

УДК 532.529+541.126

РАСЧЕТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГАЗОВЗВЕСИ АЛЮМИНИЕВЫХ И ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

А. В. Фёдоров, Ю. В. Кратова

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090, Новосибирск
fedorov@itam.nsc.ru, yulia@itam.nsc.ru

Численно исследовано распространение детонационной волны в плоском канале, заполненном газозвесью мелких частиц алюминия и инертными частицами в кислороде. Гетерогенная детонация алюминиевых частиц в кислороде распространяется в режиме Чепмена — Жуге. Выявлены два типа течения после взаимодействия детонации с облаком: непрерывное распространение с меньшей скоростью детонации, течение со срывом детонации. Выявлено влияние физических и пространственных параметров инертной составляющей облака на эти режимы, в том числе и механизм подавления гетерогенной детонации, заключающийся в отделении волны воспламенения и горения от лидирующего ударного фронта. Определены зависимости дефицита скорости от массовой концентрации и размера частиц инертной фазы.

Ключевые слова: газозвесь, гетерогенная детонация, подавление детонации инертными частицами, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Возгорание мелких реагирующих частиц является серьезной проблемой для различных отраслей перерабатывающей и добывающей промышленности, в которых на отдельных стадиях технологических процессов образуются взвеси горючих частиц в газе, содержащем окислитель [1]. Катастрофические взрывы, которые происходят в шахтах, на металлообрабатывающих предприятиях и др., приводят к гибели людей, разрушению оборудования. Существующие стандарты защиты и предотвращения инцидентов, как правило, основаны на эмпирических данных и простейших моделях воспламенения, горения и детонирования пылей. При этом механизмы взрывных процессов и их подавления изучены далеко не полностью. Представляют интерес также и вопросы снижения скорости гетерогенной детонации из-за присутствия в реагирующей смеси инертных частиц (зачастую это трактуется как подавление детонации). Таковыми могут быть и частицы горючего, имеющие значительную толщину оксидной пленки.

Детонационная волна, возникающая при

нерегламентированном взрыве, может распространяться в режиме гетерогенной детонации (смесь реагирующих твердых частиц и газовой фазы — окислителя) либо в режиме гомогенной газовой детонации (здесь рабочим телом является смесь газов). Гетерогенная детонация обладает рядом специфических свойств по сравнению с газовой, что обусловлено более сложной структурой гетерогенной смеси, например наличием межфазного взаимодействия при конечных временах релаксационных процессов. Однако при относительно малом размере частиц структура детонационного течения в смеси газа и частиц в целом качественно соответствует аналогичному течению в газах [2].

Один из способов подавления неконтролируемой детонации — это добавление инертных частиц во взрывоопасную смесь. При этом наличие частиц в реагирующей смеси может привести к различным режимам детонации смеси вплоть до срыва.

Описанные в литературе экспериментальные исследования подавления детонации впрыском химически инертных частиц перед фронтом волны в большей степени касаются газовой детонации [3]. В [4] описано современное состояние данной проблемы и приведены некоторые новые результаты моделирования этого явления в гомогенных средах. В частности, в [5, 6] приведены результаты исследования процессов подавления детонации при

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 11-08-00144-а, 12-07-33064-мол_а_вед) и гранта Президента РФ по государственной поддержке молодых российских ученых (МК-393.2011.1).

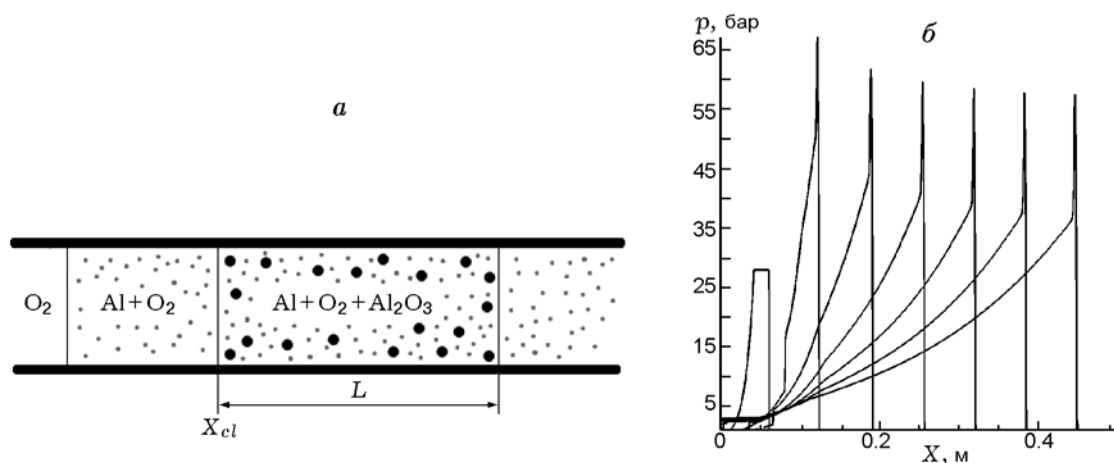


Рис. 1. Постановка задачи:

a — схема течения, *б* — формирование плоской детонационной волны (в смеси частиц алюминия диаметром 2 мкм)

варьировании начального состава газа, суммарной массы и удельной поверхности частиц. Влияние инертных частиц на скорость детонационной волны, энергию инициирования и пределы детонации описано в работах [7–9]. В [10, 11] исследовано влияние объемной концентрации пылевого облака и размера частиц на гашение детонации. Как показали описанные в литературе эксперименты, эффективность подавления детонационной волны инертными частицами повышается при увеличении концентрации, уменьшении размера и плотности частиц. Влияние термодинамических параметров частиц на подавление детонации исследовано в [12] с использованием аналитической формулы для расчета размера детонационной ячейки. Геометрические размеры облака частиц, достаточные для подавления волны, были найдены численно для случая кислородовоздушной смеси [2, 13].

Таким образом, согласно результатам теоретических исследований взаимодействия газовой детонации с облаком инертных частиц, увеличение концентрации конденсированной фазы, уменьшение размера и плотности материала частиц повышают эффективность подавления волны химически инертными частицами. Эти результаты коррелируют с имеющимися экспериментальными данными.

Проблема взаимодействия гетерогенной детонации с облаком инертных частиц практически не исследована. Лишь в [14] численно изучена в одномерном приближении задача распространения детонационной волны по сме-

си газа и частиц унитарного топлива и ее взаимодействие с облаком инертных частиц конечной длины. Для фиксированных параметров облака (длина и размер частиц) найдена линейная зависимость минимальной массовой доли инертных частиц, необходимых для гашения детонации, от массовой доли частиц унитарного топлива. В более поздней работе [15] тех же авторов исследовалась роль неоднородности распределения плотности инертных частиц в слое. Поскольку задача была решена в одномерном приближении, рассматривалось только влияние продольной неоднородности. Полученные результаты показали, что неравномерное пространственное распределение частиц оказывает существенное влияние на диссипацию энергии ударной волны, а значит, и на процесс гашения детонации. Вместе с тем влияние «двумерного эффекта» течения на распространение и гашение волны в этих работах не изучалось. Поэтому представляет интерес детальное исследование взаимодействия волны гетерогенной детонации с облаком инертных частиц.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоский канал, заполненный однородной стехиометрической монодисперсной смесью кислорода и мелкодисперсных частиц алюминия и инертными частицами глинозема. Длина облака инертных частиц L (рис. 1, *a*). Слева направо по каналу распространяется детонационная волна в режиме

плоской детонационной волны Чепмена — Жуге. Формирование детонационной волны происходит вследствие воздействия взрывной ударной волны на облако смеси частиц алюминия и кислорода. При достаточной амплитуде ударной волны в облаке формируется плоская пересжатая детонационная волна, которая ослабляется под действием волны разрежения. Длина облака газозвеси выбирается так, чтобы к моменту столкновения с облаком инертных частиц сформированная волна отвечала самоподдерживающемуся режиму, оставаясь при этом плоской. На рис. 1,б приведены мгновенные профили давления, отображающие процесс формирования детонационной волны и выход на самоподдерживающийся режим.

