

ОСОБЕННОСТИ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

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

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

Формирование ячеистой детонации в полидисперсных взвесах мелких частиц алюминия в кислороде исследуется методами численного моделирования. Анализируется влияние распределения частиц по размерам на характер и масштаб ячеистых структур. Переход плоской детонации в ячеистую моделируется двумя способами: путем развития малых возмущений на фронте и при прохождении детонационного фронта через разрыв сечения канала. Характер ячеистых структур не зависит от способа формирования и имеет признаки вырождения в полидисперсных смесях. С увеличением разброса в размерах частиц ячеистая детонация приближается к плоской. В смесях со значительной дисперсией размеров частиц происходит устойчивое распространение плоской волны детонации. Критическая доля доминирующей фракции для реализации полного вырождения в трех- и пятифракционных взвесах одинакова.

Ключевые слова: полидисперсные газовзвеси, гетерогенная детонация, ячеистая детонация, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Распространение детонационных волн в газах в режиме ячеистой детонации связано с неустойчивостью плоского фронта относительно пространственных возмущений при аррениусовском типе химических реакций. Ячеистая детонация свойственна также газовзвесям реагирующих частиц. Для смесей газов с добавками частиц алюминия этот факт установлен экспериментально в [1] и подтвержден методами численного моделирования в [2]. Существование гетерогенной ячеистой (спиновой) детонации в газовзвесах частиц алюминия и крахмала обнаружено в экспериментах [3, 4]. В экспериментах по детонации воздушных газовзвесей частиц алюминия [5] ячеистая детонация наблюдалась, однако в ряде случаев она характеризовалась ослаблением пульсаций, т. е. картины течения имели промежуточные свойства между ячеистой детонацией и плоской.

Результаты численного моделирования ячеистой детонации в монодисперсных газовзвесах мелких частиц алюминия в кислороде приведены в работах [6, 7]. В [7] формирова-

ние ячеек моделировалось как следствие развития малых возмущений на плоском фронте детонации, вызванных малой локальной неоднородностью плотности частиц. Установлено, что характер течений подобен наблюдаемым в газовой ячеистой детонации. Размеры и характер ячейки в численных расчетах зависят от ширины расчетной области, но расчеты в достаточно широких каналах позволяют определить истинный размер ячейки. Для мелких частиц алюминия в кислороде ($1 \div 12$ мкм) в [7] определена степенная зависимость размера ячейки от диаметра частиц с показателем 1.6. Результаты численных расчетов согласуются с оценкой размера ячейки, полученной на основе акустического анализа структур течения стационарных плоских волн по методу [8].

Формирование ячеистой детонации происходит также при прохождении плоской детонационной волны через разрыв сечения плоского канала. Моделирование перехода от режима плоской детонации к ячеистой вследствие дифракции детонационной волны за уступом и отражения дифрагированной волны от стенок канала проведено для газовых смесей в [9, 10]. Подобные задачи для газовзвесей рассматривались в [11–14].

В [11] для монодисперсной смеси частиц унитарного топлива моделировалось распространение детонации в трубе с разрывом сечения. Анализировалось влияние массовой за-

Работа выполнена при частичной поддержке совместного проекта СО РАН и ФФИ Республики Беларусь, программы фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН «Фундаментальные проблемы горения и детонации в энергетике» (проект 1.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 11-08-00144-а).

грузки смеси на распространение/срыв детонации. Развитие ячеек не наблюдалось, что, возможно, связано с относительно большим отношением диаметра частиц к поперечному размеру трубы.

В [12–14] численно исследовались процессы дифракции детонационной волны на обратном уступе и распространение детонации в плоском канале с разрывом сечения. В [12] показано зарождение поперечных волн на фронте дифрагированной волны за уступом, подобное свойство для волн газовой детонации отмечалось в [10].

В [13, 14] моделируется формирование регулярной ячеистой детонационной структуры в широкой части канала. Переход к ячеистой детонации обусловлен наличием сильной поперечной волны при отражении дифрагированной волны от стенки и возникновением вторичных поперечных волн, система которых по мере распространения фронта становится регулярной. Отмечается, что на начальном этапе размер детонационной ячейки несколько больше, чем при формировании в плоском канале. Это связано, по-видимому, с влиянием сильной поперечной волны на начальном этапе формирования ячеек. Однако, как показано в [14], параметры ячеистой детонации в установившемся режиме распространения те же, что и при формировании в плоском канале при развитии малых возмущений [7].

