

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ И ПОДАВЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗАХ

П. А. Фомин^{1,2}, Дж.-Р. Чен²

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
pavel_fomin@mail.ru

²Первый национальный Каошионгский университет науки и технологии, Каошионг 824, Тайвань
jrc@ccms.nkfust.edu.tw

Предложен алгоритм расчета параметров стационарной одномерной детонационной волны в смесях газа с химически инертными частицами и оценки размера детонационной ячейки в таких смесях. Результаты расчета параметров детонации и размера ячейки в стехиометрических водородокислородных смесях с частицами W, Al₂O₃ и SiO₂ использованы для анализа способа подавления многофронтной газовой детонации инъекцией химически инертных частиц перед передним фронтом волны. Для оценки предела гетерогенной детонации в рассматриваемых смесях привлечено соотношение между диаметром канала и размером детонационной ячейки. Рассчитаны минимальная масса частиц и характерный размер облака, необходимые для подавления детонации. Впервые проанализировано влияние термодинамических параметров частиц на процесс подавления детонации. Наиболее эффективны частицы, имеющие высокую теплоемкость и (при наличии плавления) большую теплоту фазового перехода.

Ключевые слова: газ — частицы, ячейка, подавление газовой детонации.

ВВЕДЕНИЕ

Добавка химически инертных частиц является эффективным способом контроля и управления процессами горения и детонации газовых смесей. Например, такой способ можно применять для изменения длины зоны реакции и скорости детонационной волны [1]. Установлено также, что присутствие в газе химически инертных частиц способно препятствовать распространению детонации [2–4].

Хорошо известно, что детонационная волна в газе, распространяющаяся вдали от пределов, имеет ячеистую структуру. Размер детонационной ячейки успешно используется в оценках таких важных характеристик газовой детонации, как пределы, критическая энергия прямого инициирования и условия выхода детонации из узкого канала в объем [5–8].

Следует полагать, что поперечные волны играют важную роль и в детонации смесей взрывчатого газа с химически инертными частицами. При этом разумно предположить,

что размер ячейки, по аналогии с газовой детонацией, может использоваться для оценки многих характеристик детонационного процесса, включая пределы распространения волны. Поскольку в литературе отсутствуют экспериментальные данные о размере детонационной ячейки в таких смесях, становится крайне важным проведение соответствующих теоретических оценок. К сожалению, детонационные волны в смесях взрывчатого газа с химически инертными частицами оказались вне интенсивного теоретического моделирования. Таким образом, теоретическое исследование параметров детонационной волны и оценка размера детонационной ячейки в таких смесях до сих пор представляют научный и практический интерес.

Отметим принципиальное отличие между подавлением волн дефлаграции и детонации инъекцией химически инертных частиц (см., например, [7]). В первом случае частицы могут быть инжектированы позади переднего фронта дефлаграционной волны. Это связано с тем, что скорость газа относительно фронта волны является дозвуковой, в связи с чем инъекция частиц влияет на скорость распространения зоны реакции. В случае подавления детонации частицы должны быть распылены перед фронтом волны или, что практически не реа-

Работа выполнена в рамках совместного российско-тайваньского исследовательского проекта (код проекта NSC 97-2923-E-327-001-MY3).

Chen Jeng-Renn.
National Kaohsiung First University of Science and Technology, Yanchau, Kaohsiung 824, Taiwan.

лизуемо, между передним ударным фронтом и плоскостью Чепмена — Жуге (ЧЖ).

Один из известных способов получения распыла частиц, используемого при подавлении дефлаграции, состоит в предварительном нанесении слоя частиц на стенку канала. Пылевое облако в этом случае является результатом уноса частиц газовым потоком. Но такой способ бесполезен для подавления детонации: в этом случае время подъема частиц и их перемешивания с газом существенно больше времени движения смеси между передним ударным фронтом и поверхностью ЧЖ [9–11].

Поскольку скорость распространения газовой детонации составляет несколько километров в секунду, при подавлении детонации в промышленных устройствах и трубопроводах существует проблема быстрой инъекции частиц в газ для создания пылевой завесы до момента прихода волны. Отметим, что в экспериментах по исследованию подавления детонационной волны инъекция и перемешивание частиц с газом осуществляются перед моментом инициирования (см., например, [4, 12]). В результате необходимость в быстром распылении частиц не возникает. С другой стороны, подобные методы создания пылевых завес не полностью моделируют формирование облака частиц при подавлении реальных взрывов соответствующими техническими устройствами.

Большинство промышленных систем для подавления взрыва инъекцией частиц используется для гашения дефлаграции впрыском порошкового ингибитора [7, 10, 13–18]. В принципе аналогичные системы могут применяться и для подавления газовой детонации. Естественно, с учетом того, что частицы должны быть инжесктированы перед передним ударным фронтом волны. При этом следует подчеркнуть, что метод гашения газовой детонации инъекцией химически инертных частиц не нашел пока широкого применения ввиду недостатка соответствующих экспериментальных и теоретических знаний. Отметим несколько способов получения пылевых завес в трубах, реализованных в экспериментах по гашению детонации. В [4] струя газа направлялась на поверхность пылевого слоя, предварительно нанесенного на стенку трубы. В работе [12] газовый поток из сосуда высокого давления инжесктировался в трубу через камеру, содержащую твердые частицы. В [19] слой пыли предварительно наносился на нижнюю стенку трубы, после

чего выдувался в объем потоком сжатого газа через капилляры, подведенные к стенке трубы снизу.

В работах [2, 3] выполнено исследование подавления детонации при варьировании количества частиц и их удельной поверхности. Влияние инертных частиц на скорость детонационной волны и пределы детонации изучалось в работах [20, 21]. В [4, 22] было рассмотрено влияние объемной плотности пылевого облака и размера частиц на процесс гашения детонации. Влияние плотности материала частиц на подавление детонации исследовалось в [4].

Согласно экспериментам, представленным в литературе, эффективность подавления волны химически инертными частицами повышается при увеличении концентрации конденсированной фазы, уменьшении размера и плотности частиц. Влияние термодинамических свойств частиц (теплоемкости, температуры и теплоты плавления) и начальных параметров смеси на процесс подавления детонации не исследовалось. Минимальная суммарная масса и пространственная протяженность облака частиц, вызывающего гашение волны, систематически не измерялись.

