. Численные результаты предсказывают, что повышенная реакционная способность частиц подавляет нестабильность потока и увеличивает скорости детонации. В работе [5] проведены эксперименты по подавлению взрыва кислородоводородного газа во взрывной трубе с использованием пяти типов сухого порош-

ка в качестве подавителя. Установлено, что наилучшим эффектом подавления обладает порошок с большой плотностью пылевого облака и малым радиусом частиц. Разработаны основные уравнения. Расчеты по ним показали, что пылевое облако оказывает подавляющее действие на взрыв газообразной кислородоводородной смеси и с увеличением плотности пылевого облака или уменьшением диаметра частиц этот эффект становится всё более очевидным, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Кроме того, как следует из численных результатов, при том же диаметре частиц эффективность подавления улучшается с уменьшением плотности материала частиц. В работе [6] экспериментально исследовалось подавление взрыва смеси $\text{CH}_4/\text{O}_2/\text{N}_2$ инертными частицами. Согласно результатам измерений ударный фронт отделяется от фронта пламени в облаке инертных частиц, что приводит к подавлению взрыва. Разработана двумерная численная модель с учетом механизма химической реакции. Исследовано влияние плотности облака инертных частиц на подавление взрыва. Показано, что накопление инертных частиц замедляет распространение фронта газовой ударной волны и приводит к подавлению взрыва. При повышенной плотности облака инертных частиц этот процесс более заметен. Результаты расчетов качественно согласуются с результатами измерений в крупномасштабном эксперименте. В работе [7] моделируется взаимодействие облака инертных частиц с детонацией в газовой смеси. В случае как двумерного, так и трехмерного моделирования детонации используется упрощенная химическая модель с кинетикой Аррениуса. Установлено, что распространение детонации через облако инертных частиц происходит в трех режимах в зависимости от объемной доли твердой фазы и начальной длины облака частиц. В первом режиме скорость детонации подавляется, но зона реакции и передняя ударная волна остаются связанными, а тройные точки практически не затрагиваются. Во втором режиме детонация временно гасится, но восстанавливается по мере удаления облака частиц от фронта детонации. В третьем режиме детонация гасится полностью или, по крайней мере, не восстанавливается в течение времени, доступного для распространения детонации. Также показано, что влияние облака инертных частиц на фронте детонации в трехмерных исследовани-

ях качественно аналогично результатам двумерного моделирования. Однако в потоке после детонации, где важны поперечные компоненты скорости, требуется трехмерное моделирование, особенно для оценки дисперсии частиц. В работе [8] разработаны одномерные математические модели детонации смеси $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ и подавления взрыва инертными частицами на основе двухжидкостной модели с учетом элементарных химических реакций, ударной волны, а также переноса импульса и энергии. Результаты расчета показали, что при определенных начальных условиях возникала высокотемпературная ударная волна, вызванная огненным валом, которая впоследствии перерастала в детонацию. После загрузки подходящего количества инертных частиц в зону подавления взрыва горение замедлялось из-за передачи импульса и энергии от газа к частицам, а расстояние между ударной волной и пламенем постепенно увеличивалось, теряя энергетическую поддержку. Между тем инертные частицы также поглощали энергию ударной волны. Оба эффекта действовали одновременно и взаимно возвращались, что приводило к более быстрому ослаблению ударных волн и тем самым к успешному подавлению взрыва. Плотность, концентрация и диаметр инертных частиц имели при этом решающее значение. В работе [9] было показано, что детонационная волна может быть подавлена облаком инертных частиц, если параметры облака соответствуют критическим условиям. В работе [10] предложены физико-математические модели для описания детонационного процесса в смесях водород/кислород, метан/кислород и силан/воздух в присутствии инертных наночастиц. На основе этих моделей найдены зависимости дефицита скорости детонационной волны от размера и концентрации инертных наночастиц. Выявлено три режима детонационных течений в газовых суспензиях реакционноспособных газов и инертных наночастиц: (1) стационарное распространение слабой детонационной волны в газовой суспензии, (2) скачкообразное распространение детонации, (3) разрушение детонационного процесса и переход в волну турбулентного горения. Установлено, что механизмы подавления детонации микро- и наночастицами замкнуты и заключаются в расщеплении детонационной волны на замороженную ударную волну и волну зажигания и горения. Оказалось, что концентрационные пределы (по объему ча-

стиц) детонации весьма сходны для частиц диаметром от 10 нм до 1 мкм. В [11] на основе разработанной физико-математической модели ослабления и подавления детонации с учетом кинетики химических реакций исследовано влияние объемной концентрации инертных частиц и диаметра частиц на скорость детонационной волны в смесях. Получены концентрационные пределы (по объему частиц) детонации в смесях водород/кислород, метан/кислород и метан/водород/кислород. Критическая объемная концентрация частиц для гашения детонационных волн оказалась наибольшей в смеси метан/водород/кислород и наименьшей в смеси водород/кислород. Результаты численного исследования процесса прерывания распространения плоских волн гетерогенной детонации в монодисперсных газовзвесах унитарного топлива, содержащих слой инертных твердых частиц, приведены в монографии [12]. В работе [13] на основе уравнений одномерного плоского нестационарного движения трехскоростной, трехтемпературной, с постоянным давлением смеси газа с дисперсными включениями реагирующей и инертной фаз численно решена задача о подавлении волны гетерогенной детонации в газовзвеси унитарного топлива, содержащей внутри себя слой инертных частиц. Установлено, что в зависимости от параметров унитарного топлива и взвеси инертных частиц возможны режимы как прерывания, так и продолжения распространения волн детонации. В работе [14] в рамках уравнений движения трехскоростного, трехтемпературного, с одним давлением континуума численно исследовалось влияние пространственной неоднородности распределения химически инертных частиц в экранном слое на подавление волны гетерогенной детонации. Установлено, что распределение пламегасящих частиц в слое может существенно влиять на гашение волн горения в взвеси унитарного топлива. В работе [15] в рамках модели двумерного осесимметричного нестационарного движения дисперсной трехфазной реагирующей смеси двухкомпонентного газа, частиц унитарного топлива и инертных частиц выполнено математическое моделирование процесса прерывания распространения волны гетерогенной детонации, исследовано влияние относительного массового содержания инертных частиц и их диаметра на этот процесс.

Таким образом, анализ современного со-

стояния исследования проблемы прерывания распространения детонационных волн в газовзвесах слоем инертных частиц показал, что детонация унитарных топлив с учетом геометрии практически не исследована.

