

РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛОСКОЙ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОВЗВЕСЯХ В КАНАЛАХ С РАЗРЫВОМ СЕЧЕНИЯ

Ю.В. Кратова, А.В. Федоров, В.М. Фомин, Т.А.Хмель

*Институт теоретической и прикладной механики
Сибирского отделения Российской академии наук,
Новосибирск, 630090, ул. Институтская 4/1*

Аннотация

Методами численного моделирования исследуется распространение детонационной волны в стехиометрической взвеси мелких частиц алюминия в кислороде в плоском канале с разрывом сечения. Анализируется влияние размера частиц и геометрических параметров канала на сценарии развития течения в различных режимах распространения, формирующиеся при прохождении детонационной волной обратного уступа. Установлены аналогии с соответствующими течениями в газовых смесях. Выявлены характерные отличия, обусловленные процессами межфазного взаимодействия.

DETONATION PROPAGATION REGIMES IN GAS- PARTICLE MIXTURES IN THE DUCT WITH A CROSS-SECTIONAL BREAKDOWN»

The numerical modeling of the propagation of detonation waves is carried out in a duct with an abrupt expansion for a heterogeneous mixture of fine particles of aluminium and oxygen. Three types of scenarios of detonation diffraction are obtained similar to gaseous detonations. Specific features of the flow structures are revealed such as deformation of the combustion front due to interaction of the relaxation zone and the vortex structure. The influence of the particle size and the channel width on the detonation propagation in the duct is analyzed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования детонации газовзвесей актуальны как в связи с вопросами взрыво - пожаробезопасности, так и в связи с развитием технологий, основанных на применении детонационных процессов, в частности, для создания тяги в современных поколениях двигателей. Поэтому представляет большой интерес изучение особенностей распространения детонационных волн в каналах технических устройств, характеризующихся сложной геометрией. Типичной конфигурацией является канал с внезапным расширением и его элемент – обратный уступ.

В [1] в рамках физико-математической модели ударно-волновых и детонационных процессов в газовзвесах мелких частиц алюминия в кислороде численно исследовались процессы дифракции ударной волны на обратном уступе и предварительные результаты задачи о выходе плоской волны гетерогенной детонации из плоского узкого канала в широкий.

Настоящая работа является продолжением [1] и направлена на исследование детонационных течений в ограниченных стенками каналах. В работе выделяется два этапа течения: непосредственно за обратным уступом и дальнейшее течение в канале с учетом отражения от стенок.

Целью работы является: анализ процесса распространения детонации за обратным уступом и после прохождения разрыва сечения канала; определение сценариев и режимов распространения детонации в газовзвеси после прохождения разрыва сечения канала; определение влияния размера частиц и ширины канала на волновую картину и развитие детонационного течения.

2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследование проводится в рамках физико-математической модели детонации монодисперсных газовзвесей мелких частиц алюминия и кислорода, развитой в работах [2, 3] и детально изложенной в [1, 4]. Для решения начально-краевой задачи использовался численный метод расчета, основанный на применении схемы TVD для газа и Джентри – Мартина – Дэйли для частиц. Этот метод был тестирован на ряде задач в [5] и использовался в [4,6]. В [1] данный алгоритм был модифицирован для использования в областях сложной геометрии и тестирован на задачах дифракции ударных волн в газах на обратном уступе [7].

Как и в [1], рассматривается плоский канал с разрывом сечения, заполненный однородной стехиометрической смесью кислорода и мелких частиц алюминия (рис. 1). Считая, что канал симметричен относительно оси X , рассматривается течение лишь в его верхней половине. Инициирование плоской детонационной волны в узкой части канала моделируется аналогично [4] воздействием взрывной ударной волны в газе на облако газовзвеси, заполняющей часть канала. При достаточной амплитуде УВ и запасенной в ней энергии [8] в облаке формируется плоская пересжатая детонационная волна, которая ослабляется под действием волны разрежения. Длина облака газовзвеси выбирается так, чтобы к моменту достижения обратного уступа сформированная волна отвечала самоподдерживающемуся режиму, оставаясь при этом плоской. Развитие возмущений, приводящих впоследствии к ячейистой детонации аналогично [4], происходит в данном случае далее в широкой части канала.

В данной работе исследуется процесс выхода сформированной детонационной волны в свободное пространство за обратным уступом и дальнейшее те-

чение в канале, ограниченном стенками. На рис. 1: L_1 – положение фронта детонационной волны в начальный момент, L_2 – длина узкой части канала, L – длина расчетной области, H_1 – поперечный размер узкой части канала.

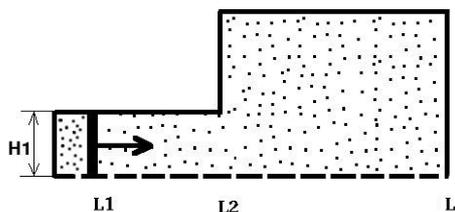


Рис. 1. Схема течения

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ результатов проводится в сравнении с аналогичными исследованиями детонации газовых смесей [9-13]. В экспериментах [13] впервые установлено существование трех режимов распространения детонации, которые определены как докритический, критический и закритический. В докритическом режиме происходит полный срыв детонации, в критическом – частичный срыв с последующим восстановлением, а закритический режим характеризуется непрерывным распространением детонационного фронта. Переход от одного режима к другому в одной и той же газовой смеси зависит от геометрических параметров канала. При фиксированной геометрии на переход влияют параметры реакции, в частности, величина энергии активации [11].