Теория распространения и подавления детонационной волны в газах с химически инертными частицами далека от своего завершения. В [23, 24] изучалась зависимость скорости детонации от концентрации частиц. Влияние концентрации и размера частиц на параметры и подавление волны исследовалось в [1, 4, 22, 25–29]. Влияние плотности материала частиц на параметры и гашение волны было рассчитано в [4]. Теоретическое моделирование было в основном одномерным. В [26, 28, 29] проведено двумерное моделирование детонации в смесях газа с частицами. Согласно результатам теоретических исследований увеличение концентрации конденсированной фазы, уменьшение размера частиц и плотности их материала увеличивают эффективность подавления волны химически инертными частицами. Эти результаты коррелируют с имеющимися экспериментальными данными. Влияние термодинамических параметров конденсированной фазы и начальных параметров смеси на распространение и гашение волны в теоретических расчетах не рассматривалось. Минимальная суммарная масса конденсированной фазы и пространственная протяженность облака частиц, вызывающего гашение волны, не вычислялись.

Для расчета минимальной суммарной массы и пространственного размера облака инертных частиц, необходимых для успешного подавления детонации, требуется определить критерий гашения волны. Традиционное объяснение механизма подавления детонационной волны твердыми или жидкими частицами состоит в следующем [1]. Инжекция частиц ведет к уменьшению скорости волны, давления и температуры за ударным фронтом и к соответствующему увеличению зоны реакции. Потери энергии волны на стенках трубы внутри зоны реакции увеличиваются, и самоподдерживающееся распространение волны становится невозможным, если концентрация частиц превышает некоторое критическое значение. При этом не определен минимальный уровень потерь энергии, необходимый для подавления волны. В работе [30] рассмотрено распространение детонационной волны в смеси воздуха с частицами монотоплива и химически инертными частицами. Выдвинут следующий критерий подавления детонации: энергия детонационной волны вместе со скрытой теплотой горения не должна превышать величину максимального поглощения тепла суммарной массой частиц. В статьях [28, 29] рассмотрена зависимость скорости волны от объемной концентрации частиц. Было предложено считать, что область слабого уменьшения скорости волны соответствует гашению волны. При этом вопрос о количественном критерии определения критической концентрации частиц оставлен открытым. Подчеркнем, что все вышеперечисленные критерии подавления детонации игнорируют ячеистую структуру волны.

Таким образом, в рамках имеющихся теоретических моделей остаются нерешенными следующие вопросы: какой критерий следует выбрать для оценки предела распространения волны? какую минимальную суммарную массу и продольный размер должно иметь облако частиц перед фронтом волны для успешного гашения детонации? каково влияние термодинамических параметров материала частиц на эффективность подавления волны (т. е. какой сорт частиц предпочтительнее)? Для решения этих проблем представляется физически обоснованным принять во внимание ячеистую структуру волны и рассмотреть соотношение между размером ячейки и внутренним диаметром трубы. Если массовая доля частиц достаточно велика, ячейка становится больше

некоторой критической величины (зависящей от диаметра трубы) и распространение волны невозможно. Такой подход аналогичен подходу, широко и успешно применяемому при оценках пределов газовой детонации (см., например, [5–8]). Именно он и реализован в настоящей работе.

ПАРАМЕТРЫ И РАЗМЕР ЯЧЕЙКИ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В СМЕСЯХ ГАЗА С ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Для расчета детонационных процессов в рассматриваемой двухфазной смеси примем следующие предположения. Газ является идеальным. Конденсированная фаза несжимаема. Частицы находятся в механическом и тепловом равновесии с газом (скорость и температура газа и частиц равны). Парциальное давление, суммарный объем частиц и давление насыщенных паров конденсированной фазы пренебрежимо малы. В случае, если указанные предположения неверны, результаты расчетов параметров детонационной волны могут рассматриваться только как качественные.

Предположения о тепловом и механическом равновесии между фазами справедливы для частиц с относительно малыми размерами, когда характерные времена тепловой и механической релаксации между фазами существенно меньше, чем характерные времена изменения параметров двухфазного потока. Например, как было показано в [1], для частиц размеров, меньших $1 \div 10$ мкм, тепловое и механическое равновесие с газом наступает уже внутри зоны реакции детонационной волны. Предположение о малости суммарного объема конденсированной фазы остается справедливым даже для таких гетерогенных систем, в которых массовая доля конденсированной фазы достигает несколько десятков процентов [1, 31].

В соответствии с предположениями, изложенными выше, имеем:

$$\rho_* = \rho + \rho_c, \quad \rho = (1 - \alpha)\rho_*, \quad (1)$$

$$\rho_c = \alpha\rho_*, \quad \rho_c = \alpha\rho/(1 - \alpha);$$

$$U^* = (1 - \alpha)U + \alpha U_c, \quad (2)$$

где ρ — плотность газа, ρ_* — плотность смеси газа с частицами, ρ_c — объемная плотность конденсированной фазы, α — массовая доля

конденсированной фазы в смеси, U , U_c — удельная внутренняя энергия газа и конденсированной фазы, U_* — внутренняя энергия смеси.

Удельную внутреннюю энергию и молярную массу газа μ в состоянии химического равновесия будем рассчитывать по модели, представленной в [32, 33]:

$$U(T, \mu) = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\Theta/T}{\exp(\Theta/T) - 1} \right] \frac{RT}{\mu} + E \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\rho}{\mu} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{\max}} \right)^2 \frac{\exp(E/RT)}{\mu/\mu_{\min} - 1} = \frac{AT^{3/4}}{4K_+} \left[1 - \exp \left(- \frac{\Theta}{T} \right) \right]^{3/2}. \quad (4)$$

Здесь μ_a , μ_{\min} , μ_{\max} — молярные массы газа в атомарном, предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях, Θ — эффективная температура возбуждения колебательных степеней свободы молекул, T — температура газа, R — универсальная газовая постоянная, A , K_+ — константы скоростей диссоциации и рекомбинации обобщенных продуктов реакции, E — средняя энергия диссоциации продуктов реакции. Данная модель обладает высокой точностью и, как показано в работе [32], согласована со вторым началом термодинамики. Она успешно использовалась во многих научных и инженерных расчетах процессов горения и детонации (см., например, [34, 35]).

