

ДИФРАКЦИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

А.В. Федоров

В работе дан обзор численных исследований по взаимодействию ударных волн и волн гетерогенной детонации Чепмена – Жуге, а также ячеистой детонации в смеси алюминиевых частиц и кислорода, выполненных в основном в ИТПМ СО РАН. Для инертных смесей получены аналитические критерии переходов регулярных типов отражения ударных волн к нерегулярным. Рассмотрены переходы детонационных течений из узкой части канала в неограниченное в поперечном направлении пространство, а также и в канал с большей, но конечной шириной. Определены три типа течения: – докритическое (срыв детонации), – критическое (срыв с последующей реинициацией) и – сверхкритическое (непрерывное распространение детонации). В плоскости (радиус частиц – ширина узкой части канала) построена карта решений, определяющая тип соответствующего детонационного течения.

Ключевые слова: смеси газа и твердых частиц, гетерогенная детонация, численное моделирование.

Введение

Проблема дифракции ударных и детонационных волн в газах исследована достаточно подробно [1–3]. Здесь, в частности, указывается, что значительные результаты были получены в области распространения волновых процессов в инертных средах. Это выразилось в создании системы критериев перехода от одной конфигурации течения к другой при изменении начальных безразмерных характеристик поля течения, таких как число Маха, угол наклона обтекаемой поверхности к набегающему потоку, отношение сечений каналов, в которых происходит распространение ударной волны (УВ) и т.п. В дальнейшем оказалось, что кривые перехода в соответствующих пространствах состояния системы существенно зависят от физико-химических превращений, происходящих в рассматриваемой среде. Более того, они меняются не только количественно, но и качественно. Следует отметить также, что все это относится и к течениям смесей газа и твердых частиц, которые могут участвовать в неравновесных химических реакциях воспламенения и горения, процессах плавления/кристаллизации, выравнивания скоростей и температур фаз. Здесь, по сравнению с равновесной по скоростям компонентом газовой динамикой появляются дополнительные процессы: выравнивания скоростей и температур фаз, протекающие в релаксационной области за сильными УВ. Это приводит к необходимости введения в рассмотрение еще одной координаты пространства состояния, а именно – радиуса частицы. С его помощью можно управлять отношением времен релаксации скоростей и температур, то есть он является существенным параметром порядка.

Заметим также, что работы в области дифракции УВ, либо детонационных волн (ДВ) для рабочего тела – смесь газа и мелких дискретных частиц /капель весьма и весьма немногочисленны [4–7]. Поэтому исследования в этом направлении представляют значительный интерес в связи с широкими техническими приложениями газовзвесей. Здесь упомянем, что течения в каналах с резкоизменяемой геометрией, на прямых углах, выходах из каналов в открытое пространство являются типичными элементами технических устройств.

Ниже будут рассмотрены течения смесей воздуха, кислорода и мелких твердых частиц алюминия. При этом в зависимости от числа Маха ударноволнового фронта, распространяющегося в смеси, частицы могут быть инертными или реагирующими. Простейший критерий

воспламенения и развития последующего горения, используемый нами ниже – преодоление температурой газа за фронтом УВ некоторого барьера – температуры воспламенения мелких частиц алюминия.

1. Отражение ударной волны в облаке пыли

В практике решения волновых проблем механики гетерогенных сред часто встречается вопрос определения типа отраженной УВ при ее взаимодействии с жесткими поверхностями [8, 9]. Эта задача актуальна, например, в связи с вопросами взрыво-пожаробезопасности запыленных производств. В цитированных работах нами была численно и аналитически исследована такая задача о прохождении замороженной ударной волны вдоль облака частиц, прилегающего к твердой поверхности. Здесь предварительно в рамках равновесного приближения механики гетерогенных сред дан анализ волновой картины течения вблизи отражающейся от поверхности ударной волны. Аналитически получены условия перехода от регулярного к нерегулярному отражению от подложки преломленной ударной волны внутри облака. Результаты численного моделирования неравновесного течения в двухскоростном двухтемпературном приближении сопоставлены с данными, полученными в рамках равновесного приближения. Показан предельный переход от неравновесного течения к равновесному при уменьшении размера частиц. Данные по типам отражения, полученные численно в рамках равновесной модели механики сплошной среды, удовлетворительно согласуются с определенными выше критериями перехода. Что касается количественного сопоставления, то соответствующие результаты для неравновесного приближения согласуются с равновесными кривыми перехода только при небольших числах Маха, а при $M > 2,5$ типы отражения для равновесных и неравновесных расчетов различаются. Таким образом, установлено значительное влияние процессов релаксации скоростей и температур на характер отражения.

2. Дифракции ударной волны в канале переменного сечения в газозвесах

Решенная выше задача являлась простейшей с точки зрения геометрии поля течения. Обтекаемая поверхность представляла собой плоскую пластину. Следующий шаг в усложнении геометрии течения – это задача о распространении ударной волны в газозвеси, находящейся в плоском канале с разрывом поперечного сечения. В рамках физико-математической модели механики гетерогенных сред в двухскоростном двухтемпературном приближении в [10] была численно исследована эта проблема. В качестве тестовой была решена изучаемая задача в рамках газодинамического приближения, когда частицы отсутствуют. Структура течения газа была воспроизведена полностью.