В газовзвесах масштаб зоны реакции определяется диаметром частиц. Кроме того, структура волны характеризуется наличием релаксационных процессов, протяженность которых также связана с размером частиц. Если размер канала сопоставим с характерными масштабами релаксации, это может привести к качественной перестройке течения (для ударных волн это показано в [1]) и возможному срыву детонационного процесса. Поэтому исследовалось влияние, как ширины канала, так и размеров частиц. Расчеты были выполнены для частиц диаметром 1, 1.5, 2, и 3.5 мкм и значений ширины канала H_1 от 0.01 м до 0.15 м (с учетом того, что распространение детонации возможно лишь при ширине канала не меньше половины поперечного размера детонационной ячейки в данной смеси).

Результаты расчетов показали, что в газовзвесах также как и в газовых смесях можно выделить три режима распространения при дифракции на обратном уступе: с полным срывом детонации, с частичным срывом и с непрерывным распространением детонации за уступом. При этом имеются существенные отличия волновой картины от аналогичных детонационных течений в газах, что связано с влиянием процессов релаксации фаз. Ниже представлена детальная картина течения для каждого из режимов.

3.1. Закритический режим распространения детонации за обратным уступом

В закритическом режиме детонационный фронт после выхода за угол расширения остается детонационным на всем своем протяжении, распространяясь равномерно как в продольном направлении, так и в

поперечном. Характерная картина течения при закритическом режиме, реализующемся в смеси частиц с диаметром $d=1$ мкм, представлена на рис. 2 в виде численного шлирен-изображения газовой. Здесь можно видеть, что после прохождения уступа фронт детонационной волны искривляется в результате взаимодействия с волнами разрежения, развивающимися на угле расширения. За углом расширения формируются вихрь 1, образовавшийся при отрыве сдвигового слоя от угла; система скачков: ярко выраженный вторичный скачок (отраженная волна) 2, примыкающий к вихрю и более слабый падающий скачок 3, берущий начало от угла; контактный разрыв 4, разделяющий течение невозмущенное волной разрежения и течение за искривленной волной.

Элементы волновой картины течения в окрестности угла расширения соответствуют аналогичным течениям газовых смесей [11], что естественно, поскольку в этой области концентрация частиц (остаточная после выгорания) очень мала. Можно отметить также сходство с течениями не реагирующих газовзвесей [7] (вихревая зона на угле расширения, система скачков в этой зоне, область пониженной концентрации частиц за уступом). Отметим также, что указанные вихревые структуры являются общими для всех реализующихся режимов распространения детонационной волны.

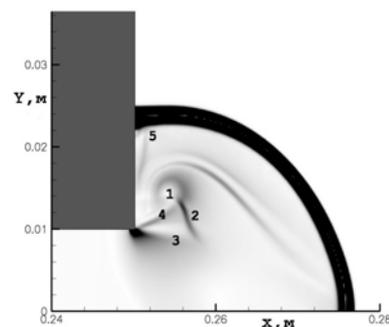


Рис. 2. Характерная структура течения в закритическом режиме ($d=1$ мкм, $H_1=0.01$ м, $t=0.13$ с)

Структура детонационной волны включает лидирующую УВ, зоны скоростной и тепловой релаксации фаз и зону горения. В силу наличия этой внутренней структуры, представленная на шлирен-фотографии линия/область фронта обладает значительной толщиной. Это связано с проявлением межфазных релаксационных процессов отражающихся в возникшей «размазанности» структуры ДВ (обусловленной обменом импульсом и энергией между фазами) по сравнению с дифракцией детонации в газах без частиц. И здесь и на последующих картинах можно выделить особенности поведения фронта на участке, примыкающем к поверхности обратного уступа. Известно, что в инертных средах отражение пристенной ударной волны, распространяющейся вдоль боковой поверхности, возможно как регулярным, так и нерегулярным образом, в зависимости от интенсивности УВ [14]. В рассматриваемом нами примере течения также можно выделить ножку Маха 5 (более четко она вместе с отраженной волной видна на рис. 3а), то есть здесь реализуется нерегулярное отражение.

Наличие маховской конфигурации способствует формированию поперечных волн на фронте детонаци-

онной волны (рис. 3). По мере распространения детонационной волны образовавшаяся у стенки ножка Маха растет и искривляется благодаря расширению фронта. Кроме того, скорость распространения ножки Маха вдоль поверхности превышает скорость распространения фронта, в силу чего возникает изгиб лидирующей УВ. Отраженная волна пристенной маховской конфигурации при этом усиливается и трансформируется в поперечную волну с примыкающим контактным разрывом. В дальнейшем происходит усиление поперечной волны, а комбинация поперечная волна - контактный разрыв распространяется вдоль фронта детонации. Со временем на некотором расстоянии от этой волны фронт вновь искривляется, и происходит формирование вторичной поперечной волны с примыкающим к ней контактным разрывом.

Физическая природа появления вторичной волны связана с неустойчивостью детонационного фронта относительно возмущений, приводящих к его искривлению (при аррениусовском типе реакции), и особенностями распространения звуковых волн в течении за фронтом. Подробное объяснение этого явления, основанное на применении методов линейной акустики, изложено в [15].

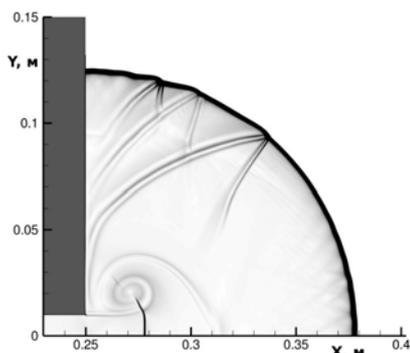


Рис. 3. Распространение детонации в закритическом режиме, $d=1$ мкм, $H_1=0.01$ м, $t=0.20$ с

Таким образом, благодаря особенностям распространения возмущений в поле течения детонационной структуры, за первой поперечной волной, сформированной в результате отражения фронта от боковой стенки, развивается последовательность поперечных волн на детонационном фронте. Расстояния между ними, однако, не согласуются с поперечным размером ячейки при распространении детонации в плоском канале (определенным в [4] как численно, так и по методу [15]). Причина этого, на наш взгляд, заключается в том, что структура течения за дифрагированной волной (в пристенной области и в окрестности конфигурации сильной поперечной волны с примыкающим контактным разрывом) отличается как от структуры за плоской волной детонации, так и от течений ячейистой детонации в данной смеси.