Из уравнения состояния газа и уравнений (1)–(4) легко получить следующие формулы для расчета скорости звука a_* и показателя адиабаты (изоэнтропы) γ_* рассматриваемой двухфазной смеси в состоянии химического равновесия (см. [36]):

$$a_*^2 = \gamma_* \frac{p}{\rho_*}, \quad \gamma_* = 1 - \frac{\rho}{\mu} \mu_\rho - \frac{\rho}{T} \left(1 - \frac{T}{\mu} \mu_T \right) \times \frac{(1 - \alpha)(U_\mu \mu_\rho - RT/\rho\mu)}{(1 - \alpha)(U_T + U_\mu \mu_T) + \alpha U_{T,c}}, \quad (5)$$

где p — давление газа, $U_{T,c}$ — теплоемкость конденсированной фазы. Производные

U_μ , U_T , μ_ρ , μ_T являются явными алгебраическими функциями температуры и плотности газа. Они могут быть легко получены из уравнения состояния и уравнений (3), (4) и приведены в [32, 36]. Отметим, что если $\alpha = 0$, формула (5) трансформируется в соответствующую формулу для газа в состоянии химического равновесия [33]. Как отмечено в [36], эта формула позволяет рассчитывать параметры двухфазной смеси с ошибкой, не превышающей несколько процентов, если принятые выше предположения соответствуют реальности.

Для расчета параметров стационарной одномерной детонационной волны в смеси газа с химически инертными частицами используются следующие общепринятые предположения. Структура волны соответствует модели Зельдовича — фон Неймана — Дёринга. В плоскости ЧЖ газ находится в состоянии химического равновесия. Потери на трение и теплоотвод в стенки трубы не учитываются. Это связано с тем, что в модель Васильева — Николаева для расчета размера детонационной ячейки [8, 37–39], которая используется ниже, входят параметры волны без потерь на стенках.

Систему алгебраических уравнений для расчета параметров волны можно записать в виде:

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_d, \quad (6)$$

$$p_1 + \frac{1}{1 - \alpha} \rho_1 u_1^2 = p_0 + \frac{1}{1 - \alpha} \rho_0 u_d^2, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 \left(U(T_1, \mu_1) + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} \right) + \\ + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \rho_1 u_1 \left(H_c(T_1) + \frac{u_1^2}{2} \right) = \\ = \rho_0 u_d \left(U_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \right) + \\ + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \rho_0 u_d \left(H_c(T_0) + \frac{u_0^2}{2} \right), \quad (8) \end{aligned}$$

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{RT_1}{\mu_1}, \quad (9)$$

$$\frac{\rho_1}{\mu_1} \left(1 - \frac{\mu_1}{\mu_{\max}} \right)^2 \exp \left(\frac{E}{RT_1} \right) / \left(\frac{\mu_1}{\mu_{\min}} - 1 \right) =$$

$$= \frac{AT_1^{3/4}}{4K_+} \left(1 - \exp \left(- \frac{\Theta}{T_1} \right) \right)^{3/2}, \quad (10)$$

$$u_1 = (1 - \alpha) \gamma_*(T_1, \mu_1, \alpha) \frac{p_1}{\rho_1}. \quad (11)$$

Здесь u — скорость газа, u_d — скорость детонации, индекс 1 соответствует параметрам волны в плоскости ЧЖ, $H_c(T_0)$ и $H_c(T_1)$ — энтальпии конденсированной фазы при $T = T_0$ и $T = T_1$ соответственно. Уравнения (6)–(8) являются законами сохранения массы, импульса и энергии, записанными в системе координат, связанной с фронтом волны. Формула (9) представляет собой уравнение состояния идеального газа. Формула (10) описывает состояние химического равновесия. Уравнение (11) выражает условие ЧЖ. Величины $U(T_1, \mu_1)$ и $\gamma(T_1, \mu_1, \alpha)$ можно рассчитать по формулам (3), (5) при $T = T_1$, $\mu = \mu_1$. Отметим, что зависимость $H_c(T)$ учитывает теплоемкость частицы, а при наличии плавления — и теплоту фазового перехода конденсированной фазы. Начальная удельная внутренняя энергия рассчитывается по формуле $U_0 = \sum_i m_{i_0} U_i(T_0)$,

где m_{i_0} и $U_i(T_0)$ — массовая доля и внутренняя энергия реагирующего компонента при $T = T_0$. Для широкого диапазона смесей значения $U_i(T_0)$ можно взять из справочников [40–42]. Более того, для водородовоздушных смесей величину U_0 можно рассчитать по формуле (3) при $T = T_0$, $\mu = \mu_0$ [32].

Отметим, что при $\alpha = 0$ система (6)–(11) переходит в систему уравнений, которая успешно использовалась ранее в [43, 44] для расчета параметров детонационных волн в газовых смесях.

Уравнения (6)–(11) совместно с (3), (5) и формулами для расчета $H_c(T_0)$, $H_c(T_1)$ и U_0 представляют собой замкнутую систему алгебраических уравнений для нахождения ρ_1 , u_1 , p_1 , T_1 , μ_1 , u_d .

Параметры течения позади переднего ударного фронта детонационной волны (пик фон Неймана) могут быть рассчитаны по следующей системе алгебраических уравнений:

$$\rho_{sw} u_{sw} = \rho_0 u_d, \quad (12)$$

$$p_{sw} + \frac{1}{1 - \alpha} \rho_{sw} u_{sw}^2 = p_0 + \frac{1}{1 - \alpha} \rho_0 u_d^2, \quad (13)$$

$$\rho_{sw} u_{sw} \left(U_{sw} + \frac{p_{sw}}{\rho_{sw}} + \frac{u_{sw}^2}{2} \right) +$$

$$+ \frac{\alpha}{1 - \alpha} \rho_{sw} u_{sw} \left(H_c(T_{sw}) + \frac{u_{sw}^2}{2} \right) =$$

$$= \rho_0 u_d \left(U_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{u_d^2}{2} \right) +$$

$$+ \frac{\alpha}{1 - \alpha} \rho_0 u_d \left(H_c(T_0) + \frac{u_d^2}{2} \right), \quad (14)$$

$$\frac{p_{sw}}{\rho_{sw}} = \frac{RT_{sw}}{\mu_{sw}}, \quad (15)$$

$$\mu_{sw} = \mu_0. \quad (16)$$

Индексом sw обозначены параметры позади переднего ударного фронта волны. Уравнения (12)–(14) являются законами сохранения массы, импульса и энергии, записанными в системе координат, связанной с фронтом волны. Формула (15) представляет собой уравнение состояния идеального газа. Уравнение (16) учитывает отсутствие химической реакции за передним ударным фронтом волны. Внутренняя энергия газовой фазы рассчитывается по формуле $U_{sw} = \sum_i m_{i_0} U_i(T_{sw})$, где $U_i(T_{sw})$ — внутренняя энергия реагирующего компонента при $T = T_{sw}$. Для широкого диапазона смесей значения $U_i(T_{sw})$ можно взять из справочников [40–42]. Кроме того, для водородовоздушной смеси величина U_{sw} может быть вычислена по формуле (3) при $T = T_{sw}$, $\mu = \mu_{sw}$ [32]. Величину $\gamma_{sw}(T_{sw}, \mu_{sw}, \alpha)$ рассчитывали по формуле (5) при $T = T_{sw}$ и $\mu = \mu_{sw} = \text{const}$. Уравнения (12)–(16) совместно с формулами для расчета энтальпий конденсированной фазы и внутренней энергии газа представляют собой замкнутую систему алгебраических уравнений для нахождения ρ_{sw} , u_{sw} , p_{sw} , T_{sw} , μ_{sw} .

