

УДК 532.529+541.126

ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ГЕТЕРОГЕННАЯ ДЕТОНАЦИЯ В ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

Ю. В. Кратова, Т. А. Хмель, А. В. Фёдоров

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

Методами численного моделирования исследуется задача о выходе гетерогенной детонации газовзвесей частиц алюминия в кислороде из круглой трубы и о ее распространении в полуограниченное и неограниченное пространство. Анализируется влияние диаметра частиц монодисперсных взвесей и состава бидисперсных взвесей на режимы распространения. Результаты расчетов сравниваются с данными по гетерогенной детонации газовзвесей в плоском канале и по газовой детонации. Установлено, что критические значения ширины канала и диаметра трубы, как и в газовой детонации, различаются в $2 \div 2.5$ раза. Однако отношение критического диаметра к размеру детонационной ячейки гетерогенной детонации может быть на порядок меньше, чем в газовых смесях.

Ключевые слова: численное моделирование, газовзвесь, детонация, дифракция детонационной волны.

DOI 10.15372/FGV20160110

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования гетерогенной детонации пылевзвесей обусловлена как проблемами безопасности порошковых производств, так и развитием детонационных технологий, использующих включения твердых реакционноспособных частиц в газовые рабочие среды. Катастрофические взрывы пыли характеризуются распространением ударных и детонационных волн в ограниченных пространствах сложной геометрии: шахты и иные производственные помещения, транспортеры, вентиляционные каналы, устройства подачи и т. д. В этой связи анализ распространения детонации в ограниченных объемах комбинированной геометрии представляет значительный интерес. Типичными конфигурациями являются обратный уступ, а также канал или труба с внезапным расширением.

Исследованию дифракции на разрыве сечения в газовой детонации посвящено множество работ, как экспериментальных, так и расчетных. При выходе детонационной волны из ограниченного объема в открытое пространство могут реализоваться различные режимы рас-

пространения в зависимости от состава горючего газа, начальных термодинамических условий и геометрических (пространственных) параметров задачи. Срыв самоподдерживающейся детонационной волны определяется прежде всего соотношением между характерными размерами химических реакций в смеси и размерами труб. Если это отношение сравнительно мало, то детонация распространяется непрерывно.

Вспомним несколько установившихся понятий в теории детонации. Фиксация всех начальных параметров, за исключением размера выходного отверстия, приводит к задаче о критическом диаметре. Критическим считается минимальный диаметр трубы, при котором самоподдерживающаяся детонация распространяется в неограниченном пространстве без срыва. Закритический режим характеризуется непрерывным распространением детонации. Частичный срыв искривленной после выхода из ограниченного пространства детонационной волны с последующим реиницированием определяет критический режим распространения. При докритическом режиме в сечении расширения канала происходят отделение ударной волны от зоны реакции и полный срыв детонации.

Хотя полной теории критических условий распространения до сих пор нет, эксперимен-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 15-08-01723, 15-08-01947, 15-07-06581).

© Кратова Ю. В., Хмель Т. А., Фёдоров А. В., 2016.

тально известно [1, 2], что для многих газовых смесей критический диаметр трубы d_{cr} можно масштабировать универсальным способом через характерный размер ячейки детонационного фронта λ : $d_{cr} = N\lambda$, где $N = 10 \div 13$. Эти значения подтверждаются теоретическими оценками $N \approx 10$, полученными в [3] на основе критерия Митрофанова — Солоухина [1]. Однако более поздние исследования показали, что для смесей, сильно разбавленных инертным газом (аргоном), значение N может увеличиваться примерно до $20 \div 30$ [4].

Оценочная формула для критической ширины плоского канала представлена в работе [5] и подтверждена сравнением с результатами экспериментальных исследований выхода детонации из трубы, закрытой диафрагмой с прямоугольным отверстием. Установлено, что при выходе детонации через узкую щель параметр N уменьшается до $2 \div 3$.

В [6] установлена связь между критическим размером трубы при дифракции и критическим радиусом инициирования сферической детонации, что указывает на определяющую роль геометрического фактора и слабое влияние изначально присущих данному течению поперечных волн ячейистой детонации.

Аналогичные детонационные процессы в газовзвесах имеют как общие свойства с газовой детонацией, так и определенные особенности, обусловленные наличием зон тепловой и скоростной релаксации фаз и различием механизмов воспламенения.

Ранее нами в [7] численно исследовалась задача дифракции детонационной волны в газовзвеси алюминия на обратном уступе плоского канала. В частности, было установлено, что возможны три аналогичных газовым смесям режима распространения детонации. При этом реализующийся режим зависит не только от ширины канала, но и от размера частиц. Обнаруженные различия в волновой картине за обратным уступом обусловлены влиянием релаксационных процессов. Так, при докритическом режиме взаимодействие зоны релаксации с вихрем в области разрежения за углом приводит к возможности реализации различных форм фронта горения, включая вытянутую вдоль стенки обратного уступа.

В работе [8] для такой же газовзвеси выполнено двумерное численное моделирование процессов дифракции ячейистой детонации при выходе из плоского канала. В целом при рас-

пространении детонации в газовзвесах наблюдается сходство волновых картин с гомогенной детонацией, в частности, одинаково реализуется механизм реинициирования в поперечных волнах. При этом, однако, отмечаются и некоторые качественные отличия детонационных структур, например, немонотонное поведение температуры газа в зоне релаксации. В силу принципиально иного механизма воспламенения частиц, в котором большую роль играют процессы тепловой и скоростной релаксации фаз, получены существенные отличия в критических условиях распространения. Оказалось, что срыв детонации при выходе из плоского канала происходит лишь в случае одной поперечной волны (меньше одной ячейки) [8], что значительно меньше, чем в детонации газовых смесей [5]. В связи с этим представляет интерес сравнение критериев распространения гетерогенной детонации при выходе из плоского канала и круглой трубы и сопоставление их с критериями газовой детонации.