Все расчеты проводились для смеси частиц алюминия диаметром 2 мкм при стехиометрической массовой концентрации 0.55 (что соответствует значению объемной концентрации $6 \cdot 10^{-4}$). Параметры инертной смеси (глинозем) варьировались: диаметр частиц — от 2 до 10 мкм, объемная концентрация — от 10^{-5} до 10^{-3} .

Цель работы заключалась в определении влияния массовой доли инертных частиц и их размера на режимы распространения гетерогенной детонации.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Математическая модель детонации частиц алюминия в кислороде была развита в [16] и верифицирована путем сравнения с экспериментальными данными по зависимости скорости детонации от содержания частиц. Модель основана на представлениях многоскоростных многотемпературных континуумов. Основные уравнения, описывающие детонацию монодисперсных газозвесей частиц алюминия, представлены для двумерного нестационарного течения в [17]. В данной работе используется математическая модель бидисперсной гетерогенной среды, одна фракция которой реагирующая (индекс $i = 2$), а вторая, в отличие от [18, 19], инертная ($i = 3$).

Систему уравнений, вытекающую из законов сохранения массы, импульса и энергии каждой из фаз, представим следующим образом:

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial y} = \Gamma,$$

$$W = \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \end{pmatrix},$$

$$G = \begin{pmatrix} G_1 \\ G_2 \\ G_3 \end{pmatrix}, \quad \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \end{pmatrix},$$

$$W_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_1 u_1 \\ \rho_1 v_1 \\ \rho_1 E_1 \end{pmatrix}, \quad G_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 v_1 \\ \rho_1 u_1 v_1 \\ p + \rho_1 v_1^2 \\ \rho_1 v_1 E_1 + p v_1 \end{pmatrix},$$

$$F_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 u_1 \\ p + \rho_1 u_1^2 \\ \rho_1 u_1 v_1 \\ \rho_1 u_1 E_1 + p u_1 \end{pmatrix},$$

$$W_i = \begin{pmatrix} \rho_i \\ \rho_i u_i \\ \rho_i v_i \\ \rho_i E_i \end{pmatrix}, \quad G_i = \begin{pmatrix} \rho_i v_i \\ \rho_i u_i v_i \\ \rho_i v_i^2 \\ \rho_i v_i E_i \end{pmatrix},$$

$$F_i = \begin{pmatrix} \rho_i u_i \\ \rho_i u_i^2 \\ \rho_i u_i v_i \\ \rho_i u_i E_i \end{pmatrix}, \quad i = 2, 3,$$

$$\Gamma_1 = -\Gamma_2 - \Gamma_3,$$

$$\Gamma_2 = \begin{pmatrix} -J \\ f_{x2} - J u_2 \\ f_{y2} - J v_2 \\ q_2 + f_{x2} u_2 + f_{y2} v_2 - J E_2 \end{pmatrix},$$

$$\Gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{x3} \\ f_{y3} \\ q_3 + f_{x3} u_3 + f_{y3} v_3 \end{pmatrix}.$$

Горение частиц алюминия описывается приведенной неравновесной химической реакцией горения, инициируемой после достижения критической температуры воспламенения частиц. Также учитывается неполное сгорание частиц:

$$J = \begin{cases} \frac{1}{\tau_\xi} (\rho_2 - \rho_k) \exp\left(-\frac{E_a}{RT_2}\right), & T_2 \geq T_{ign}, \\ & \rho_2 > \rho_k, \\ 0, & T_2 < T_{ign}, \\ 0, & \rho_2 \leq \rho_k. \end{cases}$$

Для замыкания модели привлекаются уравнения состояния с учетом того, что объемная концентрация частиц мала:

$$p = (\gamma - 1)\rho_1(E_1 - (u_1^2 + v_1^2)/2),$$

$$E_1 = (u_1^2 + v_1^2)/2 + c_{v,1}T_1,$$

$$E_2 = (u_2^2 + v_2^2)/2 + c_{v,2}T_2 + Q,$$

$$E_3 = (u_3^2 + v_3^2)/2 + c_{v,3}T_3,$$

а также законы обмена импульсом и энергией между фазами:

$$f_i = \frac{3m_i\rho_{11}}{4d} c_D |u_1 - u_i|(u_1 - u_i),$$

$$q_i = \frac{6m_i\lambda_1}{d_i^2} \text{Nu}(T_1 - T_i),$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3}, \quad i = 2, 3,$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_{11}d|u_1 - u_i|}{\mu},$$

$$c_D(\text{Re}, M_{12}) =$$

$$= \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M_{12}^{4.67}}\right) \right] \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right),$$

$$M_{12} = \frac{|u_1 - u_i|\sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}.$$

Здесь p — давление; ρ_i , u_i , v_i , E_i , $c_{v,i}$ — соответственно средняя плотность, продольная и поперечная составляющие скорости, полная энергия на единицу массы и теплоемкость i -й фазы ($i = 1, 2, 3$); T_1 , T_2 , T_3 — температуры газа, реагирующих и инертных частиц. Относительные массовые концентрации газа (индекс 1), реагирующих (индекс 2) и инертных частиц (индекс 3) определяются как $\xi_i = \rho_i/\rho$, $\rho = \sum_i \rho_i$, $\rho_i = \rho_{ii}m_i$, где ρ_i , ρ_{ii} — соответственно средняя и истинная плотность каждой из фаз, $\rho_{22} = \text{const}$, $\rho_{33} = \text{const}$, m_i — объемная концентрация i -й фазы, при этом $m_1 + m_2 + m_3 = 1$, ξ_k — минимально допустимая (остаточная после выгорания) доля реагирующих частиц, d_i — диаметр частицы, c_D — коэффициент сопротивления частиц, λ_1 — теплопроводность газа, Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля, μ — вязкость

газа, γ_1 — показатель адиабаты газа, E_a — энергия активации, T_{ign} — температура воспламенения частиц алюминия, τ_ξ — характерное время горения.

В работе используется численная технология, опробованная ранее на ряде задач механики гетерогенных сред: схемы TVD для газа и Джентри — Мартина — Дэйли для частиц [20].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

3.1. ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЕ ОБЛАКО, ЗАНИМАЮЩЕЕ ВСЮ ШИРИНУ КАНАЛА

3.1.1. Волновая картина детонационного течения при падении детонационной волны на облако инертных частиц

Итак, рассмотрим распространение плоской детонационной волны (ДВ) при взаимодействии с полубесконечным облаком химически инертных частиц. Ударная волна (УВ) при входе в облако инертных частиц вовлекает в движение находящийся в облаке газ. Формируется УВ, отражающаяся от кромки облака и распространяющаяся вверх по течению. Оказалось, что в зависимости от параметров облака возможно как подавление детонационного процесса, так и непрерывное распространение детонации с более низкими параметрами, чем исходное детонационное течение. Отметим, что в реализации того или иного режима распространения при подавлении детонации большую роль играют сила трения между газом и частицами, наличие теплообмена между фазами и тем самым площадь поверхности инертных частиц, а также концентрация частиц. Изучим эти течения в зависимости от параметров облака.