Результаты расчетов скорости детонации и параметров потока в плоскости ЧЖ представлены на рис. 1. Параметры потока за передним ударным фронтом волны показаны на рис. 2, $a-d$. Расчеты проведены для стехиометрической водородокислородной смеси с частицами W, Al_2O_3 и SiO_2 . Энтальпия конденсированной фазы определялась по справочникам [41, 42, 45, 46]. Системы алгебраических уравнений (6)–(11) и (12)–(16) решались численно методом Ньютона. Расчеты выполнены до значений α , при которых температура позади переднего ударного фронта волны становится меньше 850 К.

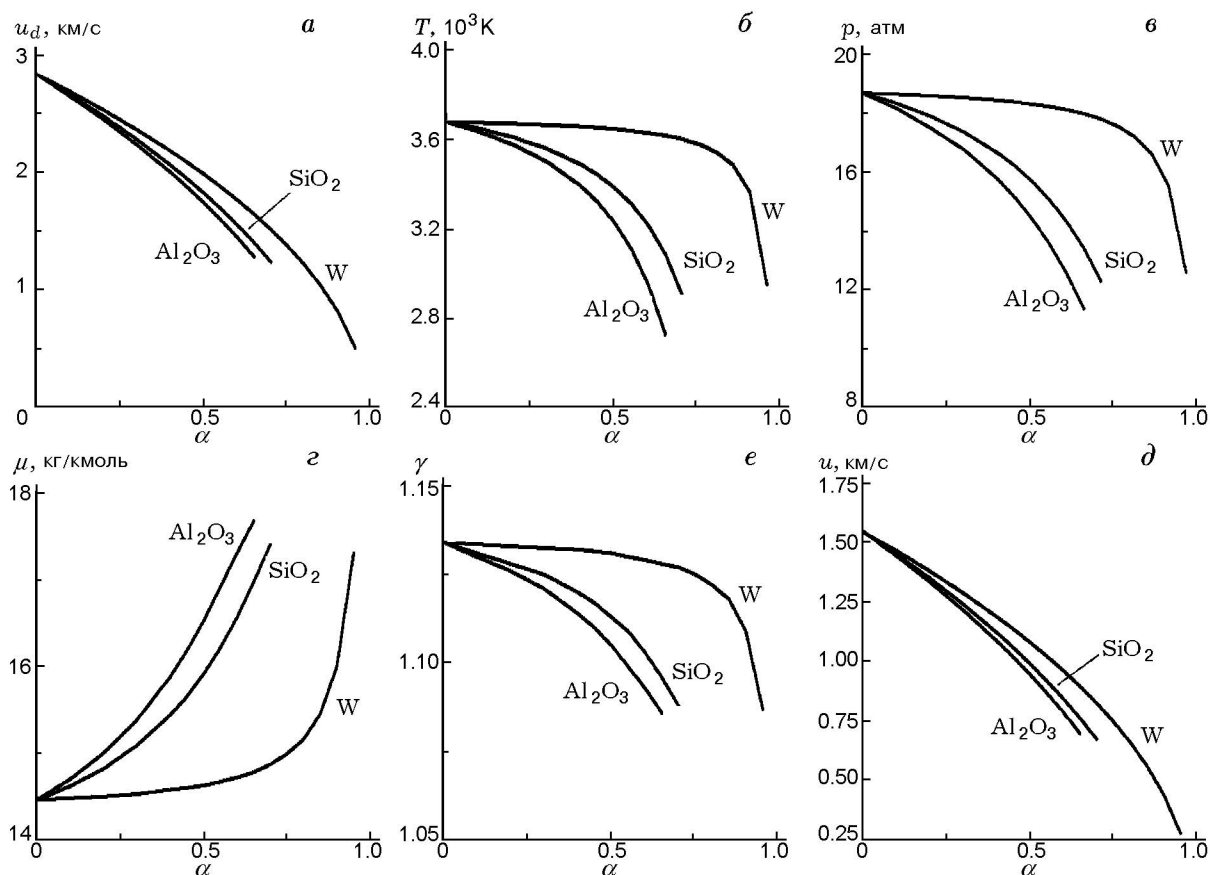


Рис. 1. Скорость детонации и параметры Чепмена — Жуге в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 +$ твердые частицы (Al_2O_3 , SiO_2 , W):

$p_0 = 1$ атм, $T_0 = 273$ К; *a* — скорость детонации, *b–e* — температура, давление, молярная масса газа, показатель адиабаты и скорость смеси соответственно

Поскольку в рамках настоящей работы давлением насыщенных паров конденсированной фазы пренебрегается, расчет параметров волны ЧЖ для смеси газа с частицами SiO_2 является лишь качественным: давление насыщенных паров SiO_2 при температурах, соответствующих плоскости ЧЖ (рис. 1, *b*), достаточно велико (например, равно 1 атм уже при $T = 2500$ К). Расчет параметров детонации в смесях с частицами Al_2O_3 является качественным при $\alpha < 0.5$. При таких концентрациях частиц давлением насыщенных паров по сравнению с давлением смеси пренебрегать нельзя (температура смеси в плоскости ЧЖ при $\alpha = 0.5$ становится выше 3250 К (см. рис. 1, *b*), при этом давление насыщенных паров Al_2O_3 становится равным 1 атм и сравнимо по порядку величины с общим давлением смеси 14.4 атм (рис. 1, *c*)). Следует отметить, что для широкого диапазона смесей тяжелых углеводородов с

воздухом температура газа даже в отсутствие частиц меньше 3000 К и давлением насыщенных паров Al_2O_3 в таких смесях можно пренебречь даже при малых концентрациях конденсированной фазы [47]. Аналогичное замечание можно сделать и относительно давления насыщенных паров SiO_2 в далеких от стехиометрии газовых смесях [48]. Отметим, что при малых значениях α температура смеси превышает температуру плавления вольфрама (см. рис. 1, *b*), а предположение о его абсолютной химической инертности не выполняется.