Кратко остановимся на ее описании. При выходе плоской ударной волны из узкой части канала в широкую, на угле расширения возникают волны разрежения, которые приводят к искривлению фронта падающей ударной волны. Форма веера волн разрежения связана с течением за падающей ударной волной. Например, в случае малых чисел Маха УВ, характеризуемых дозвуковым течением за фронтом, характеристики волн разрежения распространяются вверх по течению за уступ, и форма характеристик волн разрежения становится более округлой, как и следует в соответствии с общей теорией [1–3]. Сдвиговой слой, образовавшийся при отрыве потока от поверхности узкой части канала, скручивается в вихрь. Вблизи вихря образуется вторичный скачок (волна торможения), который позволяет согласовать условия за искривленной УВ и расширяющимся течением.

В общем случае неравновесного течения газозвеси установлено, что в целом структура

течения в смеси при дифракции УВ на разрыве сечения качественно соответствует аналогичному течению в газах. Однако присутствие частиц оказывает влияние на форму и размеры формирующихся структур. Влияние массовой загрузки частиц при значениях массовых концентраций порядка 0,1 и выше существенным образом сказывается на форме веера волн разрежения, течении между фронтом дифрагированной УВ и контактной поверхностью и течении в вихревой зоне. Влияние размера частиц на картину дифракции наиболее выражено в интервалах времен, когда характерные размеры структур сопоставимы с масштабами релаксационных зон.

Интересной особенностью движения газозвеси в данном случае является **образование области с пониженным содержанием частиц** вниз по потоку от угла расширения. Анализ картин плотности частиц показывает, что за уступом образуется зона разрежения с очень низким содержанием частиц (средняя плотность частиц меньше $0,05 \text{ кг/м}^3$). Причиной этого является, очевидно, следующее. Сразу же после прохождения ударной волной уступа газ резко меняет направление своего движения, а частицы в силу своей инерционности еще продолжают некоторое время двигаться в продольном направлении. Таким образом, за уступом образуется зона, в которую не поступают частицы из области течения перед разрывом сечения. Частицы же, первоначально находящиеся в этой зоне, перемещаются вслед за дифрагированной УВ и выносятся из данной области. Здесь протекают два явления. Первое, обусловленное лидирующей дифрагированной УВ, удаляет частицы из области, а второе, являющееся следствием инерции частиц, препятствует их попаданию в данную область. Формирующееся за уступом вихревое течение газа способствует дальнейшей сепарации частиц.

Кроме того, в слое, примыкающем к контактной поверхности, происходит накопление частиц. Механизм образования этого ρ -слоя следующий. Так как скорость дискретной фазы (как и газовой) в веере волн разрежения существенно выше, чем за дифрагированной УВ (ввиду ее ослабления за уступом), то в области между контактной поверхностью и вторичным скачком (волной торможения) происходит торможение частиц. Следствием этого является значительное увеличение их концентрации (средняя плотность частиц достигает значения $5,36 \text{ кг/м}^3$). Это означает, что средняя плотность частиц возросла почти на порядок, то есть, возникает своеобразный ρ -слой, который, как правило, организуется за УВ. Подчеркнем, что в данном случае он возник вблизи контактного разрыва. Аналогичный результат получен нами ранее в [11], где рассматривалась задача о распространении затухающих сферических ударных волн, возникающих после взрыва центрального заряда. В этой работе исследовалось движение мелкодисперсных частиц в поле течения газа без учета влияния частиц на газ. Анализ траекторий частиц показал, что они образуют ρ -слой перед контактными разрывом, отделяющий высокотемпературный слой воздуха от продуктов детонации ВВ.

3. Дифракция детонационной волны Чепмена – Жуге на обратном уступе в газозвеси

Рассмотрим проблему 2, когда число Маха падающей ударной волны возрастает. При этом смесь кислорода и мелких частиц алюминия воспламеняется, горит и реализуется детонационный режим Чепмена – Жуге. И мы, естественным образом, приходим к необходимости рассмотрения сформулированной выше задачи, в постановке реагирующей газозвеси. В данном случае режимы взаимодействия волнового процесса изменяются качественно и количественно, как показывают расчеты в рамках механики реагирующих гетерогенных сред. В частности в [12] было показано, что возможны три режима распространения и подавления детонации: докритический (срыв детонации), критический (частичный срыв с последую-

щим восстановлением), закритический (непрерывное распространение детонации), которые обладают следующими свойствами. В закритическом режиме после прохождения волны детонации за уступ, 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.

Существенной особенностью дифракции гетерогенной детонации является то, что 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 газозвеси.

Проиллюстрируем это на примере критического режима распространения гетерогенной детонации.