Вызывает интерес также влияние фракционного состава полидисперсной смеси на режимы и критерии распространения детонации. Исследование детонации в бидисперсных и полидисперсных газовзвесах частиц алюминия проводилось в [9–11]. В [9, 10] показано, что свойства ячейистой детонации могут в значительной степени зависеть от фракционного состава, как по размерам ячейки, так и по характеру и амплитуде поперечных волн, вплоть до полного вырождения ячейистой детонации в устойчиво распространяющуюся плоскую волну. В [11] установлено, что малая добавка мелкой фракции в бидисперсную взвесь значительно уменьшает критическую энергию взрывного инициирования детонации.

Целью настоящего исследования является получение критериев срыва и распространения гетерогенной детонации в газовзвеси частиц алюминия при выходе из круглой трубы в открытое полупространство и сопоставление с полученными ранее результатами для плоского канала и известными данными по газовой детонации. Рассматриваются монодисперсные и бидисперсные взвеси. Учитывая, что геометрические условия распространения плоской и ячейистой детонации близки для плоской геометрии [7, 8], что также согласуется с выводами [6], в качестве исходного течения ограничимся предварительно рассмотрением плоской волны детонации Чепмена — Жуге. Предполагается

также сохранение цилиндрической симметрии при выходе детонации из круглой трубы (аналогичный подход применялся, например, в [12] при моделировании распространения ячеистой детонации в круглых трубах).

Исследования проведены на основе физико-математической модели детонации частиц алюминия в кислороде, впервые представленной в [13] и верифицированной по экспериментальным данным о зависимости скорости детонации от содержания частиц. Модель также согласуется с экспериментальными и расчетными данными других авторов по энергии инициирования [14], размеру детонационной ячейки [15, 12] и времени задержки воспламенения частиц в ударных и детонационных волнах [16]. Основные положения модели и уравнения двумерного нестационарного течения в декартовых координатах представлены в [7, 15]. Расширение модели на случай бидисперсной гетерогенной среды проводится аналогично [9–11]. Модель использовалась в [7, 8] для решения аналогичных задач в условиях плоской геометрии.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается цилиндрический канал круглого сечения диаметром $2H_1$, заполненный однородной смесью кислорода и частиц алюминия в стехиометрической концентрации. К выходному отверстию канала примыкает плоскость, ограничивающая полупространство. По трубе распространяется плоская детонационная волна в режиме Чепмена — Жуге. Ее фронт в начальный момент времени расположен в точке $z = 0.06$ м. Исследуются процесс выхода детонации в полупространство и течение за обратным уступом.

Двумерные осесимметричные течения в общем случае полидисперсной газовой смеси описываются следующей системой уравнений, вытекающей из законов сохранения массы, импульса и энергии:

для газа:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 r}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 v_1 r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_1 u_1 r}{\partial z} &= (J_2 + J_3)r, \\ \frac{\partial \rho_1 v_1 r}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 v_1^2 + p)r}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_1 u_1 v_1)r}{\partial z} &= \\ &= p + (-f_{2r} + J_2 v_2)r + (-f_{3r} + J_3 v_3)r, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 u_1 r}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 v_1 r}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_1 u_1^2 + p)r}{\partial z} &= \\ &= (-f_{2z} + J_2 u_2)r + (-f_{3z} + J_3 u_3)r, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 E_1 r}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_1 v_1 E_1 + p v_1)r}{\partial r} + \\ + \frac{\partial (\rho_1 u_1 E_1 + p u_1)r}{\partial z} &= \\ &= (-q_2 - f_{2z} u_2 - f_{2r} v_2 + J_2 E_2)r + \\ &+ (-q_3 - f_{3z} u_3 - f_{3r} v_3 + J_3 E_3)r; \end{aligned}$$

для частиц:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i r}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_i u_i r}{\partial z} &= -J_i r, \\ \frac{\partial \rho_i v_i r}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i^2 r}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i u_i v_i)r}{\partial z} &= \\ &= -(-f_{ir} + J_i v_i)r, \\ \frac{\partial \rho_i u_i r}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i r}{\partial r} + \frac{\partial r \rho_i u_i^2}{\partial z} &= \\ &= -(-f_{iz} + J_i u_i)r, \\ \frac{\partial \rho_i E_i r}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i v_i E_i r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_i u_i E_i r}{\partial z} &= \\ &= -(-q_i - f_{iz} u_i - f_{ir} v_i + J_i E_i)r. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь p — давление; ρ_i , u_i , v_i , E_i — соответственно средняя плотность, продольная и радиальная составляющие скорости, полная энергия на единицу массы газа ($i = 1$) и фракции реагирующих частиц (для бидисперсной взвеси $i = 2, 3$); r , z — цилиндрические координаты.

Горение частиц алюминия, инициируемое при достижении критической температуры воспламенения, описывается на основе уравнения приведенной кинетики аррениусовского типа с учетом неполного сгорания частиц. Использовался как статический критерий воспламенения $T_{ign} = 900$ К [7, 8, 15], так и динамический, полученный в [16] на основе решения полной задачи воспламенения взвеси в ударных и детонационных волнах с учетом плавления и реакций поверхностного окисления частиц:

$$T_{ign} = \left[A + \frac{B}{(d/d_0)^{1/2}} \right] +$$

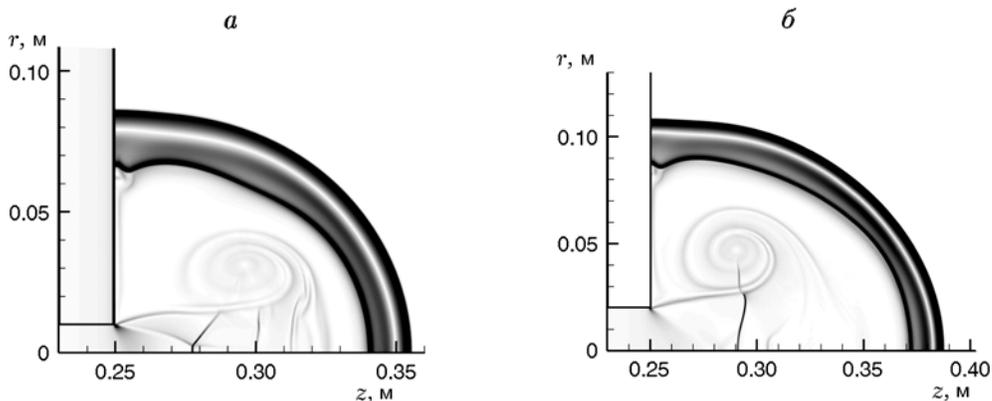


Рис. 1. Режимы срыва детонации при $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.01$ м ($t = 0.25$ мс) и $H_1 = 0.02$ м ($t = 0.26$ мс)

$$+ \left[C + \frac{D}{(d/d_0)^{1/4}} \right] \exp \left(-\frac{T_*}{T_1} \right), \quad (3)$$