В данной работе численно исследуется процесс прерывания распространения волны гетерогенной детонации в газовзвеси унитарного топлива, частично содержащей слой инертных частиц.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть имеется трехфазная смесь газа, частиц унитарного топлива и инертных твердых частиц. Для описания ее движения используются обычные для механики гетерогенных дисперсных сред допущения [16]. Дополнительно предполагается, что воспламенение частиц топлива осуществляется при разогреве их поверхности до температуры разложения T_s , близкой к среднemasсовой температуре частиц T_2 ; горение воспламенившихся частиц протекает равновесно при температуре T_* , при этом все тепло, подводимое из газа к частицам, расходуется на газификацию унитарного топлива [13].

В рамках принятых допущений система дифференциальных уравнений двумерного осесимметричного нестационарного движения дисперсной трехфазной реагирующей смеси двухкомпонентного газа, частиц унитарного топлива и инертных частиц может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho_{1k}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{1k} v_{1r} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_{1k} v_{1z}}{\partial z} = (k-1)J \quad (k=1, 2),$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v_{2r} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_2 v_{2z}}{\partial z} = -J,$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho_3 v_{3r} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_3 v_{3z}}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{\partial n_j v_{jr} r}{r \partial r} + \frac{\partial n_j v_{jz}}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_{1r}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_{1r} v_{1r} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_1 v_{1r} v_{1z}}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial r} = -F_{2r} - F_{3r} + J v_{2r},$$

$$\frac{\partial \rho_1 v_{1z}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_{1r} v_{1z} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_1 v_{1z} v_{1z}}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} =$$

$$\begin{aligned}
&= -F_{2z} - F_{3z} + Jv_{2z}, \\
\frac{\partial \rho_i v_{ir}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_{ir} v_{ir} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_i v_{ir} v_{iz}}{\partial z} &= S, \\
\frac{\partial \rho_i v_{iz}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_{ir} v_{iz} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_i v_{iz} v_{iz}}{\partial z} &= S, \\
\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_{2r} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_2 e_2 v_{2z}}{\partial z} &= \\
&= Q_{12} \eta (-J) - J e_2, \quad (1) \\
\frac{\partial \rho_3 e_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho_3 e_3 v_{3r} r}{r \partial r} + \frac{\partial \rho_3 e_3 v_{3z}}{\partial z} &= Q_{13}, \\
\sum_{i=1}^3 \left[\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i E_i + \alpha_i p) v_{ir} r}{r \partial r} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\partial (\rho_i E_i + \alpha_i p) v_{iz}}{\partial z} \right] = 0,
\end{aligned}$$

$$\rho_{11} = \rho_{11}^0 \alpha_{11}, \quad \rho_{12} = \rho_{12}^0 \alpha_{11}, \quad \rho_1 = \rho_1^0 \alpha_1,$$

$$\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_2, \quad \rho_3 = \rho_3^0 \alpha_3,$$

$$v_i^2 = v_{ir}^2 + v_{iz}^2, \quad \alpha_j = \frac{1}{6} \pi d_j^3 n_j, \quad \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1,$$

$$E_i = e_i + 0.5 v_i^2 \quad (i = 1, 2, 3; j = 2, 3; k = 1, 2),$$

$$S = \begin{cases} F_{2l} - Jv_{2l}, & \text{если } i = 2, \\ F_{3l}, & \text{если } i = 3, \end{cases} \quad l = r, z.$$

Здесь представлены уравнения сохранения масс инертного газа ($k = 1$), газообразных продуктов горения ($k = 2$), частиц унитарного топлива и инертных частиц ($k = 3$); уравнение сохранения числа горючих и инертных частиц; уравнение сохранения импульсов фаз в проекциях на оси декартовой системы координат r и z ; уравнения притока тепла к частицам горючей и инертной дисперсных фаз; уравнения сохранения полной энергии трехфазной смеси в целом. Нижние индексы 1, 2 и 3 относятся к параметрам газовой и двух дисперсных фаз. В системе уравнений (1) ρ_{1k} , ρ_{1k}^0 — приведенная и истинная плотность k -го компонента газовой фазы; ρ_i , ρ_i^0 , v_i , α_i , e_i , E_i — соответственно средняя и истинная плотность, массовая скорость, объемное содержание, удельные внутренняя и полная энергии i -й фазы; v_{ir} , v_{iz} — компоненты массовой скорости; n_2 — число

частиц унитарного топлива в единице объема смеси; n_3 — число инертных частиц в единице объема смеси; d_2 — диаметр частиц унитарного топлива; d_3 — диаметр инертных частиц; p — давление газовой смеси; F_{2r} , F_{3r} и F_{2z} , F_{3z} — составляющие силы межфазного трения; Q_{12} , Q_{13} — интенсивность теплообмена между газовой и дисперсными фазами; J — интенсивность межфазного массообмена; η — единичная функция Хевисайда.

Используются уравнения состояния идеального, калорически совершенного газа и несжимаемых твердых частиц [3]:

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

$$\rho_i^0 = \text{const}, \quad e_{1k} = c_{v1k}(T_1 - T_0) + e_{1k}^0,$$

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

$$e_i = c_i(T_i - T_0) + e_i^0,$$

$$e_i^0 - e_{12}^0 = Q^0 - \frac{p_0}{\rho_{10}^0} + \frac{p_{120}}{\rho_{120}^0};$$

$$R_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} R_{1k}, \quad c_{v1} = \sum_{k=1}^2 x_{1k} c_{v1k},$$

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

$$(R_{1k}, c_{v1k}, c_2, e_{1k}^0, e_2^0, T_0 = \text{const}; k = 1, 2),$$

где p_{1k} , R_{1k} , c_{v1k} , e_{1k} — парциальное давление, газовая постоянная, удельная теплоемкость при постоянном объеме, удельная внутренняя энергия k -го газового компонента; x_{1k} — массовая концентрация k -й составляющей газовой смеси; R_1 , c_{v1} , c_i — 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. Нижним индексом 0 обозначены

параметры фаз и компонентов при температуре T_0 .