Очевидно, что реальные порошки не являются монодисперсными и обычно характеризуются разбросом в размерах частиц. Существенное изменение свойств ячеистой детонации в бидисперсных взвесах описано в [15], где формирование структур исследовалось в постановке, аналогичной [7]. Обнаружено, что присутствие второй фракции влияет не только на размер ячейки, но и на характер распространения фронта ячеистой детонации. Отмечалось более позднее формирование ячеек, снижение интенсивности поперечных волн и пульсаций параметров в течении (что выражается в уменьшении пиковых давлений при столкновении тройных точек), выпрямление детонационного фронта. Перечисленные явления охарактеризованы как вырождение ячеистой детонации. В [15] в некоторых случаях получено устойчивое распространение плоской волны без образования поперечных волн и ячеистых структур. Указанное полное вырождение ячеистой детонации происходит при значениях насыщенно-

сти (относительной доли одной из фракций) порядка $0.4 \div 0.5$. Акустический анализ соответствующих течений по методу [8] показал отсутствие в этих случаях характерного геометрического масштаба, определяющего расстояние между поперечными волнами в ячеистой детонации. Тем самым, в [15] была показана затруднительность формирования ячеистой детонации в двухфракционной гетерогенной среде.

Поскольку реальные полидисперсные взвеси обычно характеризуются преобладанием некоторой фракции, то представляет интерес исследование влияния распределения частиц по размерам на характер ячеистой детонации. Возможность полного вырождения ячеистой детонации в плоскую волну для трех- и пятифракционных взвесей при доле средней фракции менее 0.4 предсказана в [15] на основе акустического анализа по методу [8]. Некоторые результаты численного моделирования двумерных течений в плоском канале в постановке, аналогичной [7], приведены для указанных взвесей в обзорной статье [16].

Естественно возникает вопрос, влияет ли способ формирования поперечных волн на вырождение ячеистой детонации. Поскольку после прохождения разрыва сечения канала первичная поперечная волна является достаточно сильной, то априори не ясно, будет ли она в дальнейшем затухать или, напротив, способствовать формированию ячеистых структур.

Настоящая работа посвящена численному моделированию формирования ячеистой детонации в полидисперсных газовзвесах на модели трех- и пятифракционных смесей с доминирующей средней фракцией.

Цель работы — определение влияния распределения частиц по размерам, а также способа формирования поперечных волн на характер ячеистой детонации и размер детонационной ячейки.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Основные уравнения, описывающие ячеистую детонацию в монодисперсных газовзвесах частиц алюминия, представлены в [7]. Настоящая работа отличается лишь включением в рассмотрение нескольких фракций, для которых законы взаимодействия с газовой фазой описываются идентичными уравнениями с учетом размера частиц. Суммарная массовая