3.1.2. Влияние диаметра частиц инертной смеси. Два типа течения

Непрерывное распространение детонации. На рис. 2 представлены результаты расчетов детонационного течения в смеси с инертными частицами относительно большого размера (10 мкм) и объемной концентрации $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, где реализуется непрерывное распространение детонации. Из распределения плотности инертной фазы следует (рис. 2, а), что ДВ, сталкиваясь с инертным облаком, поджигает его и увлекает за собой. Действительно,

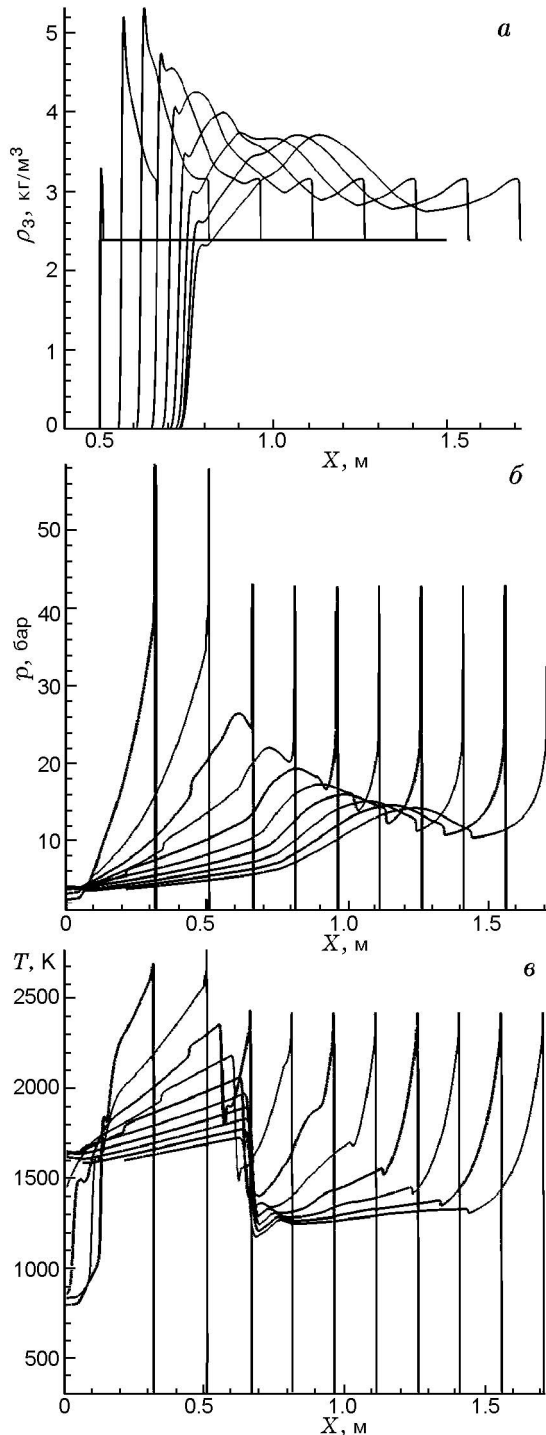


Рис. 2. Непрерывное распространение детонации при взаимодействии с облаком инертных частиц:

a — профили плотности инертной фазы, *б* — профили давления, *в* — профили температуры газа ($d_3 = 10$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$)

после вхождения ДВ в облако по первым трем распределениям плотности частиц видно, что вблизи комбинированной контактной границы (между реагирующей и нереагирующей газозвзвесьями) возникает ρ -слой — область течения, в которой повышена концентрация третьей, инертной, фазы. Ширина этой области в данные моменты времени увеличивается. Затем амплитуда пиков концентрации частиц инертной фазы на левой границе облака уменьшается, и постепенно инертные частицы вовлекаются в более энергичное движение. При этом пик в распределении плотности инертных частиц сглаживается. На ведущей кромке облака концентрация инертных частиц также снижается. Отметим, что кромка облака в первые моменты времени довольно быстро ускоряется, а затем ее скорость падает. Постепенно комбинированная граница между фазами (соответствующая левому краю облака) отстает от волнового фронта. Анализ течения вблизи волнового фронта, представленного на рис. 2, б, свидетельствует об идентичности последних распределений давления по пространству. Их амплитуда сохраняется постоянной, так же как и амплитуда волны сжатия, движущейся за фронтом. Приведенные профили давления и температуры газовой фазы в последовательные моменты времени показывают, что в результате взаимодействия с облаком инертных и реагирующих частиц пиковое давление в ДВ уменьшается, но волна продолжает распространяться с постоянной скоростью (1270 м/с) с профилем, характерным для плоской ДВ.

Срыв детонации. Рассмотрим облако инертной смеси с параметрами $d_3 = 2$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$ (равное количество инертных и реагирующих частиц), т. е. с меньшим диаметром инертных частиц, чем в предыдущем случае. На рис. 3, а показаны профили давления в последовательные моменты времени. Серым цветом закрашено первоначальное положение облака инертных частиц. После возникновения пика давления при столкновении ДВ и облака происходит резкий его спад, обусловленный взаимодействием с инертными частицами. Торможение волны, отвод тепла на нагрев более мелких, чем на рис. 2, инертных частиц приводит к срыву детонации. По мере распространения волны по облаку скорость УВ уменьшается — от начальной 1550 до 480 м/с на рассматриваемом расстоянии (до $x \approx 1.1$ м). Анализ профилей температуры газа показывает

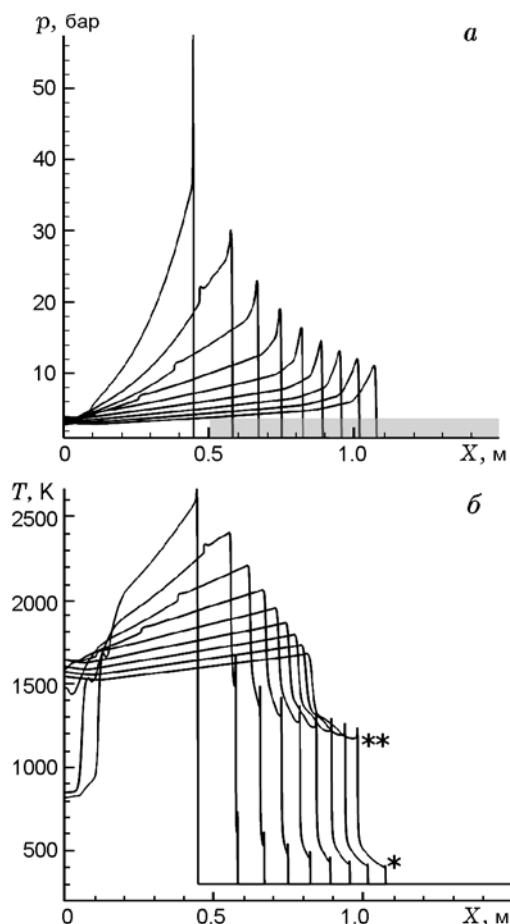


Рис. 3. Срыв детонации при взаимодействии с облаком инертных частиц:

a — профили давления, *b* — профили температуры газа; $d_3 = 2$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $X_{cl} = 0.5$ м; * — ударный фронт, ** — фронт воспламенения/горения

(рис. 3, *b*), что взаимодействие ДВ с более мелкими инертными частицами облака приводит к разрушению детонационной структуры — расстояние между ударным фронтом волны и фронтом горения быстро увеличивается.