Согласно модели [8, 37–39] продольный размер ячейки газовой детонации b_p зависит от скорости волны и параметров газа (давления и температуры) за передним ударным фронтом:

$$b_p \approx G \frac{u_d}{\rho_{sw}} \frac{E_a}{RT_{sw}} \exp \frac{E}{RT_{sw}},$$

где E_a — энергия активации в формуле Аррениуса для расчета периода индукции химиче-

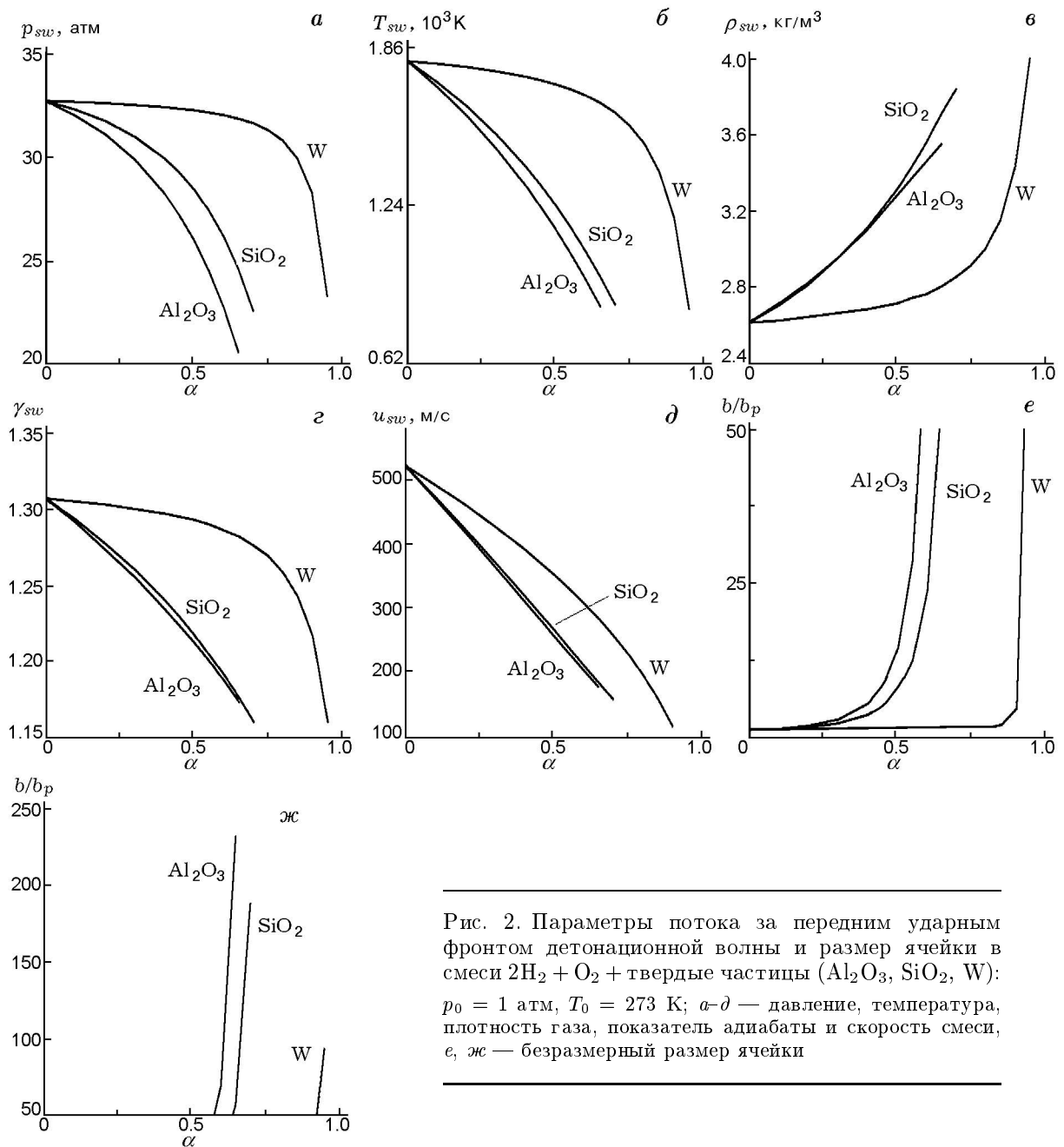


Рис. 2. Параметры потока за передним ударным фронтом детонационной волны и размер ячейки в смеси $2H_2 + O_2$ + твердые частицы (Al_2O_3 , SiO_2 , W): $p_0 = 1$ атм, $T_0 = 273$ К; *a-d* — давление, температура, плотность газа, показатель адиабаты и скорость смеси, *e, ж* — безразмерный размер ячейки

ской реакции, коэффициент G зависит главным образом от физико-химических параметров начальной смеси и в последующих оценках полагается постоянным. Примем во внимание, что в рамках настоящей работы маленькие химически инертные частицы находятся в механическом и тепловом равновесии с газом и давление насыщенных паров конденсированной фазы пренебрежимо мало. Это дает основание пред-

полагать, что размер ячейки детонации в смеси газа с частицами имеет ту же зависимость от параметров детонационной волны, что и размер ячейки в газовых смесях. В таком случае формула для расчета размера ячейки газовой детонации, представленная выше, полагается справедливой и для рассматриваемых смесей газа с частицами. Из нее получаем, что

$$\frac{b}{b_p} = \frac{u_d}{u_{d_p}} \frac{\rho_{sw}}{\rho_{sw_p}} \frac{T_{sw}}{T_{sw_p}} \exp \left[E_a \left(\frac{1}{T_{sw}} - \frac{1}{T_{sw_p}} \right) \right],$$

где b — продольный размер ячейки в смеси газа с частицами. В этой формуле параметрам волны в газе без частиц соответствует индекс p . Результаты расчетов величины b/b_p представлены на рис. 2, *е, ж*. В расчетах использованы соответствующие параметры смеси из рис. 1 и 2, *а-д* и $E_a = 9.1 \cdot 10^3$ К [49].