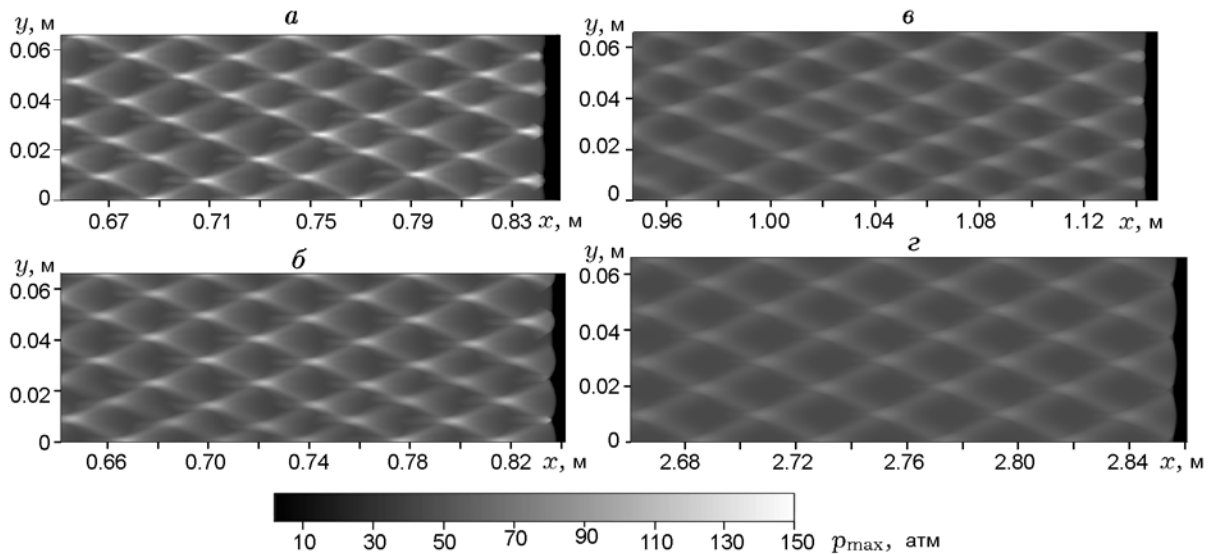


Рис. 1. Ячеистая детонация в монодисперсной взвеси частиц размером 2 мкм ($\eta_2 = 1$) (а) и в трехфракционных взвесах ($\eta_2 = 0.8$ (б), 0.6 (в), 0.5 (г))

концентрация частиц принята равной 0.55 (начальная плотность частиц $\rho_{p0} = 1.34 \text{ кг/м}^3$), т. е. близкой к стехиометрическому составу. Состав смеси характеризуется параметрами насыщенности фракций $\eta_i = \rho_{pi} / \rho_{p0}$, где $\rho_{p0} = \sum_{i=1}^N \rho_{pi}$, N — число фракций, $\sum_{i=1}^N \eta_i = 1$.

Формирование ячеистой детонации моделируется численно двумя способами:

1) как результат развития малых возмущений, инициируемых флуктуацией плотности частиц в облаке, заполняющем плоский канал [7, 15];

2) как результат развития поперечных волн после прохождения плоского фронта детонации через разрыв сечения канала [12].

Формулировка начально-краевой задачи для случая формирования ячеистой детонации в плоском канале приведена в [7], для канала с разрывом сечения — в [12].

Численный метод основан на применении схемы TVD для газа и схемы Джентри — Мартина — Дэйли для частиц и модифицирован для расчета течений в каналах с резко изменяемой геометрией.

ФОРМИРОВАНИЕ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ

Итак, рассматривается плоский канал бесконечной протяженности, половину длины ко-

торого занимает облако газовой взвеси частиц алюминия в кислороде. Инициирование детонации в газовой взвеси моделируется как результат воздействия на облако частиц плоской ударной волны взрывного характера (с примыкающей волной разрежения), распространяющейся по газу. Для инициирования поперечных волн на кромке облака газовой взвеси задается некоторое малое возмущение плотности частиц. Благодаря этому формирующаяся в облаке изначально плоская детонационная волна в процессе распространения перестраивается. На ее фронте постепенно развиваются и усиливаются поперечные волны, свойственные ячеистой детонации.

Расчеты проводились в канале фиксированной ширины 0.066 м. Рассматривались трехфракционные смеси частиц диаметром 1, 2 и 3.5 мкм ($\eta_1 = \eta_3$, средний размер частиц 2 мкм) и пятифракционные с диаметром частиц 1, 2, 3, 4 и 5 мкм ($\eta_1 = \eta_5$, $\eta_2 = \eta_4$, средний размер частиц 3 мкм).

На рис. 1 приведены результаты для трехфракционных смесей в виде картин максимального давления $p_{\max}(x, y) = \max_t [p(x, y, t)]$ на участке установившегося режима распространения полностью развитой ячеистой детонации (теневая шкала единая для всех картин). Из сравнения рисунков 1, а–г видно, что по мере уменьшения η_2 постепенно снижается их контрастность, что указывает на снижение ам-

Максимальное давление в тройных точках при формировании ячеистой детонации в трехфракционных взвесьях

Канал		p_{\max} , атм, при η_2			
		1.0	0.8	0.6	0.4
Плоский		147	113	85	50
С разрывом сечения	$H_2 = 0.033$ м	155	126	81	52
	$H_2 = 0.066$ м	170	125	85	58

Примечание. H_2 — поперечный размер широкой части канала.

плитуды пульсаций ячеистой детонации. Пиковое давление, возникающее при столкновении тройных точек $\max p_{\max}(x, y)$, монотонно уменьшается от 147 атм при $\eta_2 = 1$ (монодисперсная взвесь частиц среднего размера 2 мкм) до 50 атм при $\eta_2 = 0.4$ (таблица). Перечисленные свойства свидетельствуют об ослаблении поперечных волн и вырождении ячеистой детонации аналогично вырождению детонации в двухфракционных взвесьях [15]. При этом размер ячейки меняется незначительно: число ячеек на ширину канала на рис. 1, а–в совпадает, несколько отличается степень их неравномерности. Лишь на рис. 1, г ячейки крупнее и равномерные (3.5 на ширину канала). Отметим, что при изменении фракционного состава сред-

ний размер частиц сохраняется.