Так же как и в случае непрерывной детонации (см. рис. 2), ударная волна при прохождении по облаку инертных частиц увлекает их за собой. Этот процесс можно проследить на рис. 4, где приведены профили плотности инертных частиц в последовательные моменты времени. Штриховой линией показан профиль давления, соответствующий профилю плотности в последний момент времени. Начальный профиль плотности выделен штрихпунктирной линией. Как и ранее, при столкновении с облаком детонационная волна поджимает облако

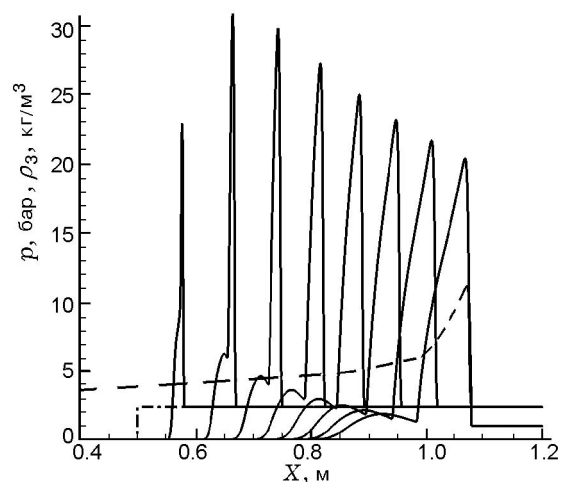


Рис. 4. Срыв детонации при взаимодействии с облаком инертных частиц:

сплошные кривые — профили плотности инертной фазы (временной шаг $\Delta t = 0.04$ мс), штриховая кривая — профиль давления в последний момент времени, штрихпунктирная линия — начальный профиль плотности; $d_3 = 2$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$

частиц и сносит его по направлению движения. За фронтом плотность частиц ведет себя немонотонно: при распаде детонационной структуры формируется второй максимум плотности, соответствующий отстающему от УВ фронту горения. Со временем поджатие ослабевает, комбинированный разрыв (соответствующий левой границе облака) «отстает» от УВ, второй максимум плотности сглаживается.

3.1.3. Влияние объемной концентрации инертных частиц в облаке

Масса (объем) инертных частиц в облаке, так же как и их диаметр, является важным параметром, определяющим режим распространения ДВ и ее структуру в результате взаимодействия. На рис. 5 приведены профили давления до и после взаимодействия с облаком в случае непрерывного распространения детонации по облаку, диаметр частиц $d_3 = 4$ мкм. Видно, что с увеличением объемной концентрации инертных частиц пиковое давление уменьшается.

На рис. 6, *a* представлены огибающие максимального давления, характеризующие глобальное протекание процесса, при варьировании объемной концентрации инертной фазы в диапазоне $m_3 = 10^{-5} \div 6 \cdot 10^{-4}$, диаметр частиц

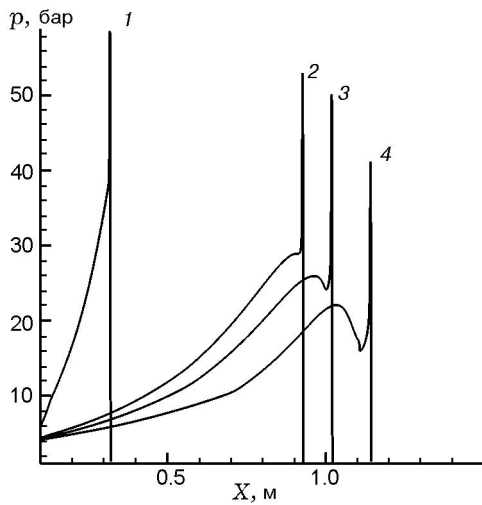


Рис. 5. Распределение давления до (1) и после взаимодействия (2–4) с облаком инертных частиц:

$d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 5 \cdot 10^{-5}$ (2), 10^{-4} (3), $3 \cdot 10^{-4}$ (4)

инертной фазы $d_3 = 2$ мкм. На участке $X = 0 \div 0.5$ м происходит формирование исходной ДВ. Границе облака, находящейся на расстоянии $X_{cl} = 0.5$ м, соответствует пик давления в момент прихода ДВ. Очевидно, что увеличение концентрации инертных частиц в облаке снижает уровень максимального давления после взаимодействия (кривые 1–3). При этом существует облако с некоторой критической объемной концентрацией инертных частиц (кривая 4), в котором ДВ какое-то время распространяется квазистационарно, а затем происходит срыв детонации. Дальнейшее увеличение количества инертных частиц в облаке приводит к срыву детонации (кривая 5).

На рис. 6, б показаны зависимости дефицита скорости при непрерывном распространении детонации $\eta = D/D_{CJ}$ от объемной концентрации инертных частиц диаметром $d_3 = 4, 10$ и 15 мкм. Из анализа графиков следует, что увеличение доли инертных частиц в смеси и уменьшение их диаметра (при равной массе) способствуют уменьшению скорости распространения волны в облаке и в конечном итоге приводят к срыву детонационного процесса. Полученные результаты соответствуют тенденциям, выявленным при исследовании давления газовой детонации инертными добавками [13].

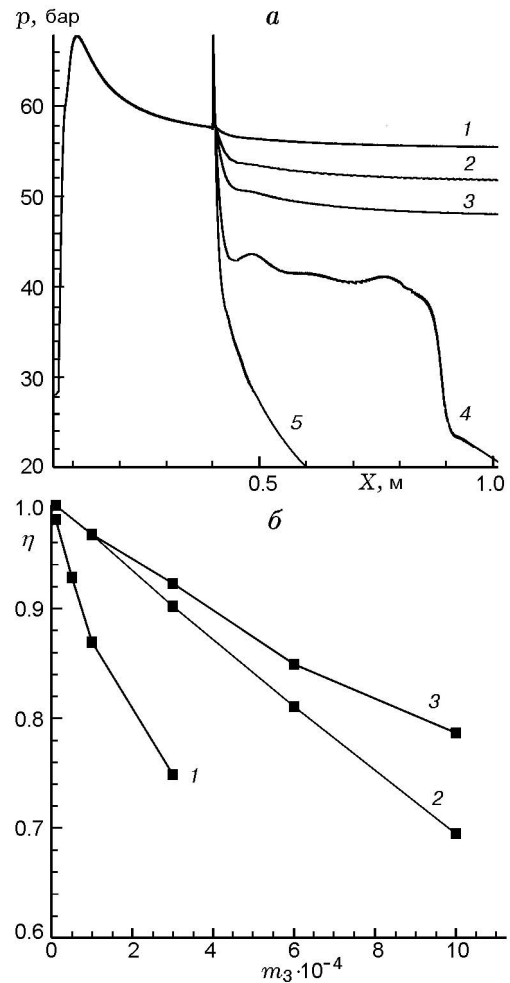


Рис. 6. Влияние объемной концентрации на режим распространения детонации:

a — огибающие максимального давления, $d_3 = 2$ мкм, $m_3 = 10^{-5}$ (1), $5 \cdot 10^{-5}$ (2), 10^{-4} (3), $3 \cdot 10^{-4}$ (4), $6 \cdot 10^{-4}$ (5); *б* — зависимость дефицита скорости от объемной концентрации инертной фазы, $d_3 = 4$ (1), 10 (2), 15 мкм (3)

3.1.4. Влияние параметров инертного облака на распределение плотности частиц

Как уже было сказано, распределение инертных частиц после прохождения волны гетерогенной детонации определяется внутренней структурой детонационного течения, а также параметрами частиц — диаметром, массой. В зависимости от их значений амплитуда пиков плотности может варьироваться. Чем меньше диаметр частиц и (либо) выше загрузка течения инертными частицами, тем выше максимальная плотность инертных частиц. Этот результат коррелирует с данными исследова-