Система уравнений (1), (2) замыкается путем задания законов межфазного силового и теплового взаимодействия газовой и дисперсной фаз [3]:

$$F_{il} = \frac{1}{2} C_{d_i} \rho_1^0 |v_1 - v_i| (v_{1l} - v_{il}) \frac{\pi d_i^2}{4} n_i \quad (i = 2, 3; l = r, z), \quad (3)$$

$$Q_{1i} = \pi d_i \lambda_1 \text{Nu}_i (T_1 - T_i) n_i,$$

$$C_{d_i} = \frac{24}{\text{Re}_{1i}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}_{1i}}} + 0.4;$$

$$\text{Re}_{1i} = \frac{\rho_1^0 |v_1 - v_i| d_i}{\mu_1},$$

$$\text{Nu}_i = 2 + 0.6 \text{Re}_{1i}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Pr} = \frac{c_{p1} \mu_1}{\lambda_1},$$

$$|v_1 - v_i| = [(v_{1z} - v_{iz})^2 + (v_{1r} - v_{ir})^2]^{1/2},$$

$$c_{p1} = \sum_{k=1}^2 x_{1k} c_{p1k}, \quad \lambda_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \lambda_{1k},$$

$$\mu_1 = \sum_{k=1}^2 x_{1k} \mu_{1k}.$$

Здесь C_{d_i} — коэффициент аэродинамического сопротивления твердой сферической частицы; Re_{1i} , Nu_i , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля; c_{p1} и c_{p1k} , μ_1 и μ_{1k} , λ_1 и λ_{1k} — 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 задается по модели послойного горения [3]:

$$J = \pi \rho_2^0 d_2^2 n_2 v_s \left(\frac{p}{p_0} \right)^\varphi \eta (T_2 - T_s), \quad (4)$$

где T_s — температура разложения унитарного топлива, v_s и φ — константы горения, $\eta(T_2 - T_s)$ — функция Хевисайда, равная 0 при $T_2 - T_s < 0$, а при $T_2 - T_s \geq 0$ равная 1.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В начальный момент времени $t = 0$ из области инертного газа ($0 \leq z \leq z_f$) (рис. 1) в направлении облака унитарного топлива ($z_f < z < \infty$), частично содержащего внутри себя в поперечном сечении слой химически инертных частиц ($z_l \leq z \leq z_r$, $z_l > z_f$), движется ударная волна треугольного профиля. Распределение начальной концентрации частиц в продольном сечении происходит по линейно возрастающему или линейно убывающему закону ($\rho_3(z, 0) = Az - B$, $A, B = \text{const}$). В расчетах использованы следующие выражения для пространственного распределения концентрации инертных частиц в трубопроводе:

$$\varepsilon(z, r, A) = 1 \quad (5)$$

$$(0 \leq r \leq r_0, r_0 = (1 - A)r, 0 \leq A \leq 1).$$

Зависимость (5) соответствует ступенчатому пространственному распределению концентрации инертных частиц, в котором параметр r_0 представляет собой расстояние от оси симметрии ($r = 0$) до верхней ($r = r_0$) границы слоя инертных частиц. Во всех расчетах $A = 0.2$.

После взаимодействия набегающей ударной волны с облаком монодисперсной газозвеси частицы унитарного топлива в проходящей ударной волне воспламеняются и возникает волна горения, переходящая в волну гетерогенной детонации, распространяющейся в режиме Чепмена — Жуге (при условии, что параметры ударной волны и горючей двухфазной среды допускают возникновение детонации



Рис. 1. К постановке задачи о прерывании распространения волны гетерогенной детонации слоем инертных частиц:

z_l , z_r — левая и правая границы экранирующего слоя инертных частиц, z_f — граница унитарного топлива

и преддетонационные расстояния $L_{СJ}$ меньше величины $z_l - z_f$). Волна гетерогенной детонации взаимодействует со слоем трехфазной смеси газа, частиц унитарного топлива и инертных частиц ($z_l \leq z \leq z_r$) и, благодаря диссипации своей энергии на взвешенных монодисперсных включениях дисперсной фазы, трансформируется в ударную волну, за фронтом которой протекает или прекращается процесс горения. В последующем ударная волна распространяется по невозмущенной двухфазной смеси газа и частиц унитарного топлива в области $z > z_r$. При этом в зависимости от параметров слоя инертных частиц ударная волна в области $z_r < z < \infty$ может распространяться как в режиме усиления, так и в режиме затухания.

Начальные условия задачи формулируются аналогично работе [12]:

$$v_{1z} = v_{1f} \frac{z}{z_f}, \quad v_{1r} = 0, \quad p = p_f \sigma^{\gamma_{11}};$$

$$\rho_1^0 = \rho_{1f}^0 \sigma, \quad \rho_{11}^0 = \rho_1^0, \quad \rho_{12} = 0,$$

$$\alpha_1 = 1, \quad a_{1f}^2 = \gamma_{11} \frac{p_f}{\rho_{1f}^0 R_{11}}, \quad T_1 = \frac{p}{\rho_1^0 R_{11}},$$

$$\frac{v_{1f}}{a_{10}} = \frac{2}{\gamma_{11} + 1} \left(M_0 - \frac{1}{M_0} \right), \quad (6)$$

$$\sigma = \left[1 - \left(\frac{\gamma_{11} - 1}{2} \right) \frac{v_{1f}}{a_{1f}} \left(1 - \frac{z}{z_f} \right) \right]^{2/(\gamma_{11} - 1)},$$

$$\frac{\rho_{1f}^0}{\rho_{10}^0} = \frac{(\gamma_{11} + 1) M_0^2}{2 + (\gamma_{11} - 1) M_0^2},$$

$$\frac{p_f}{p_0} = 1 + \frac{2\gamma_{11}}{\gamma_{11} + 1} (M_0^2 - 1),$$

$$\frac{T_f}{T_0} = \left(\frac{p_f}{p_0} \right) \left(\frac{\rho_{1f}^0}{\rho_{10}^0} \right)^{-1}, \quad 0 \leq z \leq z_f;$$

$$p = p_0, \quad T_1 = T_0, \quad v_{1r} = v_{1z} = 0,$$

$$\rho_1^0 = \rho_{110}^0, \quad \rho_{12} = 0, \quad \rho_1 = \rho_1^0 \alpha_1, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_2,$$

$$T_2 = T_0, \quad v_{2r} = v_{2z} = 0, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad \rho_3 = 0,$$

$$T_3 = 0, \quad v_{3r} = v_{3z} = 0, \quad z_f < z \leq z_l \cup z_r < z < \infty;$$

$$p = p_0, \quad T_1 = T_0, \quad v_{1r} = v_{1z} = 0, \quad \rho_1^0 = \rho_{110}^0,$$

$$\rho_{12} = 0, \quad \rho_1 = \rho_1^0 \alpha_1, \quad \rho_2 = \rho_2^0 \alpha_2,$$

$$T_2 = T_0, \quad v_{2r} = v_{2z} = 0,$$

$$\rho_3 = \rho_3^0 \alpha_3, \quad T_3 = T_0, \quad v_{3r} = v_{3z} = 0,$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1, \quad z_l < z \leq z_r.$$

Здесь индексами f и 0 отмечены параметры фаз соответственно за и перед фронтом ударной волны; M_0, a_{1f} — число Маха набегающей ударной волны и адиабатическая скорость звука в газе за ударным скачком; γ_{11} — показатель адиабаты инертного газа.