где $A = 670$ К, $B = 160$ К, $C = 380$ К, $D = 800$ К, $T_* = 1800$ К, $d_0 = 1$ мкм, T_1 — локальная температура газа в точке воспламенения.

Для замыкания модели привлекаются уравнения состояния идеального газа. Законы обмена импульсом и энергией между фазами учитывают обтекание частиц в потоке и теплообмен в динамических условиях. Подробности модели и замыкающие соотношения приведены в [7, 13, 15] для монодисперсных и в [9, 11] для бидисперсных взвесей.

Численная технология, основанная на использовании схемы TVD для газа и Джентри — Мартина — Дэйли для частиц, представлена в [17], протестирована в [18] и опробована на ряде задач в [7–11, 14–16].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Режимы распространения

Расчеты показали, что режимы гетерогенной детонации, реализующиеся при выходе детонации из трубы круглого сечения, так же как из плоского канала (щели) [7], соответствуют аналогичным режимам в газах: докритический (срыв детонации), критический (частичный срыв с восстановлением) и закритический (непрерывное распространение детонации). Критические условия распространения определяются границей между докритическими и критическими режимами. Докритические

режимы в монодисперсной смеси частиц диаметром $d = 2$ мкм представлены на рис. 1 в виде численных шпирен-изображений плотности газа в каналах радиусом $H_1 = 0.01$ м (рис. 1, а) и $H_1 = 0.02$ м (рис. 1, б). Течение характеризуется отставанием фронта горения от ударной волны по всему периметру фронта. При $H_1 = 0.01$ м срыв детонации происходит и в плоском случае, но с некоторыми отличиями. Например, если в плоской геометрии выход ударной либо детонационной волны из щели сопровождается образованием двух симметричных вихрей с осями, параллельными плоскости симметрии [7], то в цилиндрической постановке — это образование более слабого тороидального вихря (см. рис. 1). В соответствии с законами распространения ударных волн, сопровождаемых волнами разрежения, замедление фронта ударной волны при распаде детонации в цилиндрическом случае (аналог сферической ударной волны) является более интенсивным, чем в плоском (аналог цилиндрической ударной волны). В случае $H_1 = 0.02$ м при выходе из плоского канала происходит лишь частичное ослабление детонации с последующим реиницированием в поперечной волне и восстановлением (критический режим) [7].

В указанной смеси при увеличении диаметра трубы ($d = 2$ мкм) или при уменьшении размера частиц ($d = 1.5$ мкм) критические режимы с восстановлением реализуются и в цилиндрическом случае (рис. 2). В отличие от плоской геометрии [7], здесь для таких режимов характерна вытянутая форма фронта (рис. 2). Это обусловлено более значительным (в силу геометрии) торможением бокового

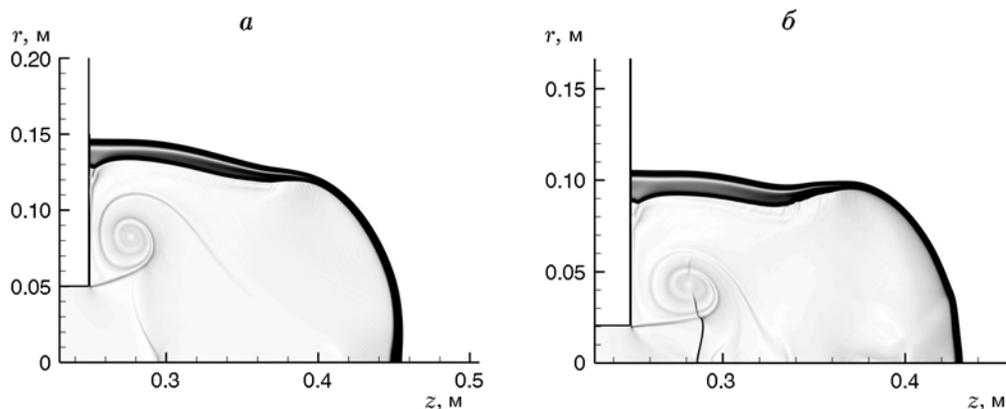


Рис. 2. Критические режимы распространения детонации:

a — $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.05$ м, $t = 0.26$ мс; *б* — $d = 1.5$ мкм, $H_1 = 0.02$ м, $t = 0.25$ мс

участка, где произошло разделение на ослабляемую ударную волну и отстающий фронт горения, в то время как распространение вдоль оси центрального участка фронта продолжается со скоростью нормальной детонации. Последующее восстановление детонации в поперечной волне происходит аналогично [7], но с некоторой задержкой во времени относительно плоской геометрии.