Однако на другом участке фронта, примыкающем к плоскости симметрии, на рис. 3, можно видеть еще одну развивающуюся систему поперечных волн (пока малой амплитуды). Эти волны возникают вследствие развития малых возмущений, обусловленных неоднородностями течения, и усиливаются благодаря описанному выше механизму. В последующем по мере развития этих волн распространение детонации при-

обретает характер ячейистой детонации, а расстояние между этими поперечными волнами уже на рис. 3 согласуется с величиной поперечного размера ячейки в смеси частиц 1 мкм – 0.007 м [4].

3.2. Закритический режим распространения детонации в канале с резким расширением

После достижения фронтом стенки широкой части канала происходит его отражение и формирование сильной поперечной волны. Типичная картина такого течения показана на рис. 4 в виде численных шпирен-фотографий на два последовательных момента времени в газовзвеси частиц $d=1$ мкм при $H_1=0.04$ м, $H_2=0.132$ м. Отраженная волна четко видна на рис. 4,а и обозначена символом А. Фронт отраженной волны А искривляется при прохождении вихревой зоны В (рис. 4,б).

Кроме того, от стенки отражаются упомянутые выше поперечные волны, сформированные на фронте дифрагированной волны. Отраженные волны накладываются на существующую систему поперечных волн, что обуславливает перестройку уже частично сформированной ячейистой структуры. Траектории точек смыкания поперечных волн с фронтом лидирующей волны (тройных точек) выявляются на теневой картине максимального давления $p_{max}(x, y) = \max_t [p(x, y, t)]$ (рис. 5). Как видно на начальном этапе формирования ячейистой детонации в канале траектории тройных точек в значительной степени искривлены, а ячейки неравномерны.

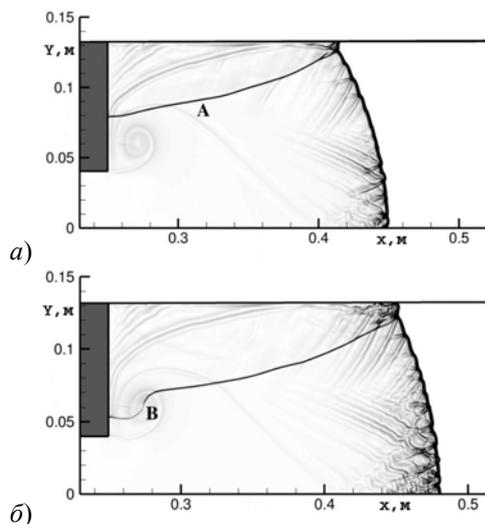


Рис. 4. Развитие течения после отражения волны от стенки в закритическом режиме: $t=0.24$ мс (а), 0.26 мс (б)

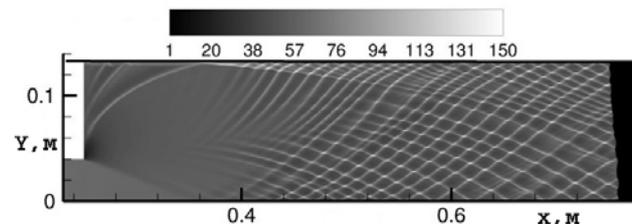


Рис. 5. Начальный этап формирования ячейистой детонации в закритическом режиме, $t=0.44$ мс: картины истории максимального давления.

3.3. Докритический режим

Докритический режим характеризуется полным срывом детонационного процесса и при рассмотренных значениях ширины канала реализуется в смесях частиц диаметром 3.5 мкм и 2 мкм. Здесь срыв детонации обусловлен разделением лидирующей ударной волны и фронта горения и последующего постепенного ослабления УВ при дальнейшем отставании фронта горения (рис. 6). Анализ рис. 6 показывает, что форма и положение вихря зависит от ширины канала. При выходе гетерогенной детонации из канала с $H_1=0.03$ м ослабление в продольном направлении развивается позже, поэтому вихревая зона оттесняется течением в направлении боковой стенки. Здесь в вихревой зоне более выражен скачок, направленный к боковой стенке (рис. 6,а). В узком канале $H_1=0.01$ м на примере смеси частиц размером $d=2$ мкм (рис. 6,б) вихрь имеет заметно вытянутую форму, и в вихревой зоне развивается скачок, направленный к оси симметрии канала.

В расчетах установлено, что в зависимости от размера частиц форма фронта и структуры течения в пристенной области в докритических режимах могут существенно различаться.

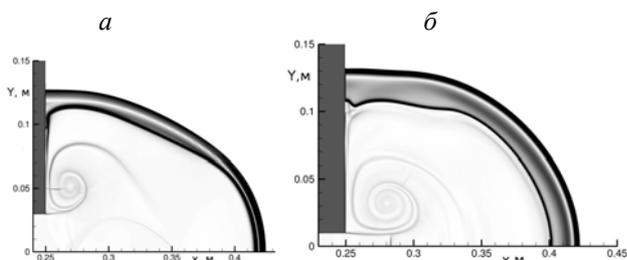


Рис. 6. Затухание детонации (докритический режим): $d=3.5$ мкм, $H_1=0.03$ м, $t=0.25$ мс (а); $d=2$ мкм, $H_1=0.01$ м, $t=0.30$ мс (б)

В смеси частиц диаметром 3.5 мкм обширная зона между фронтом лидирующей УВ и фронтом горения частично перекрывается с областью, занятой вихрем. Вследствие этого, смесь газа и частиц, не достигших температуры воспламенения, вовлекается в вихревое движение (на представленных рисунках против часовой стрелки). Это приводит к изгибу фронта горения и развороту его пристенного участка в сторону угла расширения. Мгновенная картина линий тока в указанной смеси при $H_1=0.03$ м на момент времени $t=0.14$ мс показана на рис. 7,б, на том же рисунке жирной линией серого цвета нанесена изолиния температуры частиц $T_2 = T_{ign}$, отвечающая передней кромке фронта горения. В динамике дальнейшего развития пристенный изгиб фронта горения сохраняется и приводит к его вытягиванию вдоль стенки.