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

$$v_{iz}(0, r, t) = v_{ir}(z, 0, t) = v_{ir}(z, r, t) = 0, \quad (7)$$

$$0 \leq r \leq R, \quad 0 \leq z \leq Z.$$

На правой границе расчетной области ($z = z_{**}$) для всех трех фаз ставилось условие их свободного протекания.

Задача решалась численно методом крупных частиц [17]. Расчеты осуществлялись для смесей воздуха, газообразных продуктов горения пороха, частиц пороха и кварцевого песка. При этом использовались следующие значения термодинамических параметров фаз:

инертный газ/воздух: $T_0 = 293$ К, $p_0 = 0.1$ МПа, $\gamma_{11} = 1.4$, $R_{11} = 287$ 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, $\rho_{120}^0 = 1.03$ кг/м³;

газообразные продукты горения топлива: $c_{p2} = 1675$ м²/(с²·К), $R_{12} = 328$ м²/(с²·К), $\lambda_{12} = 8.37 \cdot 10^{-2}$ кг·м/(с³·К), $\gamma_{12} = 1.24$, $\mu_{12} = 1.7 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с);

частицы унитарного топлива: $\rho_2^0 = 1550$ кг/м³, $c_2 = 1466$ м²/(с²·К), $Q^0 = 1.93$ МДж/кг, $T_s = 473$ К, $\varphi = 0.7$, $v_s = 6.5 \cdot 10^{-4}$ м/с;

частицы кварцевого песка: $\rho_3^0 = 2500$ кг/м³, $c_3 = 710$ м²/(с²·К).

Во всех расчетах начальная длина иницирующей ударной волны полагалась равной $z_f = 0.4$ м, радиус трубопровода — $r = 0.5$ м, характерное значение преддетонационного расстояния принималось равным $z_l = 30$ м. Число

Маха набегающей ударной волны взято равным 9, что соответствует давлению за ударным скачком 9.43 МПа. Длина слоя инертных частиц варьировалась в интервале $3 \leq l_s \leq 15$ м.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже приведены характерные примеры математического моделирования процесса иницирования и распространения волны гетерогенной детонации в газозвеси унитарного топлива, а также последующего прохождения детонационной волны через слой неоднородных инертных взвешенных частиц. Вычисления проводились для экранирующих слоев инертной газозвеси протяженностью $l_s = 10$ м, т. е. $z_l = 30$ м, $z_r = 40$ м. Параметры фаз во всех случаях: $m_{20} = 0.5$, $d_{20} = 30$ мкм, $d_{30} = 30$ мкм (при $t = 0$).

На рис. 2 представлены расчетные профили давления и массовой скорости газовой смеси при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно возрастающим изменением концентрации инертных частиц на оси симметрии. Средняя плотность облака инертных частиц на левой границе равна нулю, на правой — 12 кг/м^3 ($\rho_3(z, 0) = Az - B$, $A = 1.2$, $B = 36$, $30 \leq z \leq 40$ м). Кривые 1–12 соответствуют моментам времени $t = 4.7, 9.43, 14.1, 18.8, 23.6, 26.9, 33.0, 37.7, 42.4, 56.6, 61.4, 66.1$ мс; a_{10} — скорость звука в газе. На начальном этапе этого взаимодействия (кривые 6 на рис. 2) наблюдается повышение давления и уменьшение скорости газа в проходящей волне из-за торможения набегающего потока в плотном слое инертных частиц. Рост давления стимулирует горение частиц пороха и усиливает теплообмен между горячим газом и инертными частицами. Поглощение тепла инертными частицами приводит к ослаблению проходящей волны горения, и она интенсивно затухает (кривые 7–9). В последующем (кривые 10–12) проходящая волна достигает правой границы слоя инертных частиц, где распадается на проходящую ударную волну, движущуюся в зоне унитарного топлива ($z > z_r$), и волну разрежения, распространяющуюся в область трехфазной смеси ($z \leq z_r$). Волна разрежения способствует некоторому ослаблению затухающей волны горения, однако после ее отражения от левой границы облака инертных частиц образуется отраженная в облаке инертной газозвеси волна сжатия, способствующая усилению

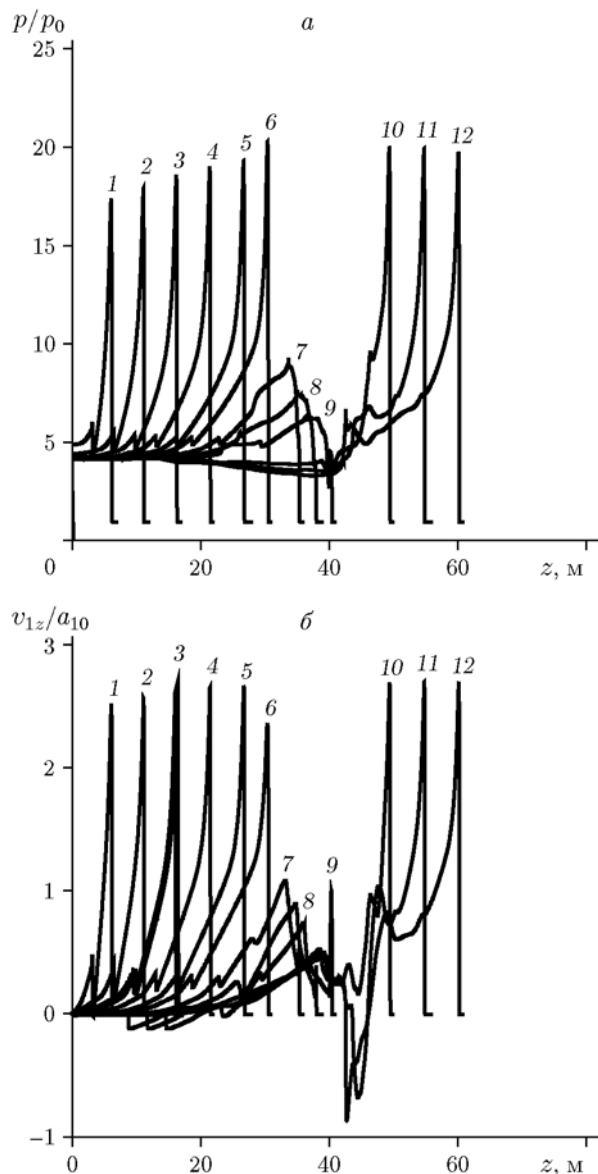


Рис. 2. Профили давления (а) и массовой скорости (б) газовой смеси при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно возрастающей концентрацией инертных частиц на оси симметрии в различные моменты времени:

1–12 — $t = 4.7, 9.43, 14.1, 18.8, 23.6, 26.9, 33.0, 37.7, 42.4, 56.6, 61.4, 66.1$ мс соответственно; $m_{20} = 0.5$, $d_2 = 30$ мкм, $d_3 = 30$ мкм, $l_s = 10$ м, $A = 0.2$

горения частиц пороха. В данном случае после прохождения детонационных волн через слой с линейно возрастающей концентрацией инертных частиц детонация продолжается.