На рис. 3 показаны огибающие максимального давления на оси симметрии для всех случаев, относящихся к $d = 2$ мкм на рис. 1, 2. Для сравнения приведены аналогичные кривые для

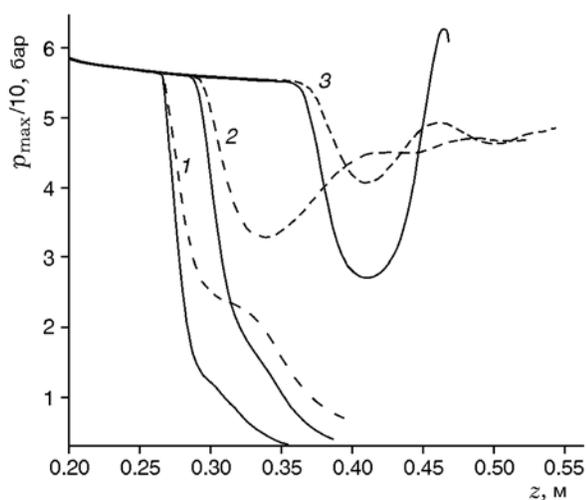


Рис. 3. Огибающие максимального давления на оси (плоскости) симметрии:

сплошные линии — цилиндрический канал, штриховые — плоский [7], $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.01$ (1), 0.02 (2) и 0.05 м (3)

плоской геометрии [7]. Как видно, в одной и той же смеси переход от срыва детонации к распространению происходит при существенно меньшем (более чем в два раза) значении ширины плоского канала, чем соответствующее значение диаметра цилиндрической трубы.

Пограничные критические режимы

Таким образом, в целом картины течения за обратным уступом для плоской геометрии [7] и для цилиндрической качественно близки как в докритических режимах, так и в критических. Остановимся на некоторых различиях сценариев реиницирования в пограничных критических режимах.

Особенностью осесимметричных течений является кумулятивный характер взаимодействия волновых структур с осью симметрии. На стадии ослабления детонации разделение на ударную волну и отстающий фронт горения происходит как в области за обратным уступом, так и в окрестности оси симметрии (рис. 4). В то же время сформированный за уступом вихрь и порожденный им конус контактной поверхности «отжимает» зону горячего газа от оси симметрии, что способствует меньшему ослаблению детонации в средней части поверхности фронта, чем вблизи оси (рис. 4, *a*). Неравномерность торможения различных участков распадающегося фронта детонации присутствует и в режимах со срывом, что видно, например, на рис. 1, *б*. Восстановление детонации в пограничных критических режимах начинается на среднем участке поверхности, отстоящем как от обратного уступа, так

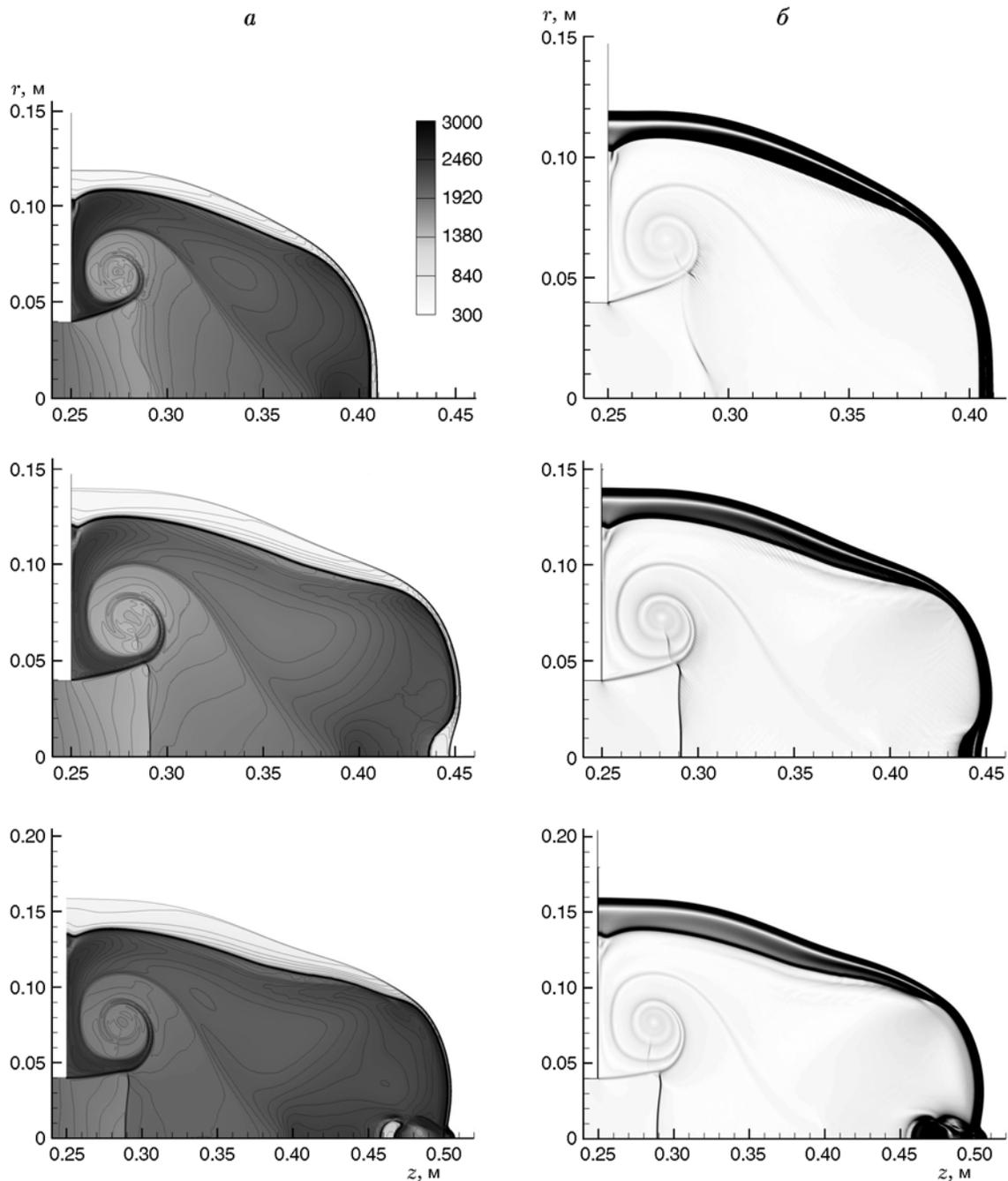


Рис. 4. Пограничный критический режим при выходе из круглой трубы:

a — температура газовой фазы, *б* — численные шпирен-изображения; $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.04$ м, $\Delta t = 0.04$ мс

и от оси симметрии, что приводит к искривлению и загибу фронта (рис. 4, *б*, рис. 2, *а*). Дальнейшее развитие характеризуется образованием «выпячивания» фронта в приосевой области (рис. 4, *в*), что также отмечается в некоторых детонационных течениях при дифракции в раз-

бавленных газовых смесях [19]. Отметим, что для критических режимов в условиях плоской геометрии [7] таких эффектов не выявлено.