Для смеси частиц с размером 2 мкм при $H_1=0.01$ (также докритическом режиме распространения) картина течения в пристеночной области существенно иная. Здесь вихревая зона и комплекс лидирующей УВ с примыкающей зоной релаксации и горения развиваются отдельно. Фронт горения не попадает в зону вихря и упирается в стенку (рис. 7,в и 7,з). Примыкающий к точке изгиба фронта горения контактный разрыв, представляет собой остаточную структуру релаксационного отражения пристенной волны (релаксационный тип отражения УВ от стенки отмечен в численных расчетах в [3]).

Отметим, что в докритических режимах как в области за уступом, так и в окрестности плоскости симметрии лидирующая УВ и фронт горения в значительной степени разделены (рис. 6), поэтому формирование поперечных волн (как в закритических режимах, рис. 3) не происходит.

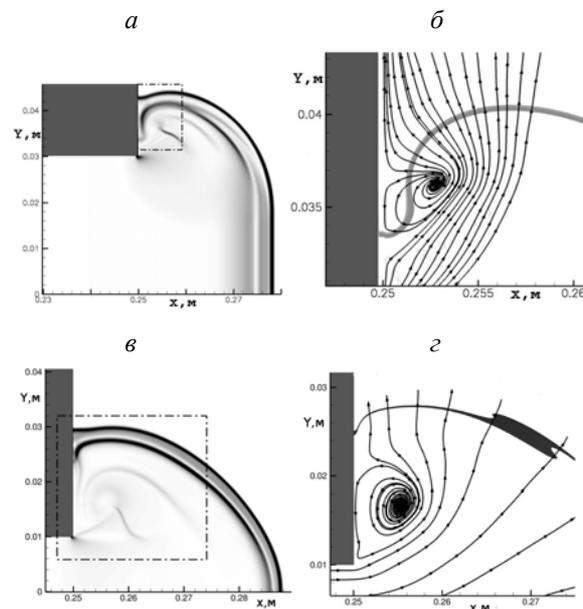


Рис. 7. Влияние вихря на форму фронта горения: $d=3.5$ мкм, $H_1=0.03$ м, $t=0.14$ мс (а,б); $d=2$ мкм, $H_1=0.01$ м, $t=0.14$ мс (в,з); численные шлирен-фотографии (а,в); линии тока и фронт горения (б,з)

3.4. Затухание и восстановление детонации в докритических режимах в каналах с расширением

В ситуации разделения ударной волны и фронта горения за уступом наличие и местоположение стенки, от которой происходит отражение ударной волны, играет определяющую роль для дальнейшего развития течения. В качестве иллюстрации на рис. 8 и 9 приведены результаты расчетов в смеси частиц диаметром 2 мкм для каналов, ширина узкой части которых совпадает ($H_1=0.011$ м), а размеры широкой части отличаются в два раза

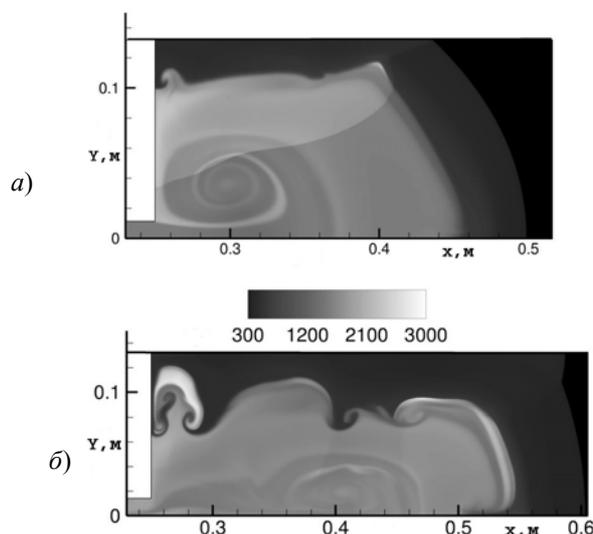


Рис. 8. Затухание детонации в докритическом режиме при $H_2=0.132$ м: $t=0.42$ мс (а), 0.7 мс (б), поля температуры газа

На рис. 8 показаны шлирен-картины и поля температуры газовой фазы при $H_2=0.132$ м. В этом случае к стенке канала подходит волновая структура, в которой ударную волну и фронт горения разделяет значительное расстояние. Поэтому так же, как и в описанном выше случае докритического режима (рис. 6), отражение ударной волны от стенки не приводит к воспламенению частиц (рис. 8,а). Отраженная УВ оттесняет фронт горения от стенки, а во всей линии фронта горения развивается неустойчивость Рихтмайера – Мешкова, индуцируемая отраженной ударной волной (рис. 8,б). Как следствие, детонация не развивается: ударная волна продолжает распространяться вдоль канала, а область горения все более отстает от ее фронта (рис. 8,б).