В критическом режиме гетерогенной детонации, как и в газовой детонации, разделение детонационной волны на лидирующую УВ и на отстающий фронт горения происходит на ограниченном участке, примыкающем к стенке обратного уступа. На остальной части фронта детонационный процесс сохраняется. С течением времени, по мере продвижения передней части детонационного фронта, происходит его расширение, а на затухающем участке волны фронт горения отстает. Вблизи точки, в которой ослабляющийся фронт (замороженная УВ и отстающий фронт горения) и фронт детонационной волны склеиваются, имеет место изгиб детонационного фронта, и формируется сильная поперечная волна, направленная к стенке обратного уступа (рис. 1). В этой волне происходит сгорание частиц и реиницирование детонации. После отражения поперечной волны от стенки распространение фронта приобретает черты закритического режима.

С точки зрения волновых структур реиницирование детонации в газах и газозвесах протекает сходным образом. Однако в газозвесах наличие частиц оказывает существенное влияние на процесс: во взвесах мелких частиц формирование поперечных волн вблизи плоскости симметрии происходит уже до реиницирования, а более крупных – значительно позже, после восстановления детонации.

Выше мы упомянули, что параметры распространения волн гетерогенной детонации определяются характерными размерами: – канала, – зон скоростной, тепловой и химической релаксации. Поэтому переход от одного режима к другому в газозвесах связан не только с изменением ширины канала, как зачастую считается в теории детонации реагирующих газовых смесей, но и с изменением размера частиц. Построенная по результатам численных расчетов карта режимов дифракции в плоскости: ширина канала, диаметр частиц для стехиометрических взвесей частиц алюминия в кислороде, представлена на рис. 2 [13], где к задаче дифракции плоской волны детонации относятся круглые значки. Разделяющая штриховая линия представляет границу, отделяющую область срыва детонации (слева от прямой), и непрерывное распространение или реиницирование в критических режимах (справа).

4. Взаимодействие детонационной волны Чепмена – Жуге с внезапным расширением канала

В предыдущем разделе мы рассмотрели задачу дифракции волны Чепмена – Жуге на обратном уступе. Она, естественным образом, возникла, когда было увеличено число Маха, распространяющейся по узкой части канала УВ. При этом мы показали, что происходит ка-

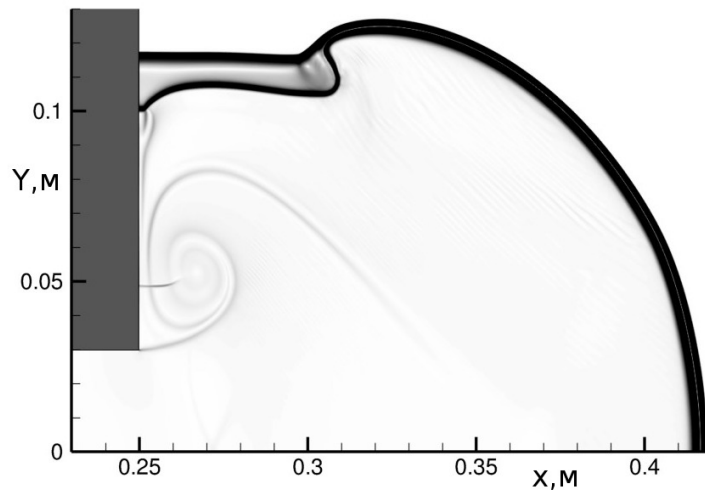


Рис. 1. Восстановление детонационного процесса в критическом режиме. $H_1=0,03$ м (ширина канала), $d=2$ мкм (диаметр частиц), $t=0,23$ мс

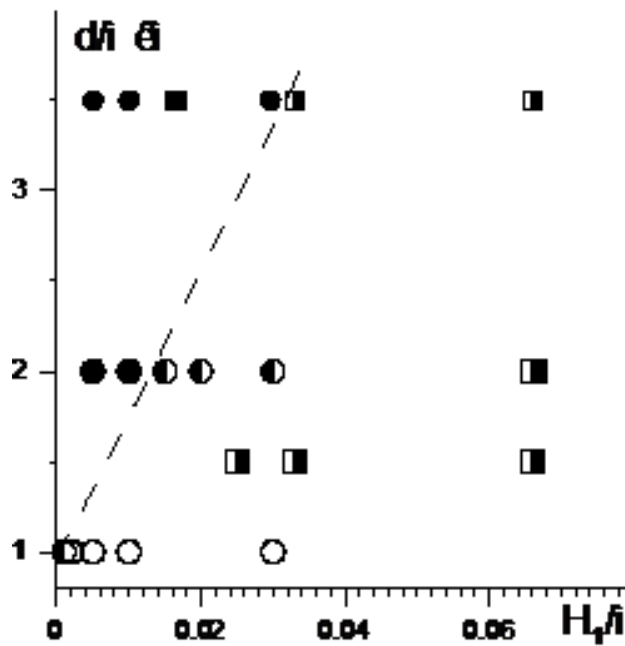


Рис. 2. Карта режимов дифракции плоской (круглые значки) и ячейистой (квадратные значки) детонации на обратном уступе: заполненные значки – докритические режимы, полузаполненные – критические, открытые – закритические; штриховая линия – условная граница режимов со срывом детонации

чественная перестройка течения смеси, которое переходит в детонационное. Представляет интерес последующее усложнение геометрии вмещающих границ, то есть численно исследовать распространение плоской гетерогенной детонации в канале с разрывом сечения. Ниже мы проанализируем возможные моды развития этого течения после перехода его в более широкую часть канала [14]. При этом будет исследоваться влияние размера частиц и отношения геометрических параметров канала на распространение/срыв детонации.