Области несгоревших частиц

Расчеты указывают на образование зон

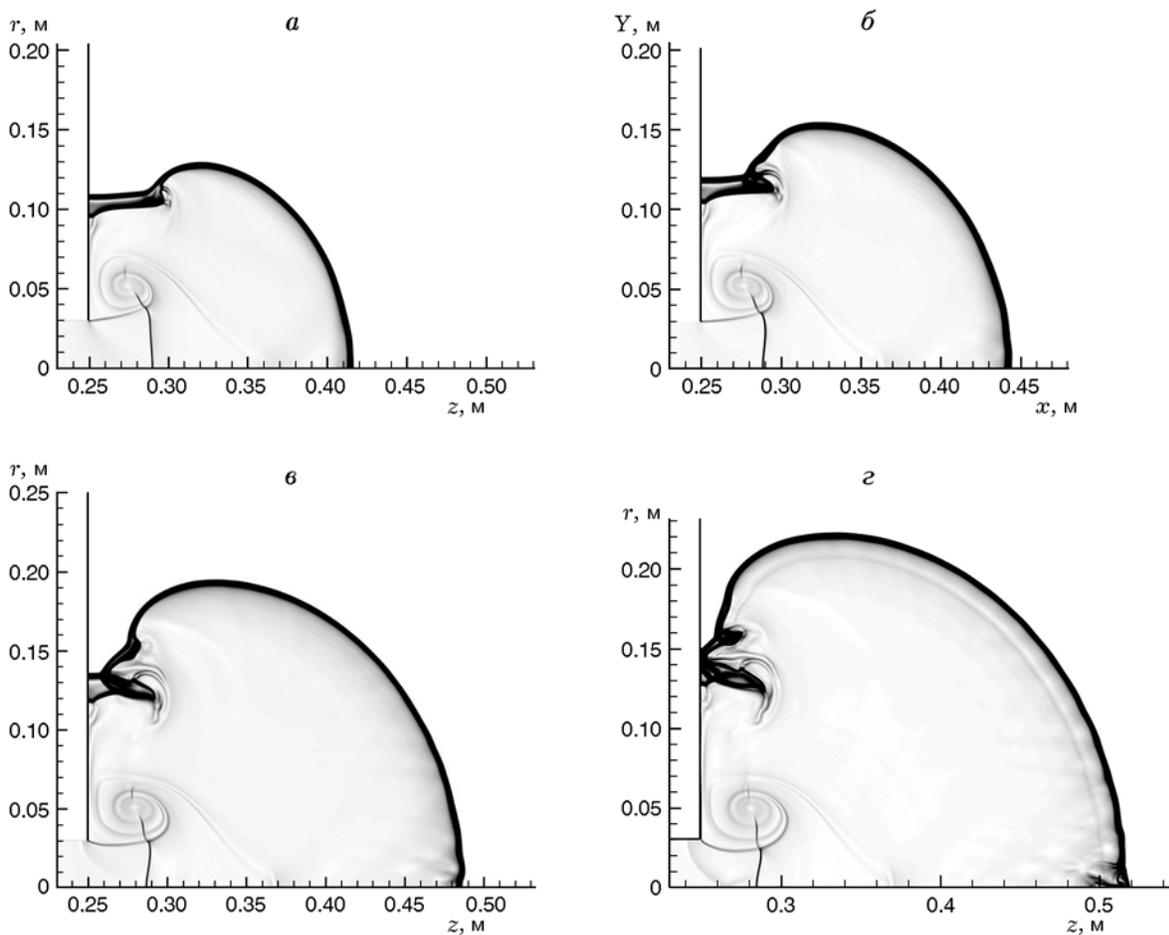


Рис. 5. Развитие течения при реиницировании (численные шпирен-изображения, $H_1 = 0.03$ м, $\Delta t = 0.02$ мс)

непрореагировавшей газозвеси в процессе реиницирования. В качестве аналога можно назвать «карманы» несгоревшего газа в гомогенной детонации. На рис. 5 показано образование комплексных волновых и вихревых структур вблизи боковой стенки при восстановлении детонации в поперечной волне в цилиндрическом случае. Здесь можно отметить многоэтапное формирование поперечных детонационных волн. Первоначально вблизи боковой стенки происходит разделение детонационной волны на ударную волну и фронт горения (рис. 5,а) и, как следствие, образуется область несгоревших частиц, по которой далее распространяется поперечная детонационная волна (рис. 5,б). В это время на примыкающем участке детонационного фронта в силу ослабления его интенсивности (геометрический фактор) также происходит разделение на ударную волну и отста-

ющий фронт горения (рис. 5,б) и идет восстановление детонации во вторичной поперечной волне (рис. 5,в). Данный процесс повторяется до тех пор, пока расширяющийся при дифракции фронт не становится полностью детонационным (рис. 5,г). Этот процесс прослеживается также на картинах температуры газа (рис. 6), где светлые зоны соответствуют областям несгоревших частиц.

На участке расширяющегося фронта, прилегающем к оси симметрии, видно образование и рост возмущений, способствующих формированию поперечных волн (рис. 5,г, рис. 6,в,г,з). Аналогичное свойство для гетерогенной детонации в условиях плоской геометрии отмечалось в [7]. Со временем области непрореагировавших частиц деформируются, отстают от фронта и исчезают по мере сгорания частиц (рис. 6,з).