С уменьшением широкой части канала H_2 до 0.066 м при той же ширине узкой части реализуется иной сценарий развития детонационного течения, который показан на рис. 9 в виде теневых картин температуры газа. Здесь первоначально отражение дифрагированной УВ на участке, примыкающем к стенке обратного уступа, не приводит к воспламенению частиц (рис. 9, а,б). Поэтому в пристеночной области вблизи верхнего угла смесь характеризуется низкой температурой (рис. 9, б-г). Однако на участке $x \sim 0.36$ воспламенение частиц при отражении УВ имеет место, и зона горения части непрореагировавших частиц, находящихся в пристеночной области, расширяется вниз и в сторону обратного уступа (рис. 9,г).

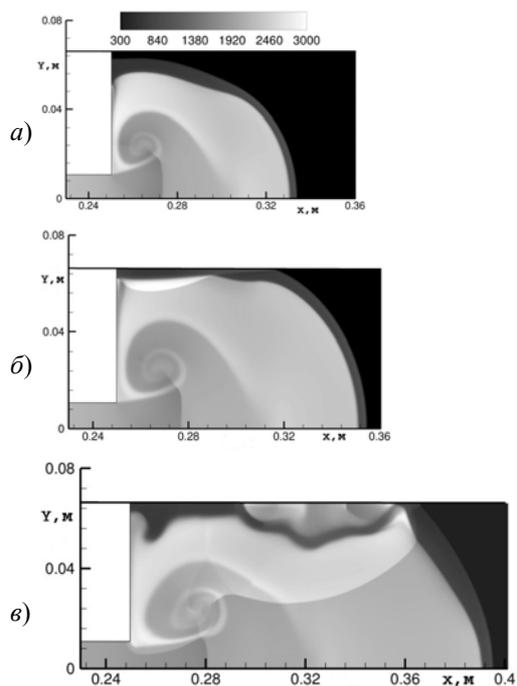


Рис.9. Воспламенение частиц в отраженной волне: $H_2=0.066$ м, $t=0.18$ (а); 0.20 (б); 0.24 (г) мс

Дальнейшее развитие течения показано на рис. 10, в виде численных шлирен-изображений плотности газовой фазы. Как видно на рис. 10,а и 10,б, на участке, примыкающем к плоскости симметрии, до прихода отраженной (поперечной) УВ фронт горения продолжает отставать от лидирующей УВ, т.е. без воздействия отраженной волны детонационный процесс затухает. За счет выделившейся энергии при воспламенении частиц за отраженной волной происходит ускорение распространения фронта вдоль канала (рис. 10,б),

что способствует восстановлению детонационного процесса (рис. 10,в). Развивающаяся в результате взаимодействия отраженной волны с фронтом горения неустойчивость Рихтмайера – Мешкова обуславливает сложную картину перемешивающегося течения в канале.

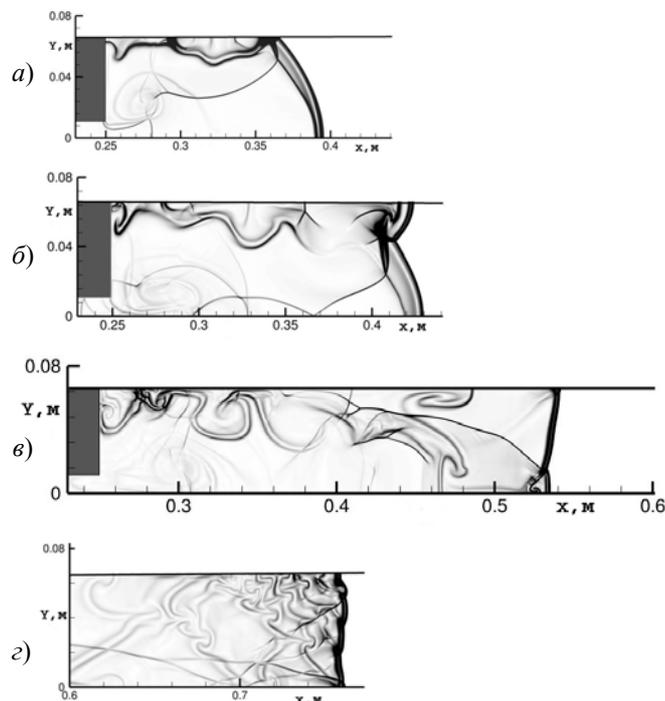


Рис.10. Восстановление детонационного процесса при докритическом режиме: $H_2=0.066$ м, $t=0.24$ мс (а), 0.28 мс (б), 0.36 мс (в), 0.5 мс (г)

Формирование вторичной поперечной волны можно видеть на рис. 10,в. Здесь происходит развитие ячеистой детонации (рис. 10,г) аналогично описанным случаям закритических и критических режимов.

3.5. Критический режим распространения

При критическом режиме также происходит разделение детонационной волны на лидирующую УВ и на отстающий фронт горения. Но в отличие от докритического режима это разделение временное и ограничивается участком, примыкающим к стенке обратного уступа.

В то же время на центральной части волны детонационный процесс распространяется непрерывно в продольном направлении. Таким образом, фронт волны за углом расширения делится на два участка: детонационный и ударный с отстающим фронтом горения. Формирование этой структуры показано на рис. 11 для смеси с $d=2$ мкм и $H_1=0.03$ м для нескольких моментов времени.