Оказалось, что в широкой части канала происходит формирование ячеистой детонации с последующим изменением размера ячейки в процессе выхода на установившийся режим распространения. Показано также, что в установившихся режимах размер ячейки инвариантен относительно способа формирования.

Итак, рассмотрим некоторые особенности прохождения плоской ДВ в более широкую часть канала. Так в *закритическом режиме* (непрерывное распространение детонации) воздействие мощной поперечной волны, образующейся вследствие отражения дифрагированной ДВ от стенки, приводит к перестройке системы поперечных волн на фронте ДВ. Вблизи от оси симметрии наблюдается система мелкомасштабных поперечных ударных волн, распространяющихся вдоль лидирующего фронта ДВ. При последующем распространении ДВ вниз по потоку формируется ячеистая структура с соответствующим данной смеси и размеру ширины канала характерным масштабом ячейки (см. рис. 3).

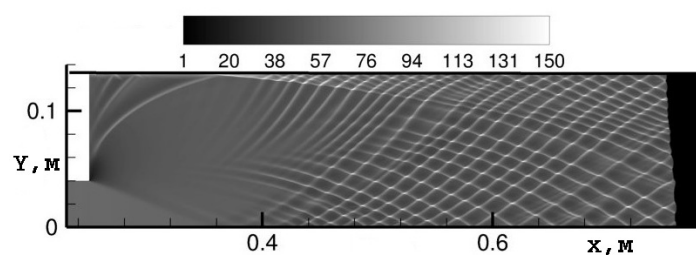


Рис. 3. Развитие течения в критическом режиме с первичным отражением от стенки ударной волны ($d=2$ мкм, $H_1=0,011$ м, $H_2=0,132$ м): $t=0,36$ мс

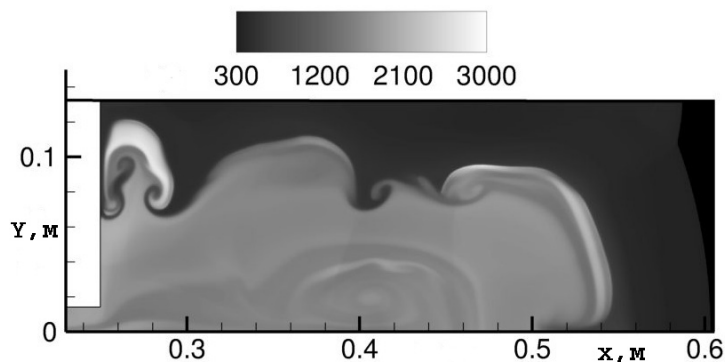


Рис. 4. Затухание детонации в докритическом режиме при $d=2$ мкм, $H_1=0,011$ м, $H_2=0,132$ м: $t=0,7$ мс, поле температуры газа

Следует отметить, что в *критических режимах* течения гетерогенной детонации (первоначальный срыв и последующее восстановление детонации), реализующихся, например, при таких значениях параметров ($d=2$ мкм при $H_1 \geq 0,011$ м, d – диаметр частиц, H_1, H_2 – ширина узкой и широкой частей канала) при первичном срыве ДВ восстановление детонации за счет отраженной от стенки волны происходит в более короткий промежуток времени. В зависимости от положения верхней стенки широкой части канала, может реализоваться либо отражение вырожденной до замороженной УВ волнового детонационного процесса, либо уже восстановленного детонационного фронта. Кроме того, в критических и докритических режимах взаимодействие отраженной от стенки волны с фронтом горения

приводит к развитию неустойчивости типа Рихтмайера–Мешкова, перемешивающей «горячую» и «холодную» части смеси (продукты горения и взвесь не прореагировавших частиц).

Во всех рассмотренных режимах дальнейшее распространение детонации в канале характеризуется переходом к ячеистой детонации. При этом на начальной стадии формирования размер ячеек несколько превышает характерный размер ячейки в соответствующем плоском канале при инициировании гетерогенной детонации в смеси содержащей малые возмущения плоской детонационной волны. Но при дальнейшем распространении ячеистая структура перестраивается. В установившихся режимах распространения получено соответствие ячеистой детонации в плоском канале по характеру и размеру ячейки. Таким образом, ячеистые структуры инвариантны относительно способа формирования.

В *докритических* режимах течения, при которых наблюдается срыв детонации в свободном пространстве, под воздействием отраженной от стенки ударной волны возможно восстановление детонации. Параметрами, влияющими на возможность реиницирования, при заданной дисперсности смеси являются размеры узкой и широкой частей канала. Однако, если ширина канала достаточно велика, то разделенные за счет взаимодействия с волной разрежения, УВ и фронт горения не могут объединиться при отражении от верхней, достаточно далеко расположенной стенки ($d=2$ мкм, $H_1=0,011$ м, $H_2=0,132$ м). Вызвано это тем обстоятельством, что на продвигающемся фронте нет детонационного участка, а именно он и является причиной восстановления детонации. Как следствие этого факта, замороженная УВ распространяется вниз по потоку, а фронт горения отстает от нее (рис. 4).