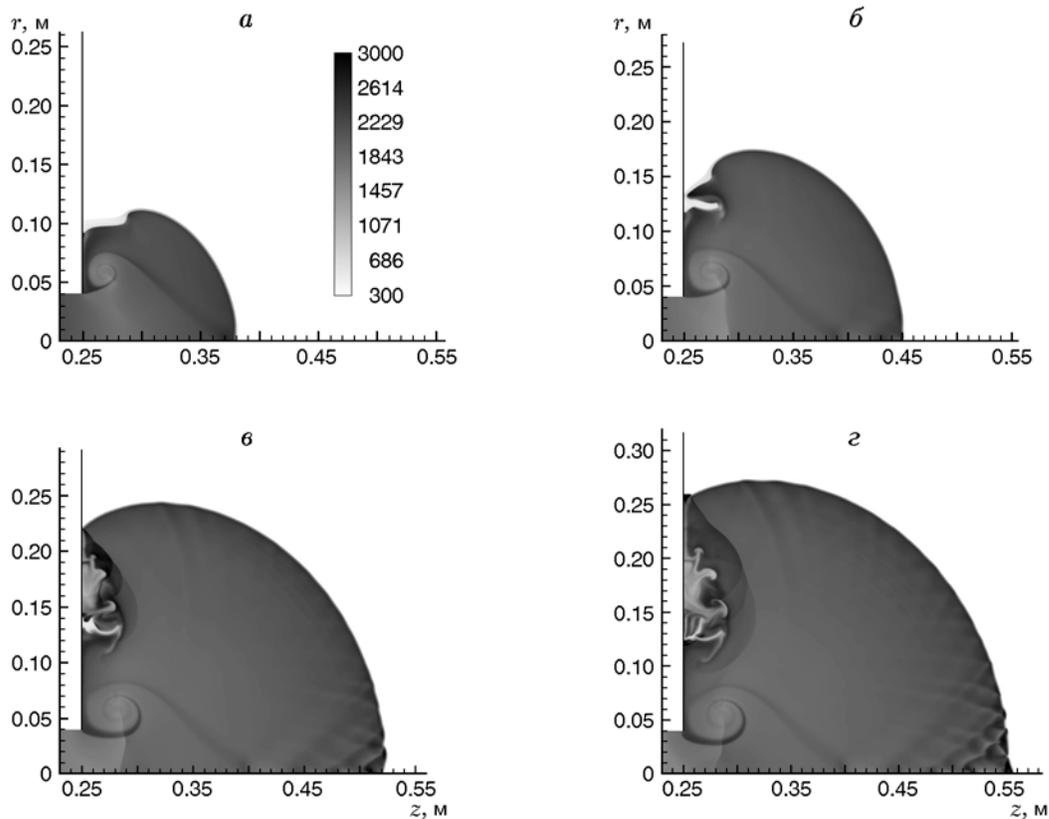


Рис. 6. Образование областей с несгоревшими частицами. Поля температуры газа ($d = 1.5$ мкм, $H_1 = 0.04$ м, $\Delta t = 0.05$ мс, между в и г $\Delta t = 0.02$ мс)

Бидисперсные смеси

Влияние полидисперсности на режимы распространения детонации исследовалось на модели бидисперсной взвеси частиц диаметром 1.5 и 3.5 мкм с варьированием их долевого состава. Диаметр трубы (ширина канала) принимался равным 0.03 м, при этом при обеих геометриях происходит срыв в монодисперсной взвеси крупных частиц и распространение в монодисперсной взвеси мелких частиц. В монодисперсной смеси частиц диаметром 1.5 мкм процесс восстановления детонации в цилиндрической постановке аналогичен случаю с $H_1 = 0.02$ м, представленному на рис. 2,б. В случае плоского канала разделение фронта за обратным уступом практически не наблюдается, и режим можно классифицировать как закритический (непрерывное распространение детонации). В монодисперсной смеси частиц диаметром 3.5 мкм как в случае плоского канала [7], так и для цилиндрической трубы реализуется срыв детонации.

Расчеты с варьированием фракционного

Зависимость детонационных режимов от состава бидисперсной смеси частиц диаметром 1.5 и 3.5 мкм при $H_1 = 0.03$ м

Состав смеси, % ($d = 1.5$ мкм)/($d = 3.5$ мкм)	Плоский канал	Цилиндрическая труба
Монодисперсная смесь, 3.5 мкм	–	–
10/90	±	–
30/70	±	–
50/50	±	–
95/5	+	±
Монодисперсная смесь, 1.5 мкм	+	±

Примечание. + — непрерывный режим распространения, – — срыв детонации, ± — критический режим.

состава бидисперсной смеси показали существенное влияние содержания мелких частиц

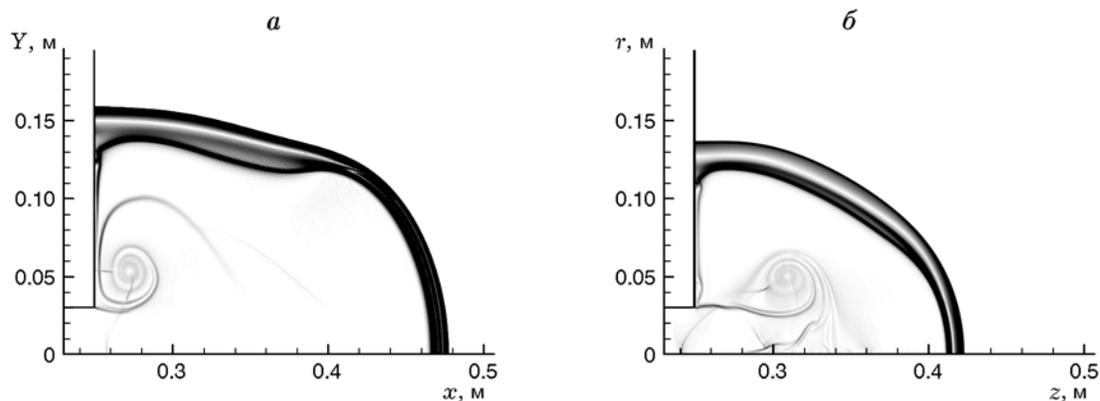


Рис. 7. Смена режима в бидисперсной смеси (5 % частиц диаметром 1.5 мкм и 95 % диаметром 3.5 мкм) при переходе от канала (а) к круглой трубе (б), $H_1 = 0.03$ м. Шлирен-изображения в момент времени $t = 0.3$ мс