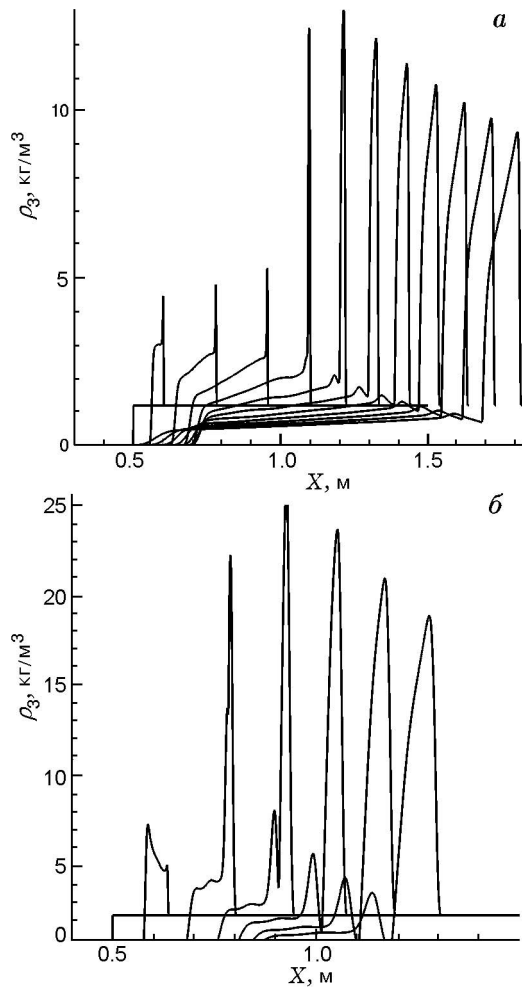


Рис. 7. Распределение плотности инертных частиц при срыве детонации:
a — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 2$ мкм; *б* — $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 4$ мкм

дования взаимодействия УВ с пылевым слоем [21].

Для иллюстрации сказанного, на рис. 7 и 8 приведены распределения плотности инертных частиц в некоторые моменты времени при различных параметрах смесей. Передняя кромка облака находится в точке $X_{cl} = 0.5$ м. Варианты течения с реализацией срыва детонации показаны на рис. 7, а также на рис. 4. Анализ профилей плотности частиц указывает, что ДВ увлекает инертные частицы за собой. Со временем контактная граница, определяющая левый край облака, отстает от ударного фронта. Видно, что ДВ входит в облако и за ее фронтом концентрация значительно возрастает в ρ -слое. После достижения максимума в ρ -слое концентрация в голове ДВ начинает убывать. На об-

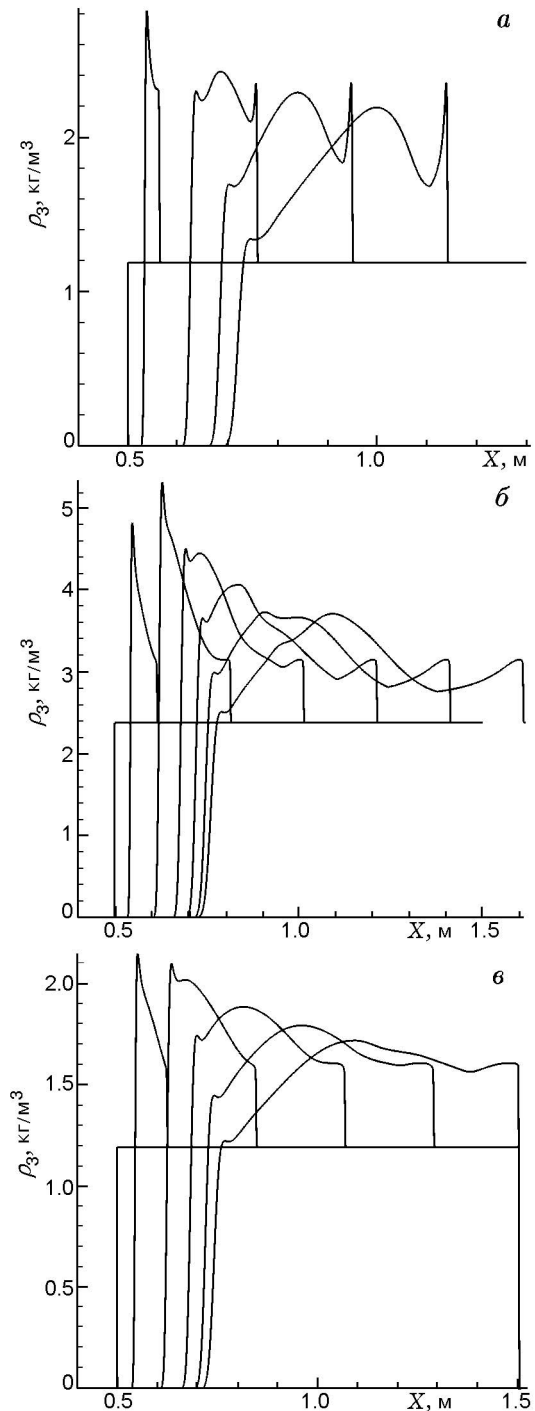


Рис. 8. Распределение плотности инертных частиц при непрерывном распространении детонации:

a — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 4$ мкм; *б* — $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 10$ мкм; *в* — $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 10$ мкм

ласть, соответствующую фронту воспламенения/горения ДВ, приходится локальный минимум плотности. За минимумом формируется второй пик плотности, его величина зависит от инерции и массы частиц глинозема (см. рис. 4, 7). В смеси с относительно небольшим содержанием частиц ($m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$) второй пик плотности частиц практически не выражен.

На рис. 8 показаны профили плотности смесей с параметрами, позволяющими детонации непрерывно распространяться при взаимодействии с инертным облаком. Видно, что во всех случаях постепенно формируется стационарный профиль: пик плотности, соответствующий фронту ДВ, а затем отстающий «горб», образованный при начальном поджатии облака детонационной волной. Для более крупных частиц (рис. 8, б, в) в силу их инерционности (более протяженных релаксационных зон) максимумы на графиках более сглаженные.

Таким образом, при взаимодействии с полубесконечным облаком инертных частиц возможно как непрерывное распространение детонации, так и срыв в зависимости от объемной концентрации и диаметра частиц в облаке.

3.2. ОБЛАКО КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ, ЗАНИМАЮЩЕЕ ВСЮ ВЫСОТУ КАНАЛА

3.2.1. Определение концентрационных пределов

Следующей задачей исследования было определение критической длины облака, достаточной для подавления детонации, в зависимости от концентрации инертных частиц при фиксированном диаметре частиц и длине облака.