При уменьшении ширины второй части канала в два раза детонация восстанавливается за счет отраженной от стенки замороженной УВ, за которой реализуются условия воспламенения мелких частиц. То есть, критические значения параметров, определяющие срыв или развитие детонации в каналах с разрывом сечения, связывают поперечные размеры узкой и широкой частей канала и дополнительно размер частиц. Соответствующий анализ для труб круглого сечения, заполненных взвесью частиц унитарного топлива, был сделан в работах безвременного ушедшего из жизни А.Г. Кутушева и др. [4, 5]. Следует отметить, что найденная там зависимость отношения ширины каналов от концентрации частиц не может являться универсальным для всех размеров частиц алюминия.

В заключение приведем некоторые данные относительно инвариантности размера ячейки в зависимости от способа инициирования. Расчеты показали, что способ инициирования ячеистой детонации оказывает влияние только на переходный этап формирования двумерной детонации. Установившийся режим распространения ячеистой детонации является одинаковым для обоих случаев инициирования: а) путем прохода детонационного процесса через разрыв сечения канала и б) при взаимодействии инициирующей УВ с неоднородным облаком частиц. Если ширины канала не соответствует кратному числу «натурального» размера ячейки, то устойчивые детонационные структуры не гарантируют постоянства этой структуры при дальнейшем развитии течения. Имеется некоторый временной период, через который картина течения будет повторяться. Это согласуется с результатами численного моделирования [15, 16]. В [15] перестройка ячеистой структуры с периодическим увеличением и уменьшением числа ячеек при длительном распространении в канале получена для детонации газовых смесей (водород-кислород и аргон или гелий). В [16] при численном моделировании ячеистой гетерогенной детонации в бедной газозвеси частиц алюминия в кислороде наблюдался переходной процесс распространения ячеистой структуры в канале с увеличением размера ячейки в 1,3 раза.

5. Взаимодействие волны ячеистой детонации на обратном уступе и в канале с внезапным расширением сечения

5.1. Обратный уступ

Изучим далее прохождение ячеистой гетерогенной детонации через обратный уступ и в канал с более широким размером. Здесь были получены также три режима распространения гетерогенной детонации, что и в рассмотренных выше случаях детонации Чепмена–Жуге в узкой части канала. Оказалось, например, для сверхкритического режима, что при прохождении детонации через разрыв сечения происходит нарушение ячеистой структуры. Под действием волн разрежения возникает в первые моменты взаимодействия отставание фронта горения от лидирующей УВ, а на сохранившейся части ДВ возникает нерегулярность структуры. На участке, вблизи от плоскости симметрии, происходит возникновение мелко-масштабной ячеистой структуры (рис. 5), аналогичное получаемой выше. Изменение ширины канала (1,5 – 4 ячейки на его полуширину) в рассмотренных (критических) режимах не оказывает качественного влияния на процесс распространения детонации.

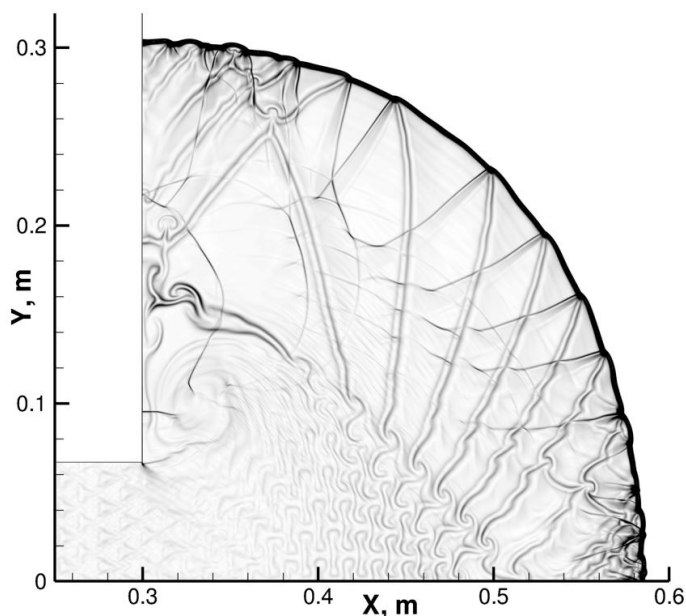


Рис. 5. Распространение детонации за обратным уступом (численные шпирен-образы): $d = 1,5$ мкм, $H_1 = 0,066$ м, $t = 0,05$ мс

Как известно, минимальное число ячеек, обеспечивающее незатухающее распространение детонации для газов, составляет $10 \div 13$ в трубах и 3 в прямоугольных каналах (щелях). В гетерогенной детонации (для газовзвесей частиц алюминия) расчетное критическое число ячеек оказалось значительно меньше, восстановление детонации реализуется при двух и даже одной ячейке на ширину канала. Предельный режим распространения (срыв детонации) наблюдался при 1 ячейке в канале, при этом наблюдается ярко выраженное отставание фронта горения от лидирующей замороженной УВ. Результаты расчетов ячеистой детонации также нанесены значками (квадратной формы) на карте режимов (рис. 2). Области разрушения и восстановления детонации ЧЖ и ячеистой детонации весьма близки. Таким образом, критические значения ширины канала, при которых происходит смена режима, как для плоской, так и ячеистой детонации совпадают. Этот факт близок к явлениям, наблюда-