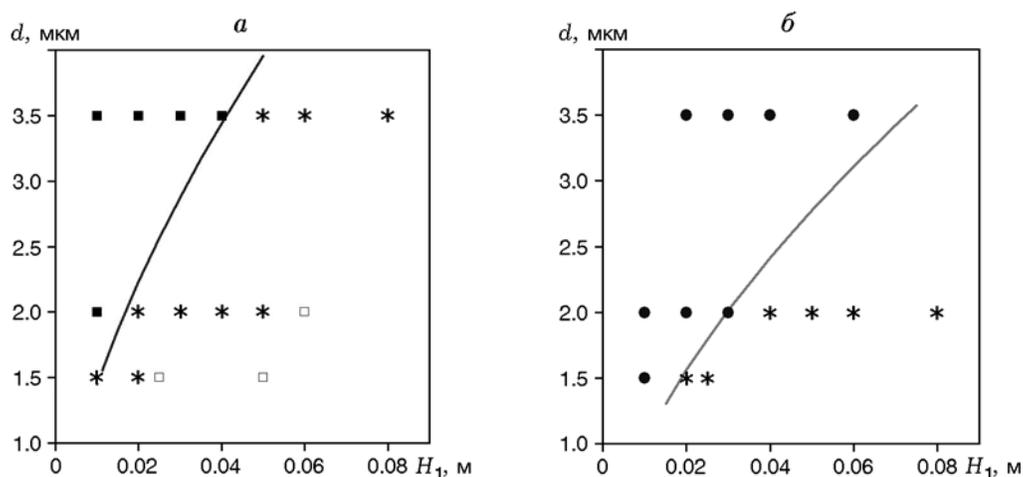


Рис. 8. Карты режимов распространения детонации при дифракции на обратном уступе: а — плоский канал [7], б — цилиндрическая труба; светлые значки — закритические режимы, звездочки — критические, темные — срыв детонации, сплошные линии — аналитические критерии

на режимы детонации (см. таблицу). С увеличением доли мелкой фракции происходит переход от режимов со срывом детонации к режимам с ее распространением. В случае плоского канала уже при содержании 5 % мелких частиц в смеси реализуется критический режим с восстановлением детонации. В то же время при выходе из круглой трубы при 50%-м содержании мелких частиц срыв детонации еще происходит. Лишь при преобладании мелких частиц в пропорции 95 к 5 % в каналах цилиндрической конфигурации наблюдается переход к критическому режиму (рис. 7).

Критерии распространения детонации

На рис. 8 приведены карты решений для монодисперсных взвесей в плоскости: диаметр частиц — размер канала для плоских [7] (рис. 8, а) и цилиндрических (рис. 8, б) конфигураций. Сравнение критических значений ширины плоского канала и диаметра круглой трубы для одной и той же взвеси показывает, что отношение указанных геометрических параметров составляет примерно 0.5. Это соотносится с приведенной в [5] и подтвержденной экспериментально формулой, связывающей критический диаметр трубы и критическую ширину плоского канала в газовой детонации:

$$H_{pl} = \frac{1}{4} \sqrt{\pi} H_{cyl} \approx 0.44 H_{cyl}. \quad (4)$$

В газовой детонации критический диаметр трубы соотносится с размером детонационной ячейки. Теоретическое обоснование критического числа ячеек для газов (10 ÷ 13) получено в [1] на основе гипотезы о равенстве по порядку величины времени задержки воспламенения τ его изменению за искривленным ударным фронтом $Td\tau/dT$. Это приводит к следующему соотношению для определения минимального числа поперечных волн в трубе:

$$n < \left| \frac{d\tau}{dT} \right| \frac{4Tc}{\tau D}, \quad (5)$$

где c — скорость звука, D — скорость детонации. При аррениусовской зависимости времени индукции воспламенения от температуры $\tau = \tau_0 \exp(E/RT)$ условие затухания имеет вид $n < 4Ec/RTD$, что позволило в [1] при характерных для большинства газовых смесей значениях E и D получить оценку $n \approx 10$.

Проводя аналогичные рассуждения для газозвеси, отметим, что, в отличие от газов, скорость нагрева частиц алюминия определяется конвективным теплообменом, характеризующимся высоким за счет относительного движения фаз числом Нуссельта:

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{1}{\tau_T} (T_1 - T_2), \quad (6)$$

где T_1, T_2 — температуры газа и частиц, τ_T — время тепловой релаксации. В зоне скоростной неравновесности происходит дополнительное тепловыделение за счет работы сил трения, т. е. начальная стадия нагрева частицы характеризуется немонотонным поведением температуры газа [16], что связано с наличием двух противоположных процессов — тепловыделения при ускорении частиц в потоке и теплоотвода от газа к частицам. Температура газа на этой стадии варьируется в пределах 1500 ÷ 2000 К. В самом грубом приближении $Nu = \text{const}$, $\tau_T = \text{const}$, $T = \text{const}$ (будут проверены оба крайних значения температур) решение (6) имеет вид $T_2 = T_1 - (T_1 - T_0) \exp(-t/\tau_T)$, а время задержки воспламенения определяется по формуле $\tau = \tau_T \ln[(T_1 - T_0)/(T_1 - T_{ign})]$.

Механизм воспламенения частиц алюминия в ударных и детонационных волнах характеризуется тем, что динамика предварительного прогрева частицы в большей степени влияет на время задержки воспламенения, чем протекающая по аррениусовскому закону реакция

поверхностного окисления частицы [16]. В [16] показано, что критическая температура воспламенения частиц порядка $T_{ign} = 900$ К, так как в диапазоне 800 ÷ 900 К происходит резкое ускорение скорости окисления, приводящее к очень быстрому срыву теплового равновесия.