На рис. 3 представлены расчетные профили давления и массовой скорости газовой смеси при прохождении волны гетерогенной де-

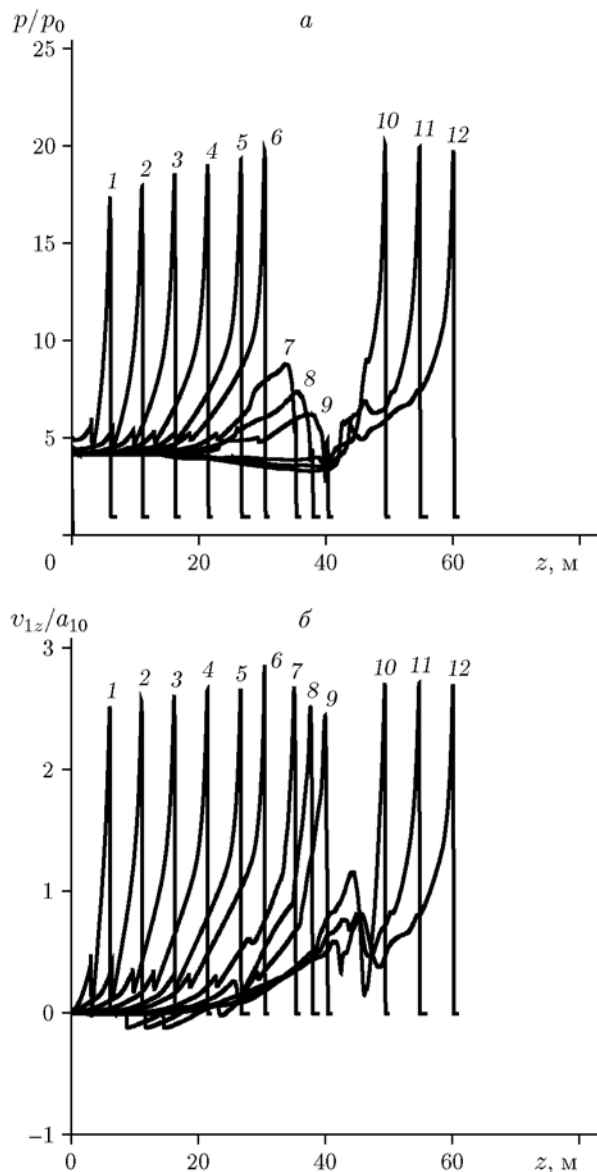


Рис. 3. Профили давления (а) и массовой скорости (б) газовой смеси при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно возрастающей концентрацией инертных частиц вблизи стенки трубопровода:

все параметры такие же, как на рис. 2

тонации через слой с линейно возрастающей концентрацией инертных частиц вблизи стенки трубопровода. Приведенные результаты показывают, что параметры вблизи стенки трубопровода примерно такие же, как на оси симметрии.

На рис. 4 приведены соответствующие рис. 2 характерные профили средней плотности инертных частиц на оси симметрии в мо-

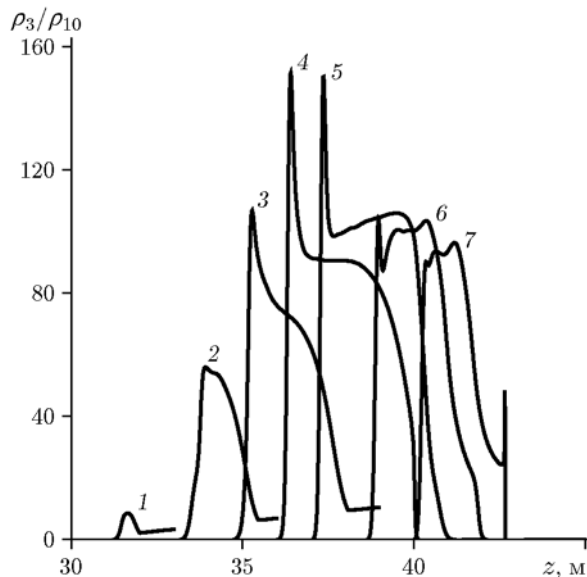


Рис. 4. Профили средней плотности инертных частиц на оси симметрии в моменты времени $t = 28, 33, 37.7, 42.4, 47.2, 56.6, 66.1$ мс (кривые 1–7 соответственно)

менты времени $t = 28, 33, 37.7, 42.4, 47.2, 56.6, 66.1$ мс. Взаимодействие лидирующей ударной волны с инертными частицами приводит к формированию слоев повышенной плотности на передней кромке облака и внутри его возмущенной части.

На рис. 5 представлены расчетные профили давления и массовой скорости газовой смеси при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно убывающей концентрацией инертных частиц на оси симметрии. Средняя плотность облака инертных частиц на левой границе равна 12 кг/м^3 , на правой — нулю ($\rho_3(z, 0) = Az + B$, $A = -1.2$, $B = 48$, $30 \leq z \leq 40$ м). Кривые 1–13 соответствуют моментам времени $t = 4.7, 9.43, 14.1, 18.8, 23.6, 26.5, 28.3, 33.0, 37.7, 42.4, 51.9, 61.4, 70.8$ мс, все остальные параметры такие же, как на рис. 2. При распространении детонационных волн по неоднородной газовой смеси с линейно уменьшающимся массовым содержанием взвешенных частиц первоначально наблюдается усиление детонационных волн (по давлению) и уменьшение скорости газа (см. кривые б на рис. 5), а затем — разгон детонационных волн с постепенным понижением давления. Повышение давления в первые моменты взаимодействия детонационных волн с запыленным пространством обусловлено резким торможением газового по-