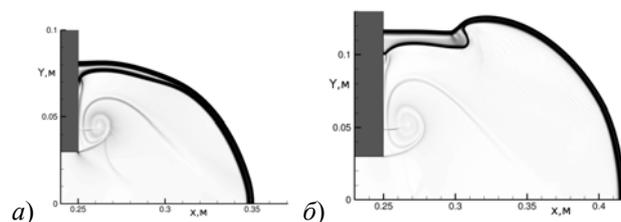


Рис.11. Восстановление детонационного процесса в критическом режиме. $H_1=0.03$ м, $d=2$ мкм, $t=0.18$ (а), 0.23(б) мс

Вначале вследствие влияния волны разрежения, возникающей на угле расширения, процесс детонации несколько ослабляется вдоль всего фронта (рис. 11,а). У боковой стенки происходит разделение ударной волны и фронта горения. Здесь распространение волны в поперечном направлении замедляется, а структура течения в области за уступом подобна случаю докритического режима. На центральной части фронта ослабление менее выражено и не приводит к срыву (рис. 11,б), в отличие от $H_1=0.01$ м для той же смеси (рис. 6,б), поскольку в этом случае невозмущенная детонационная волна успевает продвинуться на большее расстояние до взаимодействия с головной волной разрежения.

По мере распространения участок детонационного фронта расширяется, поскольку в горение вовлекается масса непрореагировавших частиц между дифрагированной УВ и фронтом горения. Это наглядно демонстрируется на рис. 6, в, где видно, что за счет ускоренного движения детонационного участка фронт становится вытянутым вдоль оси симметрии канала. Кроме того, со временем детонационный участок становится выпуклым, при этом отставание фронта горения в поперечном направлении становится все более выраженным.

3.6. Критический режим распространения в канале

При дифракции на обратном уступе критический режим распространения ДВ получен в газозвеси частиц диаметром 2 мкм при $H_1 > 0.011$ м. В этом режиме после прохождения разрыва сечения канала фронт волны разделяется на два участка: детонационный и ударный с отстающим фронтом горения. По мере распространения участок детонационного фронта расширяется, что в дальнейшем приводит к восстановлению детонационного процесса в широкой части канала. Наличие стенки может способствовать ускорению восстановления детонации. В зависимости от положения стенки канала отражение от нее может произойти либо от участка детонационного фронта, либо от участка ударного фронта. Ниже будут рассмотрены оба варианта течения.

На рис. 12 показано развитие течения в случае первичного отражения участка ударной волны. Представлены шлирен-картины течения на несколько моментов времени для взвеси $d=2$ мкм при $H_1=0.011$ м, $H_2=0.132$ м. Детонационный участок дифрагированной волны на рис. 12,а занимает не более 20% от протяженности всего фронта, вследствие чего от стенки отражается сначала ударный участок фронта.

В данном случае ударная волна настолько ослаблена, что ее отражение от стенки не приводит к воспламенению газозвеси (рис. 12,б). В пристеночной области смесь обладает более низкой температурой, чем за фронтом горения, и является практически неподвижной. Взаимодействие отраженной УВ с фронтом горения приводит к развитию неустойчивости Рихтмайера–Мешкова в области за обратным уступом (рис. 12,в).

Формирование первичной поперечной волны видно на рис. 12,в и на рис. 12,г, где представлены равномерно распределенные малые искривления фронта, свидетельствующие о зарождении системы вторичных поперечных волн. Их появление обусловлено неустойчивостью детонационного фронта и спецификой рас-

пространения возмущений, генерированных первичной поперечной волной в газозвеси [4]. Развитие системы вторичных поперечных волн способствует переходу плоской детонационной волны в режим ячеистой детонации.

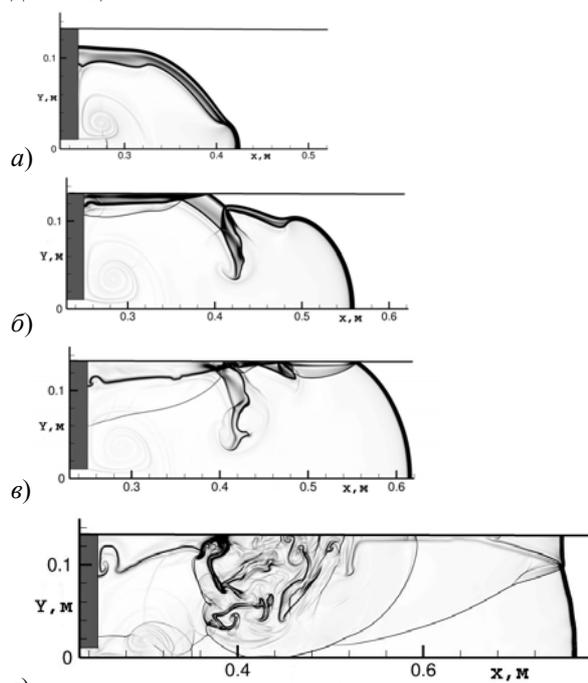


Рис.12. Развитие течения в критическом режиме с первичным отражением от стенки ударной волны: $t=0.26$ мс (а), 0.36 мс (б), 0.4 мс (в), 0.5 мс (г)

Другой вариант развития течения реализуется при тех же параметрах смеси и увеличении ширины выходного канала до $H_1=0.013$ м (рис. 13).

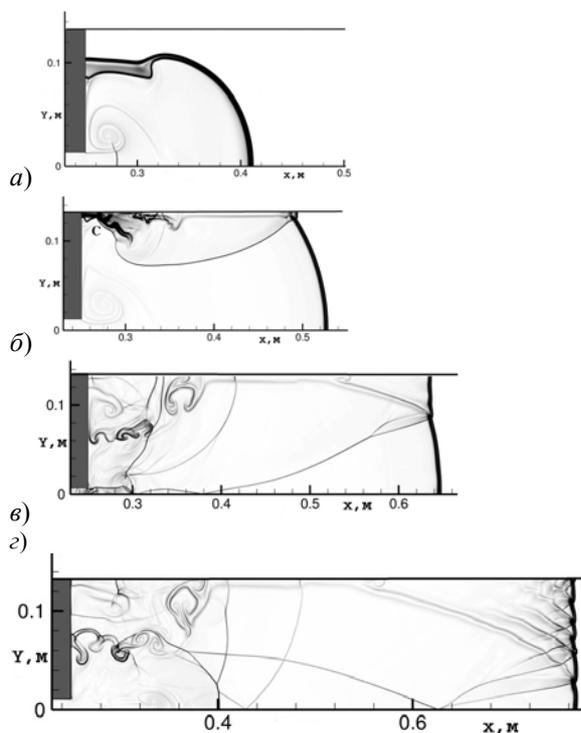


Рис.13. Развитие течения в критическом режиме с первичным отражением от стенки детонационной волны, $t=0.24$ мс (а), 0.32 мс (б), 0.4 мс (в), 0.48 мс (г)