Для лучшего понимания влияния конденсированной фазы на параметры детонации полезно отметить следующее. Молярная масса газа растет, если массовая доля частиц увеличивается (см. рис. 1, *з*). Тепловой эффект химической реакции на единицу массы газа, отнесенный к 0 К (разница потенциальных химических энергий в начальном и текущем состояниях) равна $E(1/\mu_0 - 1/\mu)$ [32]. Таким образом, если массовая доля частиц в смеси возрастает, увеличение потерь энергии на нагрев и ускорение частиц частично компенсируется повышением теплового эффекта химической реакции на единицу массы газа. Такой сдвиг химического равновесия находится в полном соответствии с принципом Ле-Шателье. Увеличение теплового эффекта химической реакции происходит до полной рекомбинации газа. Молярная масса газа при этом достигает максимально возможного значения μ_{\max} , тепловой эффект химической реакции на единицу массы газа также максимален и равен $E(1/\mu_0 - 1/\mu_{\max})$. Для стехиометрической водородокислородной смеси $\mu_{\max} = 18$ кг/кмоль [32]. Если массовая доля конденсированной фазы достаточно велика (значение $\mu_{\max} - \mu$ достаточно мало), демпфирующий эффект сдвига химического равновесия не окажет существенного влияния на параметры волны. Поэтому дальнейшее увеличение α ведет к резкому уменьшению скорости детонации (см. рис. 1, *а*), давления и температуры в плоскости ЧЖ и в зоне индукции (см. рис. 1, *б, в* и 2, *а, б*) и к резкому увеличению размера ячейки (см. рис. 2, *е, ж*). Например, для частиц Al_2O_3 изменение величины α от 0 до 0.1 ($\mu_{\max} - \mu = 3.54 \div 3.3$ кг/кмоль) дает увеличение размера ячейки в 1.3 раза. В то же время увеличение α от 0.55 до 0.6 ($\mu_{\max} - \mu = 1.1 \div 0.7$ кг/кмоль) увеличивает размер ячейки в 2.4 раза (см. рис. 1, *з* и 2, *е, ж*).

АНАЛИЗ МЕТОДА ПОДАВЛЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ ВПРЫСКОМ ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫХ МИКРОЧАСТИЦ

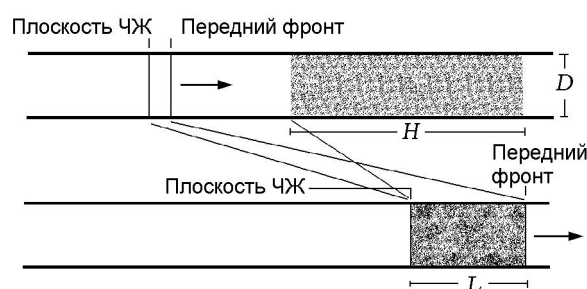


Рис. 3. Схема подавления детонационной волны инжекцией химически инертных частиц

Для оценки суммарной массы микрочастиц M , которые должны быть инжектированы внутрь трубы для подавления многофронтной детонации, рассмотрим следующий сценарий (рис. 3). Детонационная волна распространяется в незапыленном газе в трубе с внутренним диаметром D . Химически инертные микрочастицы одинакового размера инжектируются перед фронтом волны и образуют облако. Частицы распределены в пространстве равномерно и заполняют все сечение трубы. Первоначальный продольный размер облака H таков, что во время прохождения детонационной волны облако заполняет все пространство между передним ударным фронтом и плоскостью ЧЖ. Эффекты отражения детонационной волны от кластера частиц и переходные процессы не учитываются. Масса инжектированных частиц достаточно велика, чтобы увеличить размер ячейки детонационной волны до некоторого критического значения, при котором многофронтный режим распространения волны невозможен.

Будем использовать следующее критическое условие распространения многофронтной детонационной волны [5]:

$$a = \pi D, \quad (17)$$

где a — ширина детонационной ячейки. Пусть L — расстояние между передним ударным фронтом детонационной волны и плоскостью ЧЖ. Согласно [40, 50] оно существенно меньше размера ячейки. Согласно же более распространенной точке зрения расстояние L равно суммарной ширине нескольких ячеек (см., например, [7]). В настоящих оценках принимаем $L = a$. Использование иного, чем $L = a$, условия не меняет предлагаемый нами алгоритм расчета параметров облака частиц, подавляющего детонацию. Изменяются лишь размеры об-

лака и суммарная масса частиц. Суммарный объем между передним ударным фронтом и плоскостью ЧЖ равен $V = \pi D^2 L / 4$. Оценим суммарную массу M конденсированной фазы между передним ударным фронтом и плоскостью ЧЖ. Согласно принятой схеме процесса (см. рис. 3) она равна суммарной массе частиц в облаке, инжектированном перед фронтом волны. Будем полагать, что объемная плотность конденсированной фазы и скорость смеси внутри всей зоны реакции равны соответствующим величинам в зоне индукции. Естественно, это лишь приближение по порядку величины. Его можно уточнить, принимая во внимание, что параметры потока за передним ударным фронтом и в плоскости ЧЖ могут быть рассчитаны в рамках настоящей работы (см. рис. 1, 2). Но такое уточнение вряд ли имеет смысл, поскольку M и H оцениваются по порядку величины. Кроме того, подобное приближение позволяет оценивать M и H сверху. Итак, согласно формуле (1) $\rho_{csw} = [\alpha / (1 - \alpha)] \rho_{sw}$. Таким образом, масса M может быть оценена следующим образом:

$$M \approx V \rho_{csw} = \pi \frac{D^2}{4} L \rho_{csw} = \frac{\pi \alpha}{\alpha - 1} \frac{D^2}{4} L \rho_{sw} = \frac{\pi \alpha}{\alpha - 1} \frac{D^2}{4} a \rho_0 \frac{u_d}{u_{sw}}. \quad (18)$$

Такая минимальная масса частиц должна быть впрыснута в газ перед передним ударным фронтом для подавления многофронтной детонационной волны. Принимая во внимание (12), облако частиц должно иметь продольный размер $H \approx L u_d / u_{sw}$.

Формула (18) может использоваться, если предварительно рассчитаны величины α и a , которые соответствуют критическим условиям распространения волны. Для этого сначала из уравнения (17) рассчитаем величину a , затем величину a/a_p , где a_p — поперечный размер ячейки в газе без частиц (полагается известным). После этого α может быть получена из данных рис. 2, *e, ж*, необходимо лишь дополнительно принять, что частицы не меняют соотношения между геометрическими размерами ячейки: $b/b_p = a/a_p$.