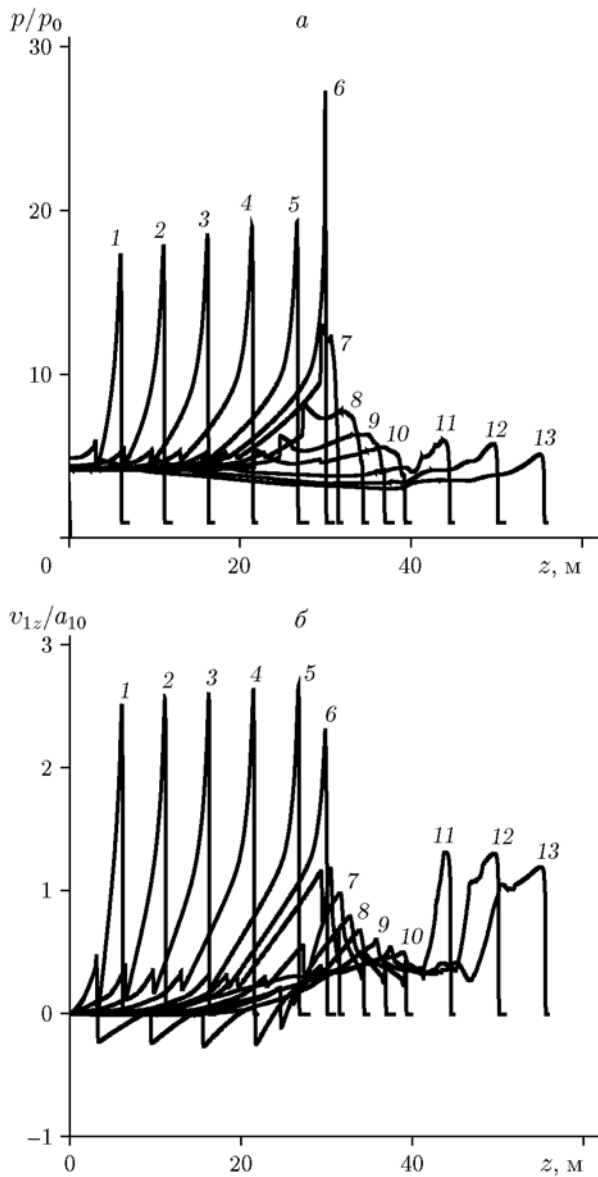


Рис. 5. Профили давления (а) и массовой скорости (б) газовой смеси при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно убывающей концентрацией инертных частиц на оси симметрии в различные моменты времени:

1–13 — $t = 4.7, 9.43, 14.1, 18.8, 23.6, 26.5, 28.3, 33.0, 37.7, 42.4, 51.9, 61.4, 70.8$ мс соответственно; $m_{20} = 0.5, d_2 = 30$ мкм, $d_3 = 30$ мкм, $l_s = 10$ м, $A = 0.2$

тока плотными слоями взвеси частиц. После прохождения детонационных волн через слой с линейно убывающей концентрацией инертных частиц детонация полностью прекращается.

На рис. 6 представлены расчетные профили давления и массовой скорости газовой смеси

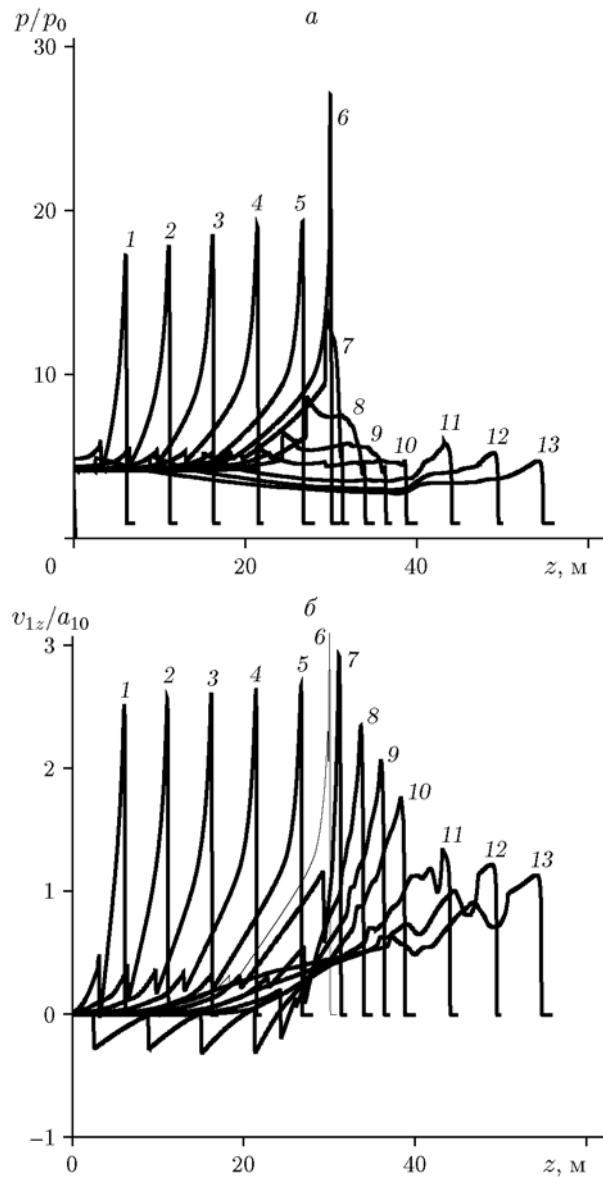


Рис. 6. Профили давления (а) и массовой скорости (б) газовой смеси при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно убывающей концентрацией инертных частиц вблизи стенки трубопровода:

все параметры такие же, как на рис. 5

при прохождении волны гетерогенной детонации через слой с линейно убывающей концентрацией инертных частиц вблизи стенки трубопровода. Видно, что параметры вблизи стенки трубопровода примерно такие же, как на оси симметрии.

На рис. 7 представлены соответствующие рис. 5 характерные профили средней плотности инертных частиц на оси симметрии в мо-

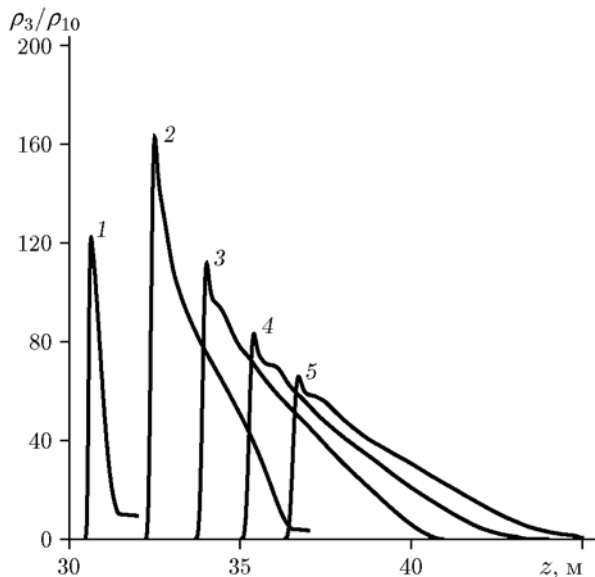


Рис. 7. Профили средней плотности инертных частиц на оси симметрии в моменты времени $t = 28.3, 37.7, 47.2, 56.7, 66.1$ мс (кривые 1–5 соответственно)

менты времени $t = 28.3, 37.7, 47.2, 56.7, 66.1$ мс. При распространении детонационных волн по газозвеси с линейно уменьшающимся массовым содержанием инертных частиц аналогично, как в случае возрастающей концентрации, формируется слой повышенной плотности на передней границе облака. Далее в движение включаются слои меньшей плотности, поэтому средняя плотность частиц постепенно уменьшается (кривые 3–5 на рис. 6).