Некоторые результаты расчетов приведены на рисунках в виде распределений плотности инертных частиц, давления и температуры газа в детонирующей смеси. Так, на рис. 9 показано, что после выхода ДВ из инертного облака не происходит восстановления детонационного процесса. Параметры инертной смеси: $m_3 = 10^{-3}$, $d_3 = 2$ мкм, исходное облако занимает всю высоту канала, по продольной компоненте оно расположено на участке $X = 0.5 \div 0.8$ м (на рисунках это серая прямоугольная область). На рис. 9, а виден снос инертного облака частиц вниз по течению под действием ДВ. При этом по мере распространения волнового процесса по длине облака частицы «компактируются», и в результате их концентрация

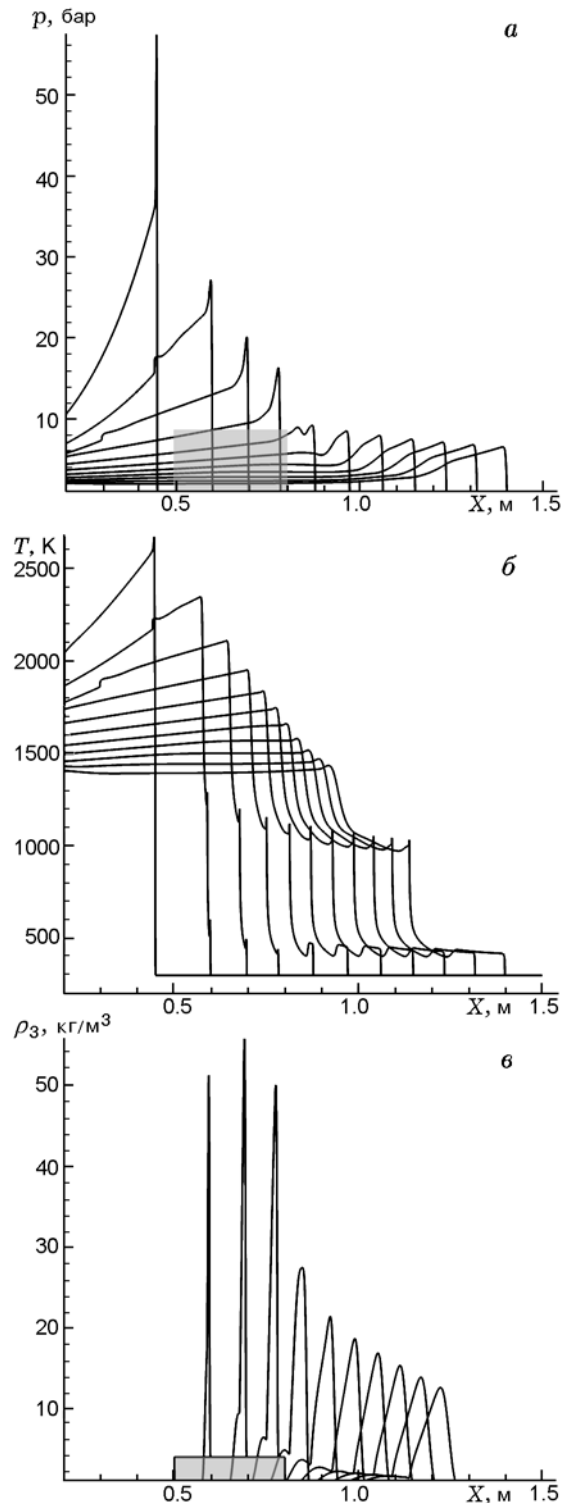


Рис. 9. Срыв детонации при взаимодействии с облаком конечной длины:

$m_3 = 10^{-3}$, $d_3 = 2$ мкм, $L = 0.3$ м, а — давление, б — температура газа, в — плотность инертных частиц

значительно возрастает. По мере приближения к правой границе инертного облака амплитуда возмущения плотности частиц слегка уменьшается за счет взаимодействия частиц с газом. После выхода волнового детонационного процесса из области, занятой инертными частицами, распад ДВ продолжается. Это отражено на кривых температуры газа (рис. 9, б), где видна первая стадия деградации ДВ. Действительно, амплитуда фронта замороженной УВ уменьшается. Расстояние от замороженной УВ до фронта воспламенения возрастает, что приводит к разрушению детонационного фронта. Отметим, что распределение давления, представленное на рис. 9, а, укладывается в те же рамки качественного поведения. В частности, наблюдается два этапа уменьшения амплитуды ДВ: первый — при входе ДВ в облако, второй — при выходе ослабленной ДВ с последующим переходом в режим распространения УВ. Максимальная плотность частиц, возникшая на правой границе облака (и соответствующая фронту УВ), со временем снижается при затухании ДВ и «размазывании» облака по пространству. Таким образом, волна продолжает взаимодействовать с инертными частицами, хотя облако постепенно отстает от ударного фронта. Анализ распределения давления и температуры газа в последовательные моменты времени (см. рис. 9, б, в) показывает, что и после отставания инертного облака от УВ разрушение детонационной структуры необратимо. В итоге ДВ вырождается и распространяется в режиме ударной волны со скоростью 525 м/с на рассматриваемом участке.

При уменьшении объемной концентрации инертных частиц до $3 \cdot 10^{-4}$ возможно восстановление детонационного процесса при выходе из облака. В этом случае (рис. 10) взаимодействие с облаком приводит к временному снижению уровня давления и температуры. Скорость волны снижается незначительно, а в период прохождения волны по облаку происходит разделение УВ и фронта горения. Анализ профилей плотности инертной фазы показывает, что распространяющаяся ДВ затягивает с собой облако и сносит его примерно на один масштаб длины. После выхода волны из облака ее детонационная структура, скорость и давление быстро восстанавливаются и волна продолжает распространяться в установившемся режиме.

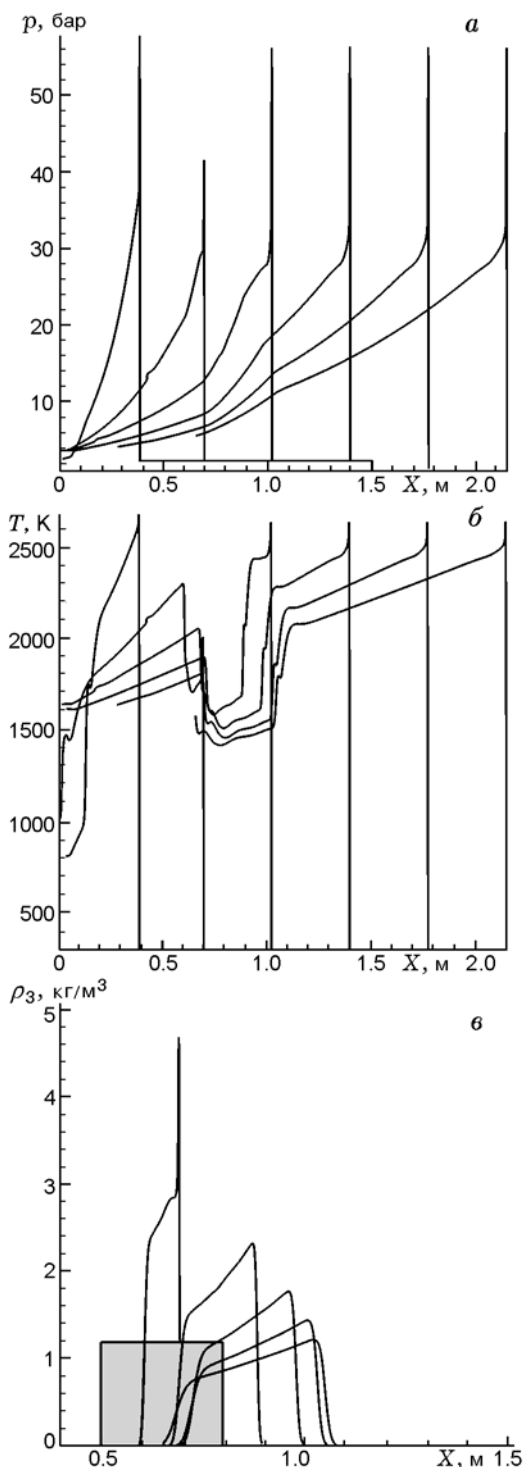


Рис. 10. Восстановление детонации при взаимодействии с облаком конечной длины: $m_3 = 3 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 2$ мкм, $L = 0.3$ м; а — давление, б — температура газа, в — плотность инертных частиц

Итак, расчеты показали, что для фиксированной длины облака и диаметра частиц можно выделить критическую для подавления детонации концентрацию инертных частиц.