Потери энергии на нагрев частиц определяются соответствующим увеличением энтальпии конденсированной фазы, которое, в свою очередь, определяется интегралом от теплоемкости материала частиц по температуре

и в случае плавления включает в себя также скрытую теплоту фазового перехода. Естественно, увеличение энтальпии при нагреве тем выше, чем больше теплоемкость материала частиц, а при наличии плавления — чем выше теплота фазового перехода. Вследствие большой теплоемкости, при нагреве до одной и той же температуры увеличение энтальпии Al_2O_3 больше, чем энтальпии SiO_2 и W [41, 42, 45, 46]. В результате, как видно из рис. 1, *a–в* и 2, *a, б*, параметры детонационной волны в смесях с W и SiO_2 (т. е. скорость волны, давление и температура позади переднего ударного фронта и в плоскости ЧЖ) выше по сравнению с соответствующими параметрами смесей, содержащих частицы Al_2O_3 . Поэтому отношение b/b_p в смесях с Al_2O_3 больше, чем в смесях с SiO_2 и W (см. рис. 2, *e, ж*). Таким образом, суммарная масса частиц Al_2O_3 , которая должна быть инжектирована для подавления детонации, меньше, чем аналогичная масса частиц SiO_2 или W .

Продемонстрируем предложенный алгоритм расчета подавления детонационной волны на примере стехиометрической водородокислородной смеси, находящейся при нормальных условиях. Размер ячейки в таких смесях равен 1.5 мм [6]. Для подавления многофронтного режима распространения волны инжектируются частицы SiO_2 и Al_2O_3 . Результаты расчета величин M и H для трубы с внутренним диаметром $D = 5 \cdot 10^{-3}$ и $5 \cdot 10^{-2}$ м представлены в таблице.

Отметим, что в работе [51] сделан вывод о том, что подавление детонации вследствие потерь энергии в гасящем устройстве возникает только тогда, когда скорость переднего фронта волны и, соответственно, температура за ним уменьшаются настолько, чтобы не проис-

Результаты расчета подавления детонационной волны инжекцией частиц Al_2O_3 и SiO_2

Частицы	α	u_d , м/с	u_{sw} , м/с	M , кг	H , м
$D = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $a = 1.57 \cdot 10^{-2}$ м					
Al_2O_3	0.47	$1.8 \cdot 10^3$	$2.7 \cdot 10^2$	$9.1 \cdot 10^{-7}$	0.11
SiO_2	0.54	$1.7 \cdot 10^3$	$2.5 \cdot 10^2$	$1.2 \cdot 10^{-6}$	0.11
$D = 5 \cdot 10^{-2}$ м, $a = 1.57 \cdot 10^{-1}$ м					
Al_2O_3	0.61	$1.4 \cdot 10^3$	$1.9 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	1.18
SiO_2	0.67	$1.3 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^2$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	1.23

ходило воспламенения. Как видно из расчетов, представленных выше, такой подход неприменим для анализа гашения детонации инъекцией частиц, поскольку температура позади переднего ударного фронта волны при критической концентрации конденсированной фазы заметно выше температуры, необходимой для инициирования химической реакции.

Если частицы относительно велики, то газ и конденсированная фаза не находятся в тепловом и механическом равновесии в зоне реакции [1], а потери энергии на нагрев и ускорение частиц меньше, чем в случае мелких частиц. Поэтому и масса конденсированной фазы, необходимая для гашения волны, будет больше рассчитанной в рамках настоящей работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитаны параметры стационарной одномерной детонационной волны в смеси газа с химически инертными частицами. Термодинамические характеристики и показатель адиабаты смеси описаны по модели химического равновесия, предложенной нами ранее. Это позволило учесть изменение этих параметров при увеличении массовой доли конденсированной фазы и сдвиге химического равновесия. Рассчитаны параметры детонации в стехиометрической водородокислородной смеси с частицами W , Al_2O_3 и SiO_2 при различных массовых долях конденсированной фазы.

Предложен алгоритм оценки размера ячейки детонации в смесях газа с химически инертными частицами. Результаты расчетов параметров детонации и размера ячейки использованы для анализа метода гашения многофронтной детонационной волны инъекцией частиц перед передним ударным фронтом. Рассчитана минимальная масса частиц и характерный размер облака, которые требуются для успешного гашения детонации.

Подавление детонационной волны более эффективно в случае частиц с высокой теплоемкостью, а при наличии плавления — с большей теплотой фазового перехода. Среди рассмотренных в работе частиц наиболее эффективными оказались частицы Al_2O_3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Влияние твердых инертных частиц на детонацию горючей газовой смеси // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 6. — С. 909–914.
2. Bouchet R., Laffitte P. L'extinction des ondes par les substances pulvérisées // C. r. Akad. sci. — 1958. — V. 246. — P. 1858–1861.
3. Laffitte P., Bouchet R. Suppression of explosion waves in gaseous mixtures by means of fine powders // 7th Symp. (Intern.) on Combustion. — Butterworth, London, 1959. — P. 504.
4. Chen Z., Fan B., Jiang X. Suppression effects of powder suppressant on the explosions of oxy hydrogen gas // J. Loss Prevention in the Process Industries. — 2006. — V. 19. — P. 648–655.
5. Николаев Ю. А., Васильев А. А., Ульяницкий В. Ю. Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 4. — С. 22–54.
6. Strehlow R. A. Combustion Fundamentals. — New York: McGraw-Hill Book Company, 1985.
7. Nettleton M. Gaseous Detonations: Their Nature, Effects and Control. — London, New York: Chapman and Hall, 1987. — Ch. 8.
8. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчий М. Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 5. — С. 109–131.
9. Федоров А. В., Федорченко И. А. Расчет подъема пыли за скользящей вдоль слоя ударной волной. Верификация модели // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 3. — С. 110–120.
10. Krasnyansky M. Prevention and suppression of explosions in gas-air and dust-air mixtures using powder aerosol-inhibitor // J. Loss Prevention in the Process Industries. — 2006. — V. 19. — P. 729–735.
11. Бедарев И. А., Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Расчет подъема частиц из каверны, инициированного прохождением ударной волны // ПМТФ. — 2007. — Т. 48, № 1. — С. 24–34.
12. Chen Z., Fan B. Flame propagation through aluminium particle cloud in a combustion tube // J. Loss Prevention in the Process Industries. — 2005. — V. 18. — P. 13–19.
13. Hattwig M., Steen H. Handbook of Explosion Prevention and Protection. — Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
14. Arpentiner P., Cavani F., Trifiro F. The Technology of Catalytic Oxidations. Safety Aspects. — Paris: Editions TECHNIP, 2001. — V. 2.
15. Siwek R., Moore P. E. New development in explosion suppression // The 8th Intern. Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, Antwerp, Belgium. — 1995. — V. 1. — P. 539–550.
16. Kidde UTC Fire&Security Company. — <http://www.kiddeglobal.com>.
17. АТЕХ Explosion Protection, L. P. — <http://www.atexus.com>.
1. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Влияние твердых