На рис. 8 приведена интегральная расчетная зависимость минимального исходного относительного массового содержания инертных частиц диаметром $d_3 = 30$ мкм от длины слоя инертных частиц l_s . Для определения критического размера облака инертных частиц, необходимого для прерывания распространения детонационных волн, выполнена серия расчетов с линейно убывающим законом концентрации инертных частиц и с линейно возрастающим ($d_2 = 30$ мкм, $m_{20} = 0.5$). Увеличение длины слоя инертных частиц приводит к уменьшению их массового содержания, необходимого для прерывания детонационных волн.

На рис. 9 представлена интегральная расчетная зависимость минимального исходного относительного массового содержания инертных частиц диаметром $d_{30} = 3$ и 30 мкм от длины слоя инертных частиц l_s ($d_{20} = 30$ мкм,

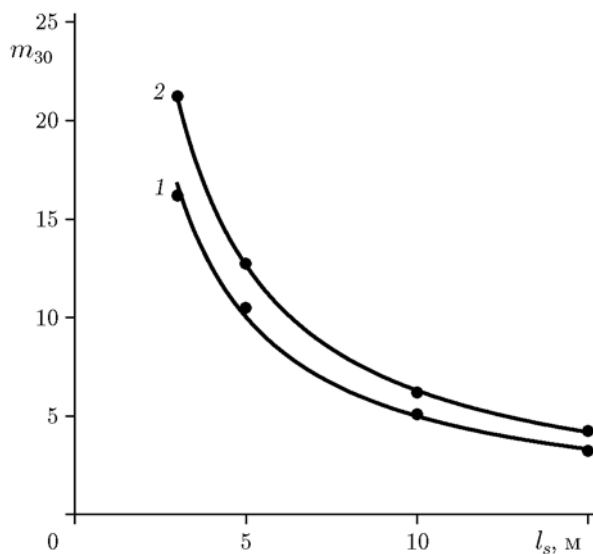


Рис. 8. Зависимость критического (минимального) относительного массового содержания инертных частиц, необходимого для подавления гетерогенной детонации, от длины слоя инертных частиц:

$d_2 = 30$ мкм, $d_3 = 30$ мкм, $m_{20} = 0.5$, $A = 0.2$, $3 \leq l_s \leq 15$ м; точки — численный эксперимент, линии — аппроксимация; кривая 1 — линейно убывающий закон концентрации инертных частиц, кривая 2 — линейно возрастающий

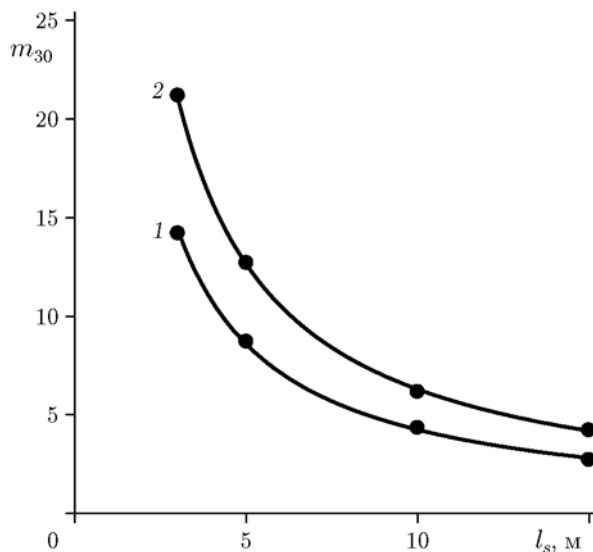


Рис. 9. Зависимость критического (минимального) относительного массового содержания инертных частиц, необходимого для подавления гетерогенной детонации, от длины слоя инертных частиц:

$d_2 = 30$ мкм, $m_{20} = 0.5$, $A = 0.2$, $3 \leq l_s \leq 15$; точки — численный эксперимент, линии — аппроксимация; кривая 1 — диаметр инертных частиц $d_3 = 3$ мкм, кривая 2 — $d_3 = 30$ мкм

$m_{20} = 0.5$). Видно, что размер инертных частиц существенно влияет на прерывание распространения детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива. Такое влияние можно объяснить исходя из анализа законов межфазного трения и контактного теплообмена фаз, согласно которым интенсивность обмена импульсами и энергиями фаз возрастает при уменьшении размера дисперсных частиц. Чем меньше радиус частиц, тем сильнее торможение газа (из-за трения) и его охлаждение (из-за теплообмена с частицами). Торможение газа приводит к повышению его давления, а межфазный теплообмен — к снижению температуры (и давления) газа. Таким образом, межфазное трение и теплообмен оказывают противоположное воздействие на давление газа.

На рис. 10 представлена интегральная расчетная зависимость минимального исходного относительного массового содержания инертных частиц m_{30} ($d_3 = 30$ мкм) от начального относительного массового содержания унитарного топлива m_{20} ($d_{20} = 30$ мкм). Видно, что исходное распределение инертных частиц

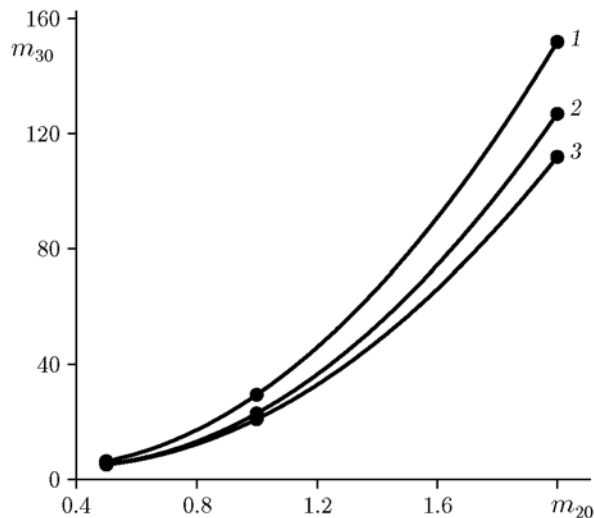


Рис. 10. Зависимости критического (минимального) относительного массового содержания инертных частиц, необходимого для подавления гетерогенной детонации, от начального относительного массового содержания унитарного топлива:

$d_2 = 30$ мкм, $d_3 = 30$ мкм, $A = 0.2$, $3 \leq l_s \leq 15$ м; точки — численный эксперимент, линии — аппроксимация; кривая 1 — линейно возрастающая, кривая 2 — однородная, кривая 3 — линейно убывающая начальная концентрация инертных частиц

в экранирующем слое влияет на процесс ослабления волны горения в газовзвеси унитарного топлива. В результате численного исследования установлено, что при фиксированной общей массе взвеси лучше ослабляет детонационные волны слой с линейно убывающей концентрацией инертных частиц, чем с линейно возрастающей и однородной. Такое поведение численных решений объясняется следующим образом. При распространении детонационных волн по экранирующему облаку газовзвеси с линейно убывающими и линейно возрастающими концентрациями частиц детонационная волна испытывает соответственно убывающее и нарастающее силовое и тепловое воздействие со стороны инертных частиц. За характерное время прохождения ударно-волновых возмущений через демпфирующие слои газовзвеси наибольшую дисперсию и диссипацию испытывают волны, распространяющиеся по газовзвеси с отрицательным градиентом начальной концентрации инертных частиц. В самом деле, дисперсия и диссипация волн обусловлены процессами межфазного взаимодействия, интенсивность которых тем выше, чем больше относительная скорость фаз и относительное массовое содержание взвеси. При распространении детонационных волн по слою газовзвеси с убывающей концентрацией частиц диссипативные процессы скоростной и температурной релаксации параметров фаз наиболее сильно проявляются в плотных зонах экранирующего облака, где относительные массовые содержания взвеси и скорости фаз за затухающими детонационными волнами сравнительно большие. В случае прохождения детонационных волн через слой газовзвеси с возрастающей концентрацией частиц диссипативные процессы межфазного взаимодействия в плотных частях экранирующего облака, расположенных ближе к стенке преграды, проявляются в меньшей степени. Это связано с тем, что детонационная волна, доходящая до плотных слоев экранирующей газовзвеси, заметно затухает и за ней относительные скорости газа и частиц оказываются сравнительно невелики.

ВЫВОДЫ

— Прохождение детонационной волны через слой неоднородных инертных частиц приводит к полному прекращению или продолжению детонации.

– Увеличение длины слоя инертных частиц приводит к уменьшению их массового содержания, необходимого для прерывания детонационных волн.

– При фиксированной общей массе взвеси детонационные волны лучше ослабляются слоем с линейно убывающей концентрацией инертных частиц, чем с линейно возрастающей и однородной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В., Тропин Д. А., Бедарев И. А. Математическое моделирование подавления детонации водородокислородной смеси инертными частицами // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 103–115.
2. Федоров А. В., Тропин Д. А. Определение критического размера облака частиц, необходимого для подавления газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 100–108.
3. Fomin P. A., Chen J.-R. Effect of chemically inert particles on thermodynamic characteristics and detonation of a combustible gas // Combust. Sci. Technol. — 2009. — V. 181, N 8. — P. 1038–1064. — DOI: 10.1080/00102200902908535.
4. Papalexandris M. V. Numerical simulation of detonations in mixtures of gases and solid particles // J. Fluid Mech. — 2004. — V. 507. — P. 95–142. — DOI: 10.1017/S0022112004008894.
5. Chen Z., Fan B., Jiang X. Suppression effects of powder suppressants on the explosions of oxyhydrogen gas // J. Loss Prev. Process Ind. — 2006. — V. 19, N 6. — P. 648–655. — DOI: 10.1016/j.jlp.2006.03.006.
6. Dong G., Fan B., Xie B., Ye J. Experimental investigation and numerical validation of explosion suppression by inert particles in large-scale duct // Proc. Combust. Inst. — 2005. — V. 30, N 2. — P. 2361–2368. — DOI: 10.1016/j.proci.2004.07.046.
7. Gottiparthi K. C., Menon S. A study of interaction of clouds of inert particles with detonation in gases // Combust. Sci. Technol. — 2012. — V. 184, N 3. — P. 406–433. — DOI: 10.1080/00102202.2011.641627.
8. Liu Y., Liu X., Li X. Numerical investigation of hydrogen detonation suppression with inert particle in pipelines // Int. J. Hydrogen Energy. — 2016. — V. 41, N 46. — P. 21548–21563. — DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.09.170.
9. Shafiee H., Djavarehshkian M. H. CFD simulation of particles effects on characteristics of detonation // Int. J. Comput. Theory Eng. — 2014. — V. 6, N 6. — P. 466–471. — DOI: 10.7763/IJCTE.2014.V6.911.
10. Tropin D. A., Fedorov A. V. Physical and mathematical modeling of interaction of detonation waves in mixtures of hydrogen, methane, silane, and oxidizer with clouds of inert micro- and nanoparticles // Combust. Sci. Technol. — 2019. — V. 191, N 2. — P. 275–283. — DOI: 10.1080/00102202.2018.1459584.
11. Tropin D. A., Fedorov A. V. Mathematical modeling of detonation wave suppression by cloud of chemically inert solid particles // Combust. Sci. Technol. — 2014. — V. 186, N 10-11. — P. 1690–1698. — DOI: 10.1080/00102202.2014.935637.
12. Кутушев А. Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. — СПб: Недра, 2003.
13. Кутушев А. Г., Пичугин О. Н. Численное исследование процесса прерывания распространения ДВ в газовзвесах унитарного топлива слоем инертных частиц // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 2. — С. 90–98.
14. Кутушев А. Г., Пичугин О. Н. О влиянии пространственной неоднородности распределения частиц в экранирующем слое на подавление детонационной волны в аэровзвеси унитарного топлива // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 4. — С. 107–109.
15. Хужаеров Б. Х., Кутушев А. Г., Бурнашев В. Ф., Назаров У. А. Численное моделирование процесса прерывания распространения детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива слоем инертных частиц // Проблемы механики. — 2010. — № 1. — С. 31–35.
16. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987.
17. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 25.06.2020.

После доработки 26.03.2021.

Принята к публикации 21.04.2021.