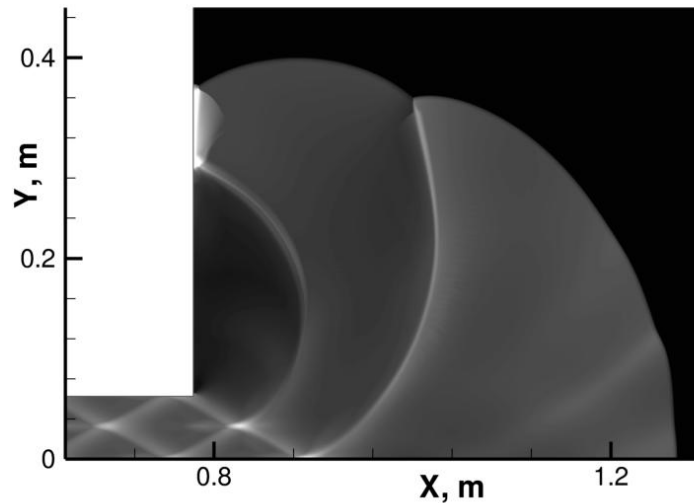


Рис. 6. Распространение детонации при 2-х ячейках в канале, $d = 3,5$ мкм, $H_1 = 0,066$ м: численные шлирен-фотографии, $t = 0,05$ траектории тройных точек

емым в газовой детонации. В режимах, расположенных вблизи от границы сосуществования двух режимов предпочтения в реиницировании, имеет ячейчатая детонация, вследствие наличия системы уже сформированных поперечных волн.

На основе критерия Солоухина – Митрофанова было получено условие затухания дифрагирующей волны сферической гетерогенной детонации в виде оценки

$$n < \frac{(T_{ign} - T_0)4Tc}{(T - T_0)(T - T_{ign}) \ln[(T - T_0)/(T - T_{ign})]D}$$

Для плоского канала критическое число ячеек по этой формуле находится в диапазоне $n = H_1/\lambda \sim 1 \div 1,5$, λ – ширина канала и размер ячейки, относительно других констант (см. [17]).

Второй критерий, используемый для описания газовой детонации выражает отношение критического диаметра (ширины канала) к длине зоны реакции $m = h/l_{react}$. Для газовых смесей это критическое число в соответствии с данными экспериментов составляет $h/l_{react} \sim 15$ для труб, соответственно $h/l_{react} \sim 6$ для щелей (плоских каналов). Для газозвесей частиц алюминия с размером частиц 2 мкм и 3,5 мкм это число определяется $\sim 2 \div 2,5$, т.е. также в 3 раза меньше, чем в газах. Отметим, что, в отличие от газов, где зона реакции состоит из протяженной зоны индукции воспламенения и узкой зоны тепловыделения, в гетерогенной детонации зона задержки воспламенения и зона горения характеризуются обратным соотношением масштабов. Если определить отношение критической ширины канала к длине зоны задержки воспламенения (аналог зоны индукции), получим $H_1/l_{ign} \sim 9 \div 12$, что также сильно расходится с данными для газов.

Анализ показал, что данные оценки согласуются с результатами численных расчетов и показывают, что **критические условия распространения гетерогенной детонации могут существенно отличаться от детонации газовых смесей**. Эти свойства обусловлены:

– отличиями в механизмах воспламенения газовых смесей и взвесей реагирующих частиц в ударных и детонационных волнах,

– влиянием процессов межфазного взаимодействия (скоростной и тепловой релаксации) на картину течения.

5.2. Канал с резким расширением сечения

В режимах с распространением детонации в свободном полупространстве (закритическом и критическом) наличие стенки влияет, главным образом, на перестройку поперечных волн и формирование регулярной ячеистой структуры. Остановимся на характерных особенностях дифракции волны ячеистой детонации и ее последующего распространения или затухания в широкой части канала.

Расчеты показали, что если ширина узкой части канала превышает половину детонационной ячейки, распространение детонации происходит без срыва (закритические и критические режимы распространения). Наличие стенки влияет только на перестройку системы поперечных волн. Среди них отметим: – первичную поперечную волну (возникает при отражении от стенки дифрагированного фронта), – вторичные поперечные волны (следствие развития малых возмущений), – волны, образующиеся в результате отражения исходных поперечных волн ячеистой детонации. Все это является следствием наличия комплексной структуры поперечных волн, возникновения сильной неоднородности ячеистой структуры на начальные моменты времени. Время задержки формирования регулярной структуры уменьшается при уменьшении размера широкой части канала.

Сопоставление развития течения при дифракции волны Чепмена – Жуге и ячеистой показало, первичные поперечные волны при дифракции слабее влияют на установившееся течение ячеистой детонации, чем возникающие вследствие неустойчивости фронта новые поперечные волны.