3.2.2. Определение критической длины облака инертных частиц, подавляющего детонацию газозвеси

На рис. 11 приведены огибающие максимального давления для облака инертных частиц с параметрами $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, демонстрирующие влияние протяженности облака L на распространение детонации ($L = 0.1 \div 0.2$ м).

В случае облака небольшой длины $L = 0.1$ м (рис. 11, кривая 1) происходит временное разрушение детонационной структуры волны: уровень давления падает, фронт воспламенения и горения отделяется от фронта УВ. Видно, что при выходе из облака детонация достаточно быстро восстанавливается и распространяется с прежними параметрами. При увеличении длины облака до $L = 0.15$ м (рис. 11, кривая 2) облако оказывает более разрушительное действие на детонационный процесс. При выходе из облака давление и температура резко возрастают. Это свидетельствует о том, что выходящая ДВ является инициирующей для реагирующей газозвеси. Восстановление параметров до исходных значений занимает более продолжительное время, чем при $L = 0.1$ м.

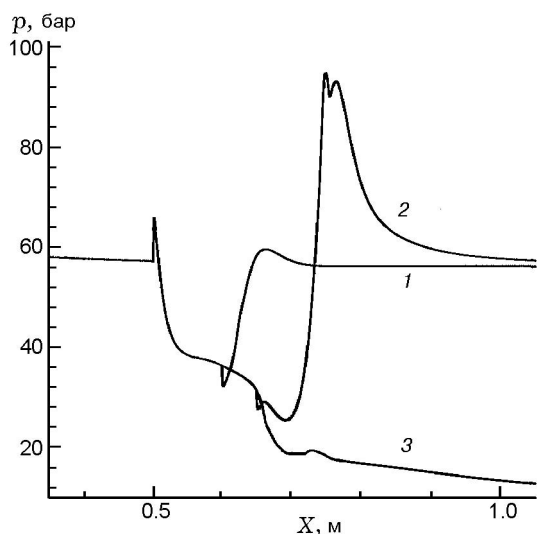


Рис. 11. Огибающие максимального давления: $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $L = 0.1$ (1), 0.15 (2), 0.2 м (3)

Дальнейшее увеличение длины облака ($L = 0.2$ м) приводит к срыву детонации (рис. 11, кривая 3). При выходе из облака фронт горения настолько отстает от УВ, что восстановление детонации в дальнейшем невозможно.

Таким образом, можно выделить критическую протяженность облака инертных частиц, достаточную для подавления детонационного процесса. Для рассматриваемых смеси и облака инертных частиц ($d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$) она составляет $L = 0.2$ м.

3.3. ОБЛАКО КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА, ЗАНИМАЮЩЕЕ ЧАСТЬ ВЫСОТЫ КАНАЛА

Очевидно, что в реальности сложно получить облако частиц, равномерно распределенное по высоте канала. Поэтому представляется полезным исследовать влияние «двумерности» течения, а именно вариант, когда высота облака меньше высоты канала.

Рассмотрим это на примере облака (диаметр и концентрация частиц $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, длина облака $L = 0.2$ м), высота которого составляет 80 % от поперечного размера канала H_0 . Как было показано выше, облако с такими параметрами, занимающее весь просвет канала, приводит к срыву детонации. В данном случае картина течения следующая. Часть волны, распространяющаяся в облаке с инертными частицами, замедляется относительно участка фронта,двигающегося над облаком. То есть ДВ преломляется в облаке, при этом ее отражение от стенки канала происходит по типу маховского. Так как среда реагирующая, то существующая положительная обратная связь способствует усилению возмущений, искривлений на фронте и последующему формированию поперечных волн на ножке Ма-

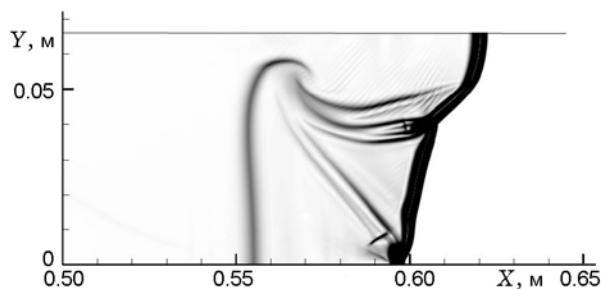


Рис. 12. Непрерывное распространение детонации ($H = 0.8H_0$, $L = 0.2$ м, $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$). Численное шпирен-изображение плотности газа

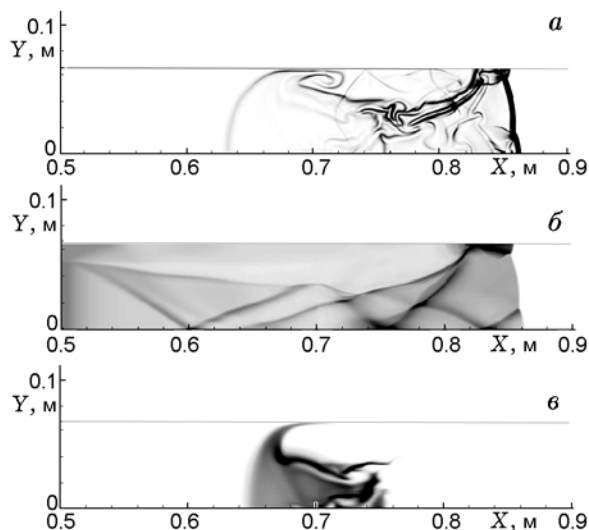


Рис. 13. Развитие течения при непрерывном распространении детонации ($H = 0.8H_0$, $L = 0.2$ м, $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$). Численное шпирен-изображение плотности газа (а), история максимального давления (б), плотность инертной фазы (в)

ха (рис. 12). В результате взаимодействия с ДВ облако инертных частиц поджигается. На краю облака после взаимодействия с ДВ формируется характерный вихрь, который поднимается до верхней стенки канала. На рис. 13 показано дальнейшее развитие течения ($\Delta t = 0.2$ мс). После выхода волнового процесса из инертного облака не наблюдается разделения УВ и фронта горения и дальнейшего разрушения детонации. Напротив, при такой конфигурации пространство в канале, свободное от инертных частиц, и инертное облако служат инициаторами возникновения поперечной волны, отражение которой от стенки приводит к формированию системы поперечных волн. После этого происходит переход к ячеистому режиму распространения детонации (рис. 13, а, б). Анализ поля плотности инертного компонента (рис. 13, в) показывает, что к этому моменту времени облако частиц осталось далеко за УВ. Произошло также перераспределение инертных частиц в результате сложной волновой картины.