18. Moore P. E., Siwek R. Explosion suppression overview // The 9th Intern. Symp. on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. — Barcelona, Spain, 1998.
19. Zhang F., Thibault P. A., Murray S. B. Transition from deflagration to detonation in an end multiphase slug // Combust. Flame. — 1998. — V. 114. — P. 13–25.
20. Kauffmann C. W., Wolanski P., Arisoy A., Adams P. R., Maker B. N., Nicholls J. A. Dust, hybrid and dusty detonations // AIAA Progress in Astronaut. and Aeronaut. — 1984. — V. 94. — P. 221–239.
21. Wolanski P., Liu J. C., Kauffmann C. W., Nicholls J. A., Sichel M. The effects of inert particles on methane-air detonations // Arch. Combust. — 1988. — V. 8, N 1. — P. 15–32.
22. Dong J., 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. — P. 2361–2368.
23. Wolinski M., Wolanski P. Gaseous detonation processes in presence of inert particles // Arch. Combust. — 1987. — V. 7, N 3–4. — P. 353–370.
24. Fedorov A. V., Fomin V. M. Detonation of the gas mixtures with inert solid particles // IUTAM Symp. on Combustion in Supersonic Flows. — 1997. — P. 187–191.
25. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Режимы нормальной детонации в релаксирующих средах // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 119–127.
26. Loth E., Sivier S., Baum J. Dusty detonation simulations with adaptive unstructured finite elements // AIAA Journal. — 1997. — V. 35. — P. 1018–1024.
27. Ju Y., Law C. K. Propagation and quenching of detonation waves in particle laden mixtures // Combust. Flame. — 2002. — V. 129. — P. 356–364.
28. Papalexandris M. V. Numerical simulation of detonations in mixtures of gases and solid particles // J. Fluid Mech. — 2004. — V. 507. — P. 95–142.
29. Papalexandris M. V. Influence of inert particles on the propagation of multidimensional detonation waves // Combust. Flame. — 2005. — V. 141. — P. 216–228.
30. Кутушев А. Г., Пичугин О. Н. Численное исследование процесса прерывания распространения ДВ в газозвесьях унитарного топлива слоем инертных частиц // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 2. — С. 90–98.
31. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. К расчету параметров детонационных волн в газах и двухфазных системах // Физика горения и взрыва. — 1970. — Т. 6, № 2. — С. 186–195.
32. Николаев Ю. А., Зак Д. В. Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // Физика горения и взрыва. — 1988. — Т. 24, № 4. — С. 87–90.
33. Фомин П. А., Троцюк А. В. Приближенный расчет изоэнтропы химически равновесного газа // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 4. — С. 59–62.
34. Троцюк А. В. Численное моделирование структуры двумерной газовой детонации смеси H_2-O_2-Ar // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35, № 5. — С. 93–103.
35. Ждан С. А., Митрофанов В. В., Сычев А. И. Велчина реактивного импульса от взрыва газовой смеси в полуограниченном пространстве // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 5. — С. 90–97.
36. Fomin P. A., Mitropetros K., Hieronymus H. Approximate model of chemical equilibrium in heterogeneous gas-particles mixtures // The 4th Intern. Seminar on Fire and Explosion Hazards / D. Bradley et al. (Eds). — FireSERT, University of Ulster, UK, 2004. — P. 219–228.
37. Васильев А. А., Николаев Ю. А. Модель ячейки многофронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1976. — Т. 12, № 5. — С. 744–754.
38. Васильев А. А., Николаев Ю. А., Ульяницкий В. Ю. Расчет параметров ячейки много фронтной газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 3. — С. 404–408.
39. Васильев А. А., Топчиян М. Е., Ульяницкий В. Ю. Влияние начальной температуры на параметры газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 1979. — Т. 15, № 6. — С. 149–152.
40. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко. — М.: Изд-во АН СССР, 1962. — Т. 2.
41. Термические константы веществ / Под ред. В. П. Глушко. — М.: ВИНТИ, 1965–1982.
42. Stull D. R., Prohet H. The Janaf Thermochemical Tables. — 2nd ed. — NSRDS-NBS-37. — W., 1971.
43. Николаев Ю. А., Зак Д. В. Квазиодномерная модель самоподдерживающейся многофронтной газовой детонации с учетом потерь и турбулентности // Физика горения и взрыва. — 1989. — Т. 25, № 2. — С. 103–112.
44. Mitropetros K., Fomin P. A., Hieronymus H. Behavior of the surface of a bubbly liquid after detonation wave impact // Experiments in Fluids. — 2006. — V. 40, N 3. — P. 431–441.
45. Таблицы физических величин / Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
46. CRC Handbook of Chemistry and Physics / Lide D. R. (Ed.). — CRC Press, 1994.
47. Николаев Ю. А., Топчиян М. Е. Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 3. — С. 393–404.

48. **Vasil'ev A. A.** Gaseous detonation and its application in technique and technology // The European Combustion Meeting, Belgium, Louvain-la-Neuve. — CD-ROM Disc. — 2003.
49. **White D. R.** Density induction times in very lean mixtures of D_2 , H_2 , C_2H_2 and C_2H_4 with O_2 // XI Symp. (Intern.) on Combustion. — Pittsburgh: Academic Press, 1967. — P. 147–154.
50. **Николаев Ю. А., Гапонов О. А.** О пределах детонации в газах // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 3. — С. 139–145.
51. **Terao K., Kobayashi, H.** Experimental study on suppression of detonation waves // Jap. J. Appl. Phys. — 1982. — V. 21, N 11. — P. 1577–1579.

*Поступила в редакцию 30/IV 2008 г.,
в окончательном варианте — 2/X 2008 г.*