Здесь течение за уступом соответствует критическому режиму (рис.13,а), при этом детонационный участок более развит и первым достигает стенки кана-

ла (рис.13,б). После отражения от стенки формируется поперечная волна, которая, взаимодействуя с фронтом горения за уступом, приводит к развитию возмущений в этой области (рис. 13,б – 13,в), также связанных с неустойчивостью Рихтмайера – Мешкова. Область «холодной» смеси, расположенная между ударной волной и фронтом горения, вытесняется к стенке обратного уступа (рис.13,в), где происходит догорание частиц, не оказывающее влияния на дальнейшее развитие течения.

Возмущения от поперечной волны так же, как и в вышеописанных случаях, приводят к образованию мелкомасштабных поперечных волн на фронте (рис.13,в) и развитию ячеистой детонации (рис. 13,з).

4. ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ КАНАЛА

Как можно заключить из анализа результатов расчетов, реализация того или иного режима распространения детонационной волны зависит от соотношения масштабов геометрии канала и масштабов зон релаксационных процессов (скоростной, тепловой и химической релаксации), определяемых размером частиц.

На рис. 14, а приведены графики огибающих максимального давления в плоскости симметрии для течения за обратным уступом. Представленные на рис. 14,а кривые свидетельствуют о сохранении детонационного процесса (закритические режимы) в смеси частиц диаметром 1 мкм. Временное ослабление детонации выражается в снижении пиковых значений давления при взаимодействии с веером волн разрежения, исходящим из угла расширения. Провал в пиковых давлениях имеет максимальную амплитуду и протяженность в наиболее узком канале, где он также максимально приближен к углу. С увеличением ширины канала снижение максимального давления наступает позже и менее выражено.

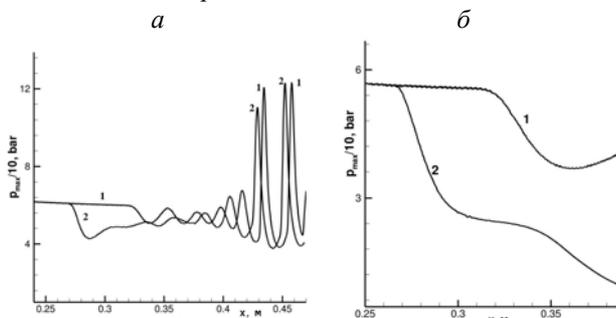


Рис.14. Огибающие максимального давления: $d=1$ мкм (а); $d=2$ мкм (б). Цифрами показаны: $H_1=0.03$ м (1), 0.01 м (2)

Переход к колебательному характеру наблюдается на обеих кривых на отрезке $0.35 < x < 0.4$ м и обусловлен развитием ячеистых структур на фронте.

При $d=2$ мкм (рис. 14,б) в зависимости от значения H_1 реализуются два противоположных варианта развития течения. Кривая 2 указывает на срыв детонации (докритический режим), при $H_1=0.03$ м (кривая 1) после снижения, вызванного действием волны разрежения, происходит уверенный рост давления, что служит признаком ре-иницирования детонационного процесса. Отсутствие колебаний на кривой означает, что поперечные волны еще не сформировались, так в смеси $d=2$ мкм для этого требуется более длительный период времени, чем в смеси $d=1$ мкм.

В смесях с размером частиц $d=3$ мкм монотонное снижение пиковых давлений (аналогичное кривой 2 на рис. 14,б) наблюдается при всех рассмотренных значениях ширины канала, то есть реализуется докритический режим (срыв детонации).

Таким образом, в отличие от газовых смесей, переход от закритических режимов к критическим, а также от критических режимов к докритическим (т.е. срыву детонации) в газозвесах при дифракции на обратном уступе происходит не только при уменьшении ширины канала, но и при увеличении размера частиц в газозвеси.

Влияние ширины канала на развитие течения в канале наглядно демонстрируется на рис. 15, где представлены огибающие максимального давления на оси симметрии канала $p_{max}(x,0) = \max_t p(x,0,t)$. Провал в сплошных линиях при $x \sim 0.28 - 0.30$ м обусловлен приходом на плоскость симметрии волны разрежения, формирующейся на обратном уступе. Небольшое плато после указанного провала связано с состоянием до прихода поперечной волны, воздействие которой приводит к усилению ударной волны и восстановлению детонации (кривые 1,2). При значительной широкой части канала поперечная волна запаздывает, ослабление лидирующей ударной волны достигает значительной степени, и детонация не восстанавливается (кривая 3). Напротив, при близких значениях ширины узкой и широкой частей канала волна разрежения не успевает достигнуть плоскости симметрии, когда туда приходит отраженная волна (штриховая линия 4).