На рис. 2 показаны профили плотности газа на стенке канала для двух моментов времени с интервалом 0.1 мс. Здесь наглядно видно выравнивание профиля (снижение амплитуды пульсаций) при уменьшении η_2 . При $\eta_2 = 0.5$ пульсации уже незначительны, а при $\eta_2 = 0.4$ отсутствуют полностью, т. е. профиль отвечает одномерному течению плоской волны детонации ($p_{\max} = 49.6$ атм). В этом случае поперечные волны не образуются, ячеистая структура не формируется, т. е. плоская волна детонации распространяется устойчиво. Таким образом, при значительном разбросе частиц по размерам имеет место полное вырождение ячеистой детонации (как и в некоторых бидисперсных взвесьях [15]).

В пятифракционных взвесьях также наблюдается тенденция вырождения ячеистой детонации с увеличением дисперсии размеров частиц. На рис. 3 показаны картины истории максимального давления в монодисперсной смеси частиц среднего размера 3 мкм (рис. 3, а) и в пятифракционных взвесьях при доле средней фракции частиц диаметром 3 мкм, равной 0.7 (рис. 3, б) и 0.5 (рис. 3, в). Неравномерность ячеек на рис. 3, а свидетельствует о несовпадении ширины канала и кратного числа «натуральных» ячеек [7]. Значения размеров ячейки определены в [7] из обобщения большого чис-

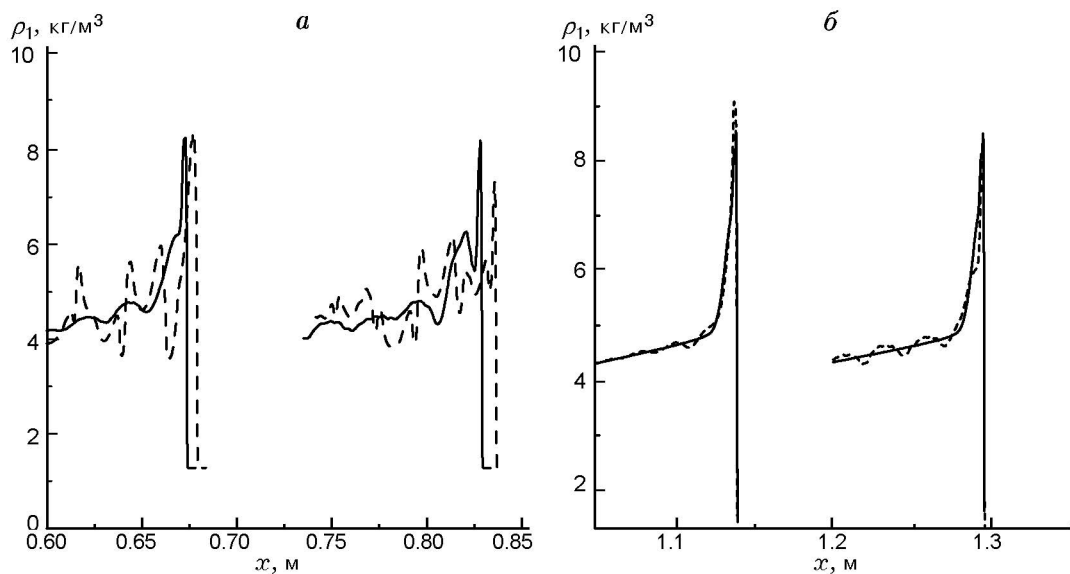


Рис. 2. Структуры детонации в трехфракционных взвесьях:

$\Delta t = 0.1$ мс; а: штриховые линии — $\eta_2 = 0.8$, сплошные линии — $\eta_2 = 0.6$; б: штриховые линии — $\eta_2 = 0.5$, сплошные линии — $\eta_2 = 0.4$