Путем уменьшения размера широкой части канала было показано, что в гетерогенной детонации газовзвесей частиц алюминия срыв детонации за уступом (докритический режим) возможен лишь при ячеистой детонации, характеризуемой одной поперечной волной. Дальнейший сценарий распространения определяется положением стенки широкой части канала.

Так, если увеличить ширину второй части канала, то за счет отражения замороженной ударной волны от стенок, формируется две встречных поперечных волны, в которых происходит реиницирование детонации. После их столкновения происходит распространение ячеистой детонации с одной ячейкой на ширину канала. Было показано, что восстановление детонации имеет место при $H_2/H_1 \sim 3$, а затухание при $H_2/H_1 \geq 4,5$. Тем не менее, отметим, критерий распространения детонации не может быть выражен однозначно в терминах H_2/H_1 (даже с учетом дисперсности). Кроме того, критические условия перехода плоской и ячеистой детонации через разрыв сечения оказались близкими, как и в задачах дифракции за уступом.

Литература

1. Баженова, Т.А. Нестационарные взаимодействия ударных волн / Т.А. Баженова, Л.Г. Гвоздева. – М.: Наука, 1977. – 206 с.
2. Голуб, В.В. Импульсные сверхзвуковые струйные течения / В.В. Голуб, Т.В. Баженова. – М.: Наука, 2008. – 279 с.
3. Арутюнян, Г.М. Отраженные ударные волны / Г.М. Арутюнян, Л.В. Карчевский. – М.: Машгиз, 1973. – 376 с.
4. Kutushev, A.G. Numerical Investigation of Burning and Detonation of Monofuel Mixtures Suspensions in Sharply Extended Tubes / A.G. Kutushev, L.V. Shorohova // *Advances in*

- Confined Detonations. – Moscow: TORUS PRESS Ltd, 2002. – P. 161–166.
5. Кутушев, А.Г. Численное исследование процессов горения и детонации аэровзвесей унитарного топлива в резкорасширяющихся трубах / А.Г. Кутушев, Л.В. Шорохова // Хим. физика. – 2003. – Т. 22, № 8. – С. 94–99.
 6. A Study of Detonation Diffraction in the Ignition-and-Growth Model / A.K. Kapila, D.W. Schwendeman, J.B. Bdzil, W.D. Henshaw // Combust. Theory and Modeling. – 2007. – № 11. – P. 781–822.
 7. Shock Wave Diffraction by a Square Cavity Filled with Dusty Gas / B.Y. Wang, Q.S. Wu, C. Wang, et al // Shock Waves. – 2001. – V. 11. – P. 7–14.
 8. Математическое моделирование подъема пыли с поверхности / А.В. Федоров, Н.Н. Федорова, И.А. Федорченко, В.М. Фомин // Прикл. механика и техн. физика. – 2002. – Т. 43, № 6. – С. 113–125.
 9. Федоров, А.В. Отражение ударной волны в облаке пыли / А.В. Федоров, Ю.В. Харламова, Т.А. Хмель // Физика горения и взрыва. – 2007. – Т. 43, № 1. – С. 121–131.
 10. Федоров, А.В. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газовзвесах / / А.В. Федоров, Ю.В. Кратова, Т.А. Хмель // Физика горения и взрыва. – 2008. – Т. 44, № 1. – С. 85–95.
 11. Федоров, А.В. Воспламенение газовзвеси частиц металлов при реальном взрыве. II. Одномерное нестационарное приближение / А.В. Федоров, Е.В. Тетенев, Б. Вессьер // Физика горения и взрыва. – 1991. – Т. 27, № 5. – С. 22–28.
 12. Кратова, Ю.В. Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газовзвеси / Ю.В. Кратова, А.В. Федоров, Т.А. Хмель // Физика горения и взрыва. – 2009. – Т. 45, № 5. – С. 1–12.
 13. Хмель, Т.А. Моделирование гетерогенной детонации газовзвесей с неполным сгоранием частиц: дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Т.А. Хмель. – Новосибирск, 2011. – 318 с.
 14. Кратова, Ю.В. Распространение детонационных волн в газовзвесах в каналах с переменным сечением / Ю.В. Кратова, А.В. Федоров, Т.А. Хмель // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т. 47, № 1. – С. 1–11.
 15. Hemeryck, L. Numerical Investigation of Transient Detonation Waves / L. Hemeryck, M.N. Lefebvre, P.J. Van Tiggelen // High-Speed Deflagration and Detonation. Fundamental and Control / G. Roy et al. (Eds). – Moscow: ELEX-KM Publishers, 2001. – P. 81–96.
 16. Benkiewicz, K. Two-Dimensional Numerical Simulations of Multi-Headed Detonations in Oxygen-Aluminum Mixtures Using an Adaptive Mesh Refinement / K. Benkiewicz, A.K. Hayashi // Shock Waves. – 2003. – V. 13. – P. 385–402.
 17. Fedorov, A.V. Cellular Detonation Diffraction in Gas-Particle Mixtures / A.V. Fedorov, T.A. Khmel, Yu.V. Kratova // Shock Waves. – 2010. – V. 20. – P. 509–519.