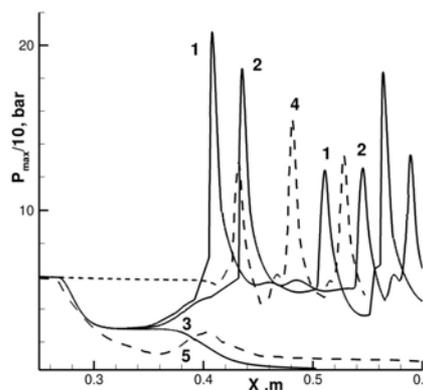


Рис.15. Влияние геометрии канала и размера частиц на развитие детонации. Сплошные линии: $d=2$ мкм, $H_1=0.011$ м; $H_2=0.044$ м (1), 0.05 м (2), 0.099 м (3). Штриховые линии: $d=2$ мкм, $H_1=0.064$ м, $H_2=0.066$ м (4); $d=3$ мкм, $H_1=0.011$ м, $H_2=0.05$ м (5)

Штриховая линия 5 указывает на затухание детонации в смеси 3 мкм при той же геометрии канала, в то время как в смеси 2 мкм происходит восстановление детонации (сплошная линия 2). Таким образом, для поддержания детонации в смеси более крупных частиц требуется уменьшение размера широкой части канала.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследованы процессы дифракции плоской детонационной волны в газозвеси в плоском канале с разрывом сечения.

Для течения за обратным уступом при выходе из канала установлено следующее:

- Возможны три режима распространения детонации: докритический (срыв детонации), критический (частичный срыв с последующим восстановлением), закритический (непрерывное распространение детонации), которые обладают следующими свойствами:
- В закритическом режиме имеет место развитие поперечных волн как в области за уступом, так и вблизи плоскости симметрии с тенденцией распространения фронта в режиме ячеистой детонации.
- В докритическом режиме возможны различные конфигурации изгиба фронта горения в области за уступом, отстающего от лидирующей ударной волны, что обусловлено взаимодействием релаксационных зон с вихревой зоной на угле расширения.
- В критическом режиме участок частичного срыва детонации примыкает к стенке. Восстановление процесса детонации возможно за счет расширения детонационного участка при распространении поперечной волны, выходящей из точки смыкания и движущейся к стенке обратного уступа.
- В отличие от аналогичных процессов в реагирующих газовых смесях, переход от одного режима к другому зависит не только от ширины канала, но и от размера частиц в газовзвеси.

Установлены следующие особенности распространения детонации в различных режимах в каналах с разрывом сечения:

- В закритическом режиме воздействие поперечной волны, образующейся вследствие отражения дифрагированной волны от стенки, приводит к перестройке уже имеющейся сформированной системы поперечных волн на фронте.
- В критических режимах при частичном срыве восстановление детонации за счет отраженной от стенки волны происходит в более короткий промежуток времени.
- В докритических режимах (при срыве детонации в свободном пространстве) под воздействием отраженной от стенки ударной волны возможно восстановление детонации. Параметрами, влияющими на возможность ре-инициирования, являются размер широкой части канала H_2 и размер частиц.
- В критических и докритических режимах взаимодействие отраженной от стенки волны с фронтом горения приводит к развитию неустойчивости Рихтмайера – Мешкова.
- Во всех рассмотренных режимах дальнейшее распространение детонации в канале характеризуется переходом к ячеистой детонации.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- УВ — ударная волна
 ДВ — детонационная волна
 H — ширина плоского канала, м;
 L — длина плоского канала, м;
 d — диаметр частиц; мкм
 t — время, мс.
 p — давление, бар

Индексы:

- 1 — узкая часть канала;
 2 — широкая часть канала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров А.В., Кратова Ю.В., Хмель Т.А., Фомин В.М. Распространение ударных и детонационных волн в каналах различной геометрии в газовзвесах // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. Том 7. 2008. <http://www.chemphys.edu.ru/media/files/2008-09-01-006.pdf> (Электронный журнал, номер государственной регистрации 0420700013. ISSN 1991-6396).
2. Федоров А.В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. Т. 28, № 3. 1992. С. 72 – 83.
3. Fedorov A.V., Fomin V.M., Khmel' T.A. Non-equilibrium model of steady detonations in aluminium particle - oxygen suspensions // Shock waves. V. 9, N 5. 1999. P. 313 – 318.
4. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. Т. 41. № 4. 2005. С. 84-98.
5. Хмель Т.А. Численное моделирование двумерных детонационных течений в газовзвеси реагирующих твердых частиц // Математическое моделирование. Т.16. №6. 2004 С. 73-77.
6. Хмель Т.А., Федоров А.В. Взаимодействие ударной волны с облаком частиц алюминия в канале // Физика горения и взрыва. Т. 38, №2. 2002.С. 89 – 98.
7. Федоров А.В., Кратова Ю.В., Хмель Т.А. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газовзвесах // Физика горения и взрыва. Т. 44, № 1. 2008.С. 85 – 95.
8. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численное моделирование инициирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // Физика горения и взрыва. Т. 38, № 1. 2002. С. 114 – 122.
9. Shepherd J. E., Schultz E., Akbar R. Detonation diffraction // Proceedings of the 22nd International Symposium on Shock Waves, ed. by G. Ball, R. Hillier, and G. Roberts. Vol. 1. 2000. P. 41 – 48.
10. Pantow E.G., Fischer M., Kratzel Th. Decoupling and recoupling of detonation waves associated with sudden expansion // Shock waves. 6. 1996. P. 131 – 137.
11. Arienti M., Shepherd J. E. A numerical study of detonation diffraction // J. Fluid Mech., 529. 2005. P. 117 – 146.
12. Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F. Initiation and propagation of detonation in channels of complex shape // Pulse and continuous detonation propulsion, ed. by G. Roy, S. Frolov. M: Torus press, 2006. P. 97 – 106
13. Зельдович Я.Б., Когарко С.М., Симонов Н.Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журнал технической физики. Т. 26. Вып. 8. 1956. С. 1689 – 1713.
14. Hillier R. Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge // Shock Waves. V.1. 1991. P. 89–98.
15. Barthel H.O. Predicted spacing in hydrogen-oxygen-argon detonations // Phys. Fluids. V.17, N 8. 1974. P.1547–1553.