При увеличении длины облака до $L = 0.4$ м и высоты до $0.95H_0$ (рис. 14) к дальней границе облака подходит более ослабленная волна. На рис. 14, а, б, где приведены поле температуры газового компонента и численное шпирен-

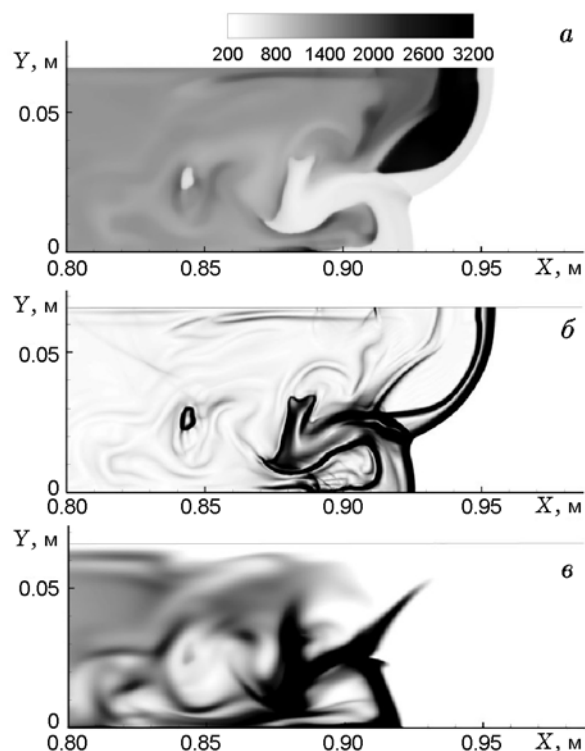


Рис. 14. Взаимодействие детонационной волны с облаком частиц ($d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $L = 0.4$ м, $H = 0.95H_0$):

а — температура газа, б — численное изображение плотности газа, в — плотность инертной фазы

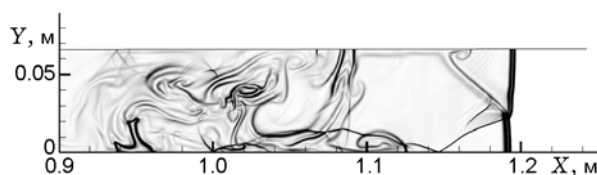


Рис. 15. Восстановление детонации в результате взаимодействия с облаком частиц ($d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $L = 0.4$ м, $H = 0.95H_0$). Численное шпирен-изображение плотности газа

изображение плотности газа, видно, что происходит разрушение детонационной структуры — фронт горения значительно отстает от ударного фронта. Течение к этому моменту времени еще не установившееся. Можно отметить область высокой температуры за фронтом горения, скорость которой направлена вниз. В зоне между УВ и фронтом горения группируются инертные частицы, а далее в облаке возможны как зоны, свободные от частиц, так и зоны сгущения (рис. 14, в). При выходе из об-

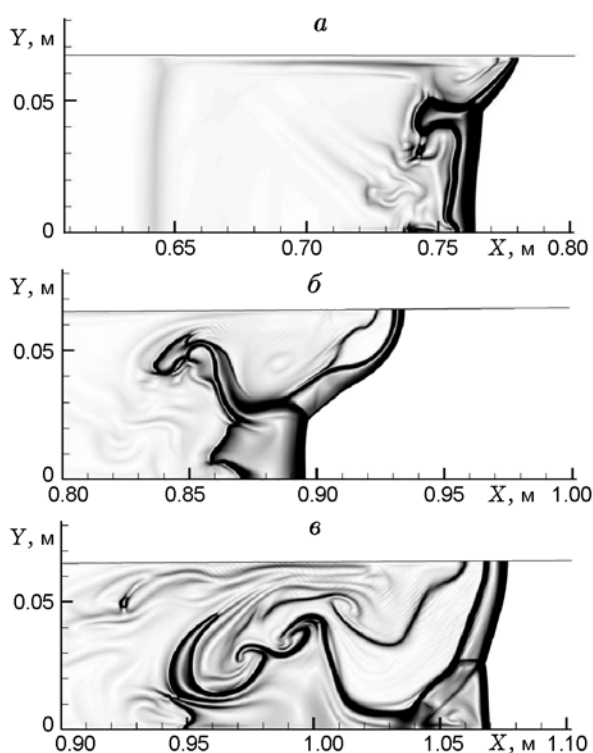


Рис. 16. Срыв детонации при взаимодействии с облаком ($d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $L = 0.4$ м, $H = 0.98H_0$)

лака (рис. 15) детонационная волна восстанавливается по сценарию, описанному выше.

Развитие течения, реализующегося при дальнейшем увеличении высоты облака до $0.98H_0$ (остальные параметры не менялись: $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $L = 0.4$ м), показано на рис. 16 для трех последовательных моментов времени. Здесь также можно выделить маховскую конфигурацию (рис. 16, а, б), но очевидно, что отставание фронта горения критическое и приводит к разрушению детонационной структуры и общему торможению фронта. К моменту времени, соответствующему рис. 16, в, форма фронта выравнивается, расстояние между фронтом УВ и фронтом горения увеличивается, скорость за фронтом падает до ≈ 700 м/с, температура газа — до 600 К. При таких параметрах процесс разрушения детонации необратим.

Таким образом, взаимодействие с облаком инертных частиц, поперечный размер которого меньше высоты канала, способствует формированию поперечных волн и переходу к распространению в режиме ячеистой детонации. Показано, что даже узкая щель, свободная от

инертных частиц, может приводить к восстановлению детонации.

ВЫВОДЫ

В рамках трехскоростного трехтемпературного приближения механики реагирующих/инертных гетерогенных сред исследована задача взаимодействия волны гетерогенной детонации, распространяющейся в режиме Чепмена — Жуге, с облаком химически инертных частиц.

В случае полубесконечного облака показано существование различных режимов в зависимости от содержания частиц в облаке и их диаметра: от непрерывного распространения до срыва детонации. Определена критическая длина облака инертных частиц, достаточная для подавления детонации.

Показано, что облако инертных частиц, занимающее часть высоты канала, может приводить к усилению детонации — формированию поперечных волн и переходу к режиму ячеистой детонации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eckhoff R. K. Dust Explosions in the Process Industries. — 2nd ed. — Oxford: Butterworth-Heinemann, 1997.
2. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газозвеси // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 95–107.
3. Nettleton M. Gaseous Detonations: Their Nature, Effects and Control. — London, New York: Chapman and Hall, 1987.
4. Федоров А. В., Фомин В. М., Фомин П. А., Тропин Д. А., Чен Дж.-Р. Физико-математическое моделирование подавления детонации облаками мелких частиц. — Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2011.
5. Bouchet R., Laffitte P. L'extinction des ondes par les substances pulvérisées // C.r. Akad. sci. — 1958. — V. 246. — P. 1858–1861.
6. Laffitte P., Bouchet R. Suppression of explosion waves in gaseous mixtures by means of fine powders // 7th Symp. (Intern.) on Combustion. — London: Butterworth, 1959.
7. Kauffmann C. W., Wolanski P., Arisoy A., Adams P. R., Maker B. N., Nicholls J. A. Dust, hybrid and dusty detonations // Prog. in Astronaut. and Aeronaut. — 1984. — V. 94. — P. 221–239.

8. **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, № 1. — P. 15–32.
9. **Wolinski M., Wolanski P.** Gaseous detonation processes in presence of inert particles // Arch. Combust. — 1987. — V. 7, № 3/4. — P. 353–370.
10. **Chen Z., Fan B., Jiang X.** Suppression effects of powder suppressant on the explosions of oxyhydrogen gas // J. Loss Prevention in the Process Industries. — 2006. — V. 19. — P. 648–655.
11. **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.
12. **Фомин П. А., Чен Дж.-Р.** Влияние химически инертных частиц на параметры и подавление детонации в газах // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 77–88.
13. **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.
14. **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.
15. **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.
16. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
17. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование формирования ячейистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 84–98.
18. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Формирование и вырождение ячейистой детонации в бидисперсных газовзвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 109–120.
19. **Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А.** Особенности ячейистой детонации в полидисперсных газовзвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 85–94.
20. **Хмель Т. А.** Численное моделирование двумерных детонационных течений в газовзвеси реагирующих твердых частиц // Матем. моделирование. — 2004. — Т. 16, № 6. — С. 73–77.
21. **Федоров А. В., Харламова Ю. В., Хмель Т. А.** Отражение ударной волны в облаке пыли // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 1. — С. 121–131.

Поступила в редакцию 20/V 2012 г.