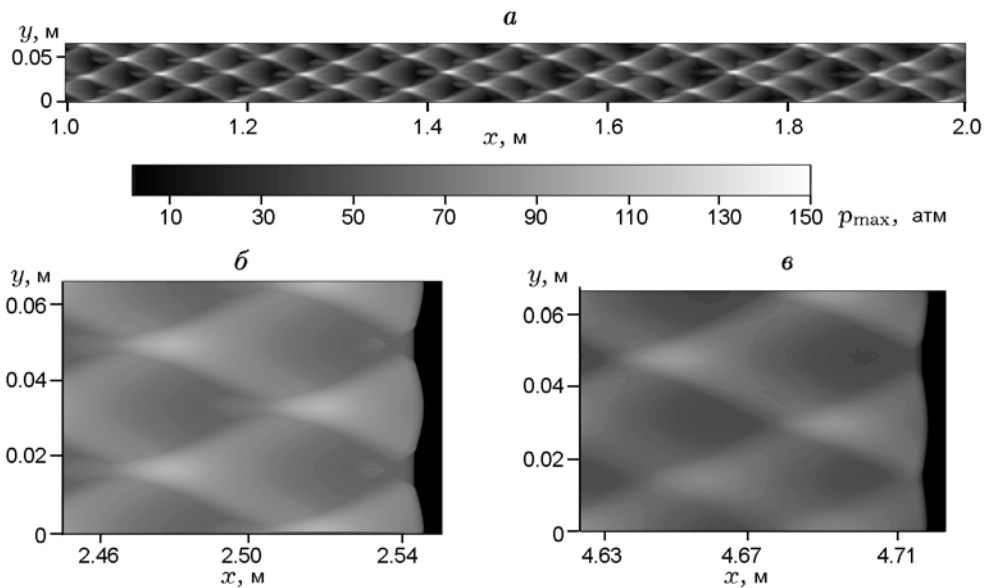


Рис. 3. Ячеистая детонация в монодисперсной взвеси частиц среднего размера 3 мкм (*а*) и пятифракционных взвесах (*б*, *в*):

б — $\eta_1 = 0.05$, $\eta_2 = 0.1$, $\eta_3 = 0.7$; *в* — $\eta_1 = 0.1$, $\eta_2 = 0.15$, $\eta_3 = 0.5$

ла расчетных данных моделирования в достаточно широких каналах. Для частиц размером 3 мкм, согласно представленной в [7] формуле, $\lambda = 3.9$ см, на рис. 3, *а* — $\lambda = 3.3$ см. Максимальное давление при столкновении тройных точек составляет $\max_{x,y} p_{\max}(x, y) = 150$ атм.

При появлении в составе смеси частиц другого размера и снижении доли средней фракции также уменьшается контрастность рисунков, т. е. снижается интенсивность поперечных волн. Максимальное давление составляет 79 атм при $\eta_3 = 0.7$ (рис. 3, *б*) и 64 атм при $\eta_3 = 0.5$ (рис. 3, *в*). Дальнейшее уменьшение доли частиц размером 3 мкм ($\eta_3 \leq 0.4$) приводит к полному исчезновению ячеек, т. е. устойчивому распространению плоского фронта детонации, как и в трехфракционных взвесах.

На рис. 4 приведены профили плотности газа на стенке канала с временными шагами 0.2 мс (рис. 4, *а*) и 0.1 мс (рис. 4, *б*). Данные на рис. 4, *а* соответствуют $\eta_3 = 1$ (монодисперсной взвеси частиц среднего размера 3 мкм) и $\eta_3 = 0.7$, а на рис. 4, *б* — $\eta_3 = 0.4$ и 0.2. При $\eta_3 = 0.7$ (сплошная линия на рис. 4, *а*) пульсации в течении меньше относительно монодисперсной взвеси с $\eta_2 = 1$ (штриховая линия). В обоих случаях, представленных на рис. 4, *б*, никаких признаков поперечных волновых тече-

ний не наблюдается.

Таким образом, в рассмотренных многофракционных взвесах ячеистая детонация имеет признаки вырождения, а для составов с долей средней фракции не более 40 % ячеистые структуры при формировании из малых возмущений не развиваются.

В [15] на основе акустического анализа структур Зельдовича — Неймана — Дёринга (ЗНД) одномерных течений трех- и пятифракционных взвесей показано отсутствие характерного масштаба, определяющего расстояние между зарождающимися поперечными волнами при доле средней фракции $\eta \leq 0.4$. Таким образом, результаты численного моделирования, демонстрирующие полное вырождение ячеек при указанных значениях η , хорошо согласуются с предсказаниями акустической теории.

Наличие дисперсии в распределении частиц по размерам также может быть объяснением отмеченного в экспериментах [5] снижения амплитуды пульсаций в ячеистой детонации взвесей частиц алюминия. Причем наиболее сглаженные профили, свидетельствующие о значительном вырождении ячеистой детонации, относятся, согласно приведенным в [5] электронным фотографиям, к порошку с большим разбросом размеров частиц.