Отметим, что расчеты с динамическим критерием воспламенения частиц [16] (формула (3)) не выявили значимых различий в реализуемых режимах детонации по сравнению с расчетами при фиксированной температуре воспламенения. Принимая $T_{ign} = \text{const}$, можно получить из (5) следующее условие затухания дифрагирующей волны сферической гетерогенной детонации:

$$n < (T_{ign} - T_0) 4T_1 c_1 / \{(T_1 - T_0)(T_1 - T_{ign}) \times \\ \times \ln[(T_1 - T_0)/(T_1 - T_{ign})] D\}. \quad (7)$$

Для параметров волны детонации стехиометрической взвеси алюминия в кислороде $D = 1560$ м/с, $c_1 = \sqrt{\gamma RT_1}$, $T_0 = 300$ К, $T_{ign} = 900$ К формула (7) дает близкие критические значения 3.4 и 3.2 для $T_1 = 1500$ и 2000 К соответственно.

Кривые на рис. 8 построены для линейной зависимости ширины (диаметра) канала от размера ячейки с учетом зависимости размера ячейки от диаметра частиц: $\lambda = \lambda_0(d/d_0)^{1.6}$, $d_0 = 10$ мкм, $\lambda_0 = 27$ см [15]. Согласование с данными численного моделирования имеет место при критическом числе ячеек 2.9 в круглой трубе и 1.36 в плоском канале. Отношение этих чисел 2.13 всего лишь на 6 % меньше оценочного отношения для газовой детонации 2.27, определяемого формулой (4). Однако при этом критическое число ячеек в трубе (около 3) значительно меньше, чем в газовой детонации большинства смесей (10 ÷ 13).

Таким образом, оценки, полученные на основе аналога критерия Митрофанова — Солоухина и известной из численных расчетов зависимости размера детонационной ячейки от диаметра частиц, подтверждаются результатами численного моделирования. Вместе они показывают, что критические условия распространения гетерогенной детонации могут существенно отличаться от детонации газовых смесей, что обусловлено принципиальными отличиями механизмов воспламенения и влиянием процессов межфазного взаимодействия (скоростной и тепловой релаксации).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование выхода плоской волны гетерогенной детонации из круглой трубы в неограниченное полупространство для моно- и бидисперсных взвесей частиц алюминия в кислороде стехиометрического состава.

Для гетерогенной детонации определены три режима детонационного течения: закритическое (с непрерывным распространением детонации), критическое (с частичным срывом и реиницированием детонации) и докритическое (со срывом детонации).

Общими свойствами и характеристиками цилиндрических и плоских течений гетерогенной и гомогенной детонации являются образование зон несгоревших частиц в критических режимах и формирование поперечных волн в результате усиления возмущений на фронте в закритических режимах.

Только цилиндрической задаче присуще образование загиба фронта в приосевой области в сценариях реиницирования в пограничных режимах. Это связано с тем, что восстановление детонации начинается на участках, отстоящих как от стенки обратного уступа, так и от оси симметрии.

Влияние состава бидисперсной смеси на режимы распространения гетерогенной детонации заключается в восстановлении детонации при выходе из плоского канала при существенно меньшей доле мелких частиц, чем при выходе из круглой трубы такого же диаметра.

Построены карты режимов детонации в плоскости диаметр трубы (ширина канала) — диаметр частиц. Показано, что геометрические критерии распространения гетерогенной детонации при выходе из плоского канала и круглых труб отличаются в 2 ÷ 2.5 раза, что близко к свойствам газовой детонации. Результаты численных расчетов согласуются с теоретическими кривыми, построенными на основе критерия Митрофанова — Солоухина и определенной ранее в [15] степенной зависимости размера детонационной ячейки от диаметра частиц. Значение критического числа ячеек оказалось в несколько раз меньше, чем в газовых смесях, что обусловлено принципиальными отличиями в механизмах воспламенения частиц в динамических условиях, развивающимися под влиянием процессов скоростной и тепловой релаксации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. О дифракции многофронтной детонационной волны // Докл. АН СССР. — 1964. — Т. 159, № 5. — С. 1003–1006.
2. Knystautas R., Lee J. H., Guirao C. M. The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures // Combust. Flame. — 1982. — V. 48. — P. 63–83.
3. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 5. — С. 109–131.
4. Arienti M., Shepherd J. E. A numerical study of detonation diffraction // J. Fluid Mech. — 2005. — V. 529. — P. 117–146.
5. Васильев А. А. Критические условия инициирования цилиндрической многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 2. — С. 114–120.
6. Sochet I., Lamy T., Brossard J., Vaglio C., Cayzac R. Critical tube diameter for detonation transmission and critical initiation energy of spherical detonation // Shock Waves. — 1999. — V. 9, N 2. — P. 113–123.
7. 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.
8. Fedorov A. V., Khmel T. A., Kratova Yu. V. Cellular detonation diffraction in gas — particle mixtures // Shock Waves. — 2010. — N 20. — P. 509–519.
9. Федоров А. В., Хмель Т. А. Формирование и вырождение ячеистой детонации в бидисперсных газозвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 109–120.
10. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Особенности ячеистой детонации в полидисперсных газозвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 85–94.
11. Федоров А. В., Хмель Т. А. Структура и инициирование плоских волн детонации в бидисперсной газозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 2. — С. 46–55.
12. Briand A., Veyssiere B., Khasainov B. Modelling of detonation cellular structure in aluminium suspensions // Shock Waves. — 2010. — N 20. — P. 521–529.
13. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.

14. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование инициирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 1. — С. 114–122.
15. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 4. — С. 84–98.
16. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Характеристики и критерии воспламенения взвесей частиц алюминия в детонационных процессах // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 2. — С. 76–88.
17. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численные технологии исследования гетерогенной детонации газовзвесей // Мат. моделирование. — 2006. — Т. 18, № 8. — С. 49–63.
18. **Хмель Т. А.** Численное моделирование двумерных детонационных течений в газовзвеси реагирующих твердых частиц // Мат. моделирование. — 2004. — Т. 16, № 6. — С. 73–77.
19. **Schultz E., Shepherd J.** Detonation diffraction through a mixture gradient // Tech. Rep. FM00-1. — California Inst. of Technol., 2000.

*Поступила в редакцию 17/XI 2014 г.,
в окончательном варианте — 18/II 2015 г.*