Александр Владимирович Федоров, профессор, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук, (г. Новосибирск, Российская Федерация), fedorov@itam.nsc.ru.

MSC 76T30

Diffraction of Wave Processes in Gas-Particles Mix

A. V. Fedorov, Kristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Siberian of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, fedorov@itam.nsc.ru

The paper presents a review of the numerical investigations on the interaction of shock waves and heterogeneous detonation Chapman – Jouguet and cellular detonation in a mixture of oxygen and aluminum particles, made mainly at ITAM SD RAS. The analytical criteria for conversion of regular types of reflection of shock waves into irregular (Mach reflection) were presented for inert mixtures. The transition of detonation flows from the narrow part of the channel in the unlimited space in the transverse direction, as well as to the channel with a large but finite width were considered. Three types of flow: – Subcritical (break detonation) – Critical (failure with subsequent reinitiation) and – Supercritical (continuous propagation of detonation) were determined. The chart of the flow fields, determining the appropriate type of detonation, was constructed in the plane (the radius of the particles – the width of the narrow part of the channel).

Keywords: a mixture of gas and solid particles, the heterogeneous detonation, numerical simulation.

References

1. Bazhenova T.A., Gvozdeva L.G. *Unsteady Shock Wave Interaction*. Moscow, Nauka, 1977. 206 p.
2. Golub V.V., Bazhenova T.V. *Pulsed Supersonic Jet Streams*. Moscow, Nauka, 2008. 279 p. (in Russian)
3. Arutyunyan G.M., Karchevskiy L.V. *Reflected Shock Waves*. Moscow, Mashgiz, 1973. 376 p. (in Russian)
4. Kutushev A.G., Shorohova L.V. Numerical Investigation of Burning and Detonation of Monofuel Mixtures Suspensions in Sharply Extended Tubes. *G.D. Roy, S.M. Frolov, R.J. Santoro, S.A. Tsyganov (eds) Advances in Confined Detonations*, Moscow, TORUS PRESS Ltd, 2002, pp. 161–166.
5. Kutushev, A.G., Shorokhova L.V. Numerical Study of Combustion and Detonation Air-Suspensions Monopropellant in Rezkorasshiryayuschih Pipes. *Russian J. of Physical Chemistry B*, 2003, vol. 22, no. 8, pp. 94–99. (in Russian)
6. Kapila A.K., Schwendeman D.W., Bdzil J.B., Henshaw W.D. A Study of Detonation Diffraction in the Ignition-and-Growth Model. *Combust. Theory and Modeling*, 2007, no. 11, pp. 781–822.
7. Wang B.Y., Wu Q.S., Wang C. Shock Wave Diffraction by a Square Cavity Filled with Dusty Gas. *Shock Waves*, 2001, vol. 11, pp. 7–14.
8. Fedorov A.V., Fedorova N.N., Fedorchenko I.A., Fomin V.M. Mathematical Modeling of Dust Rise from the Surface. *J. of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2002, vol. 43, no. 6, pp. 113–125. (in Russian)

9. Fedorov A.V., Kharlamova Yu.V., Khmel T.A. Reflection of a Shock Wave in a Dusty Cloud. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2007, vol. 43, no. 1, pp. 104–113.
10. Fedorov A.V., Kratova Yu.V., Khmel T.A. Numerical Study of Shock-Wave Diffraction in Variable-Section Channels in Gas Suspensions. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2008, vol. 44, no. 1, pp. 76–85.
11. Fedorov A.V., Tetenov E.V., Veyssiere B. Ignition of a Suspension of Metal Particles with an Actual Explosion. II. Unidimensional Nonsteady-State Approximation. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1991, vol. 27, no. 5, pp. 532–538.
12. Kratova Yu.V., Fedorov A.V., Khmel T.A. Diffraction of a Plane Detonation Wave on a Back-Facing Step in a Gas Suspension. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2009, vol. 45, no. 5, pp. 591–602.
13. Khmel T.A. *Modeling of Heterogeneous Detonation of Gas Mixtures with Incomplete combustion Particles: dis. Dr. Sciences*. Novosibirsk, 2011. 318 p. (in Russian)
14. Kratova Yu.V., Fedorov A.V., Khmel' T.A. Propagation of Detonation Waves in Gas Suspensions in Channels with a Backward-Facing Step. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2011, vol. 47, no. 1, pp. 70–80.
15. Hemeryck L., Lefebvre M.N., Van Tiggelen P.J. Numerical Investigation of Transient Detonation Waves. *High-Speed Deflagration and Detonation. Fundamental and Control: G. Roy et al.* Moscow, ELEX-KM Publishers, 2001, pp. 81–96.
16. Benkiewicz K., Hayashi A.K. Two-Dimensional Numerical Simulations of Multi-Headed Detonations in Oxygen-Aluminum Mixtures Using an Adaptive Mesh Refinement. *Shock Waves*, 2003, vol. 13, pp. 385–402.
17. Fedorov A.V., Khmel T.A., Kratova Yu.V. Cellular Detonation Diffraction in Gas-Particle Mixtures. *Shock Waves*, 2010, vol. 20, pp. 509–519.

Поступила в редакцию 7 ноября 2012 г.