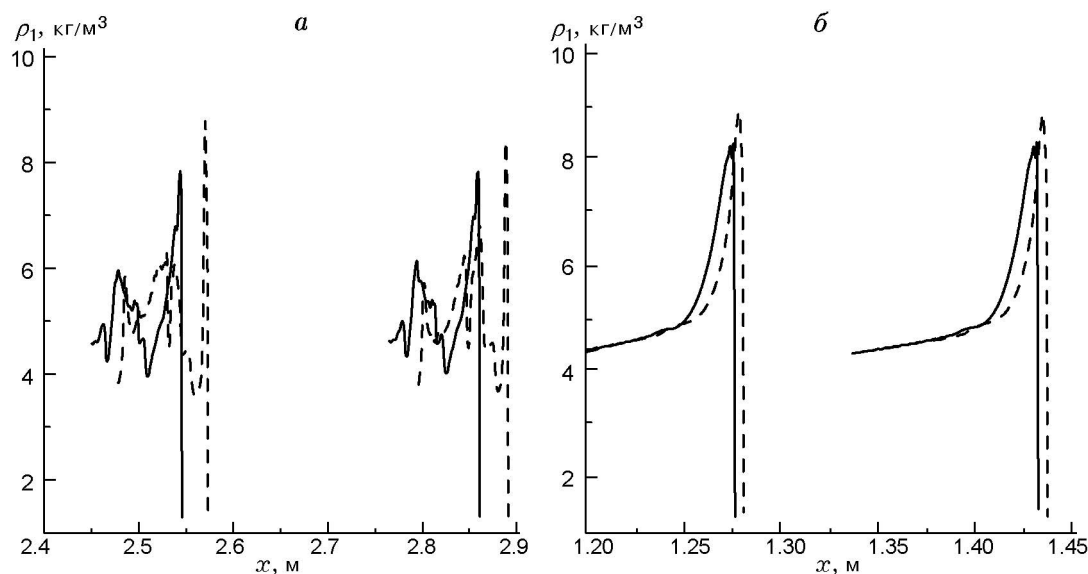


Рис. 4. Структуры течения в пятифракционных взвесьях:

a — $\Delta t = 0.2$ мс, штриховые линии — $\eta_3 = 1$, сплошные линии — $\eta_1 = 0.05$, $\eta_2 = 0.1$, $\eta_3 = 0.7$; *б* — $\Delta t = 0.1$ мс, штриховые линии — $\eta_1 = 0.1$, $\eta_2 = 0.2$, $\eta_3 = 0.4$, сплошные линии — $\eta_1 = 0.2$, $\eta_2 = 0.2$, $\eta_3 = 0.2$

ФОРМИРОВАНИЕ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ РАЗРЫВА СЕЧЕНИЯ ПЛОСКОГО КАНАЛА

Рассматривается плоский канал с внезапным изменением поперечного сечения (H_1 и H_2 — поперечные размеры узкой и широкой частей), заполненный газозвесью частиц алюминия в кислороде. По узкой части слева направо распространяется плоская детонационная волна (с примыкающей волной разрежения), параметры которой определяются из решения задачи ударно-волнового инициирования в облаке частиц [12–14].

Расчеты проведены для рассмотренных выше трехфракционных взвесей частиц диаметром 1, 2 и 3.5 мкм. Геометрические параметры канала приняты следующими: $H_1 = 0.01$ м; $H_2 = 0.033$ и 0.066 м. Расчетная область представлена на рис. 5, результаты расчетов — на рис. 5–8.

Распространение детонации после прохождения разрыва сечения канала исследовалось в [12, 14] для монодисперсных взвесей. За уступом фронт детонационной волны искривляется в результате расширения поля течения и взаимодействия с веером волн разрежения, выходящих из угловой точки. Отражение дифрагированного искривленного фронта от стенки широкой части канала порождает сильную пер-

вичную поперечную волну. В достаточно широких каналах эта волна дает начало системе вторичных поперечных волн, развитие которых приводит к ячеистой детонации.

При значительном доминировании средней фракции поведение детонационного фронта и полученные картины течения аналогичны представленным в [12, 14]. Численные шпирен-картины плотности газа, демонстрирующие начальную стадию формирования поперечных волн в смеси с $\eta_2 = 0.8$, показаны на рис. 5. Видно ослабление детонационного процесса (рис. 5, *a*) на участке, примыкающем к стенке обратного уступа с отставанием фронта горения (данный режим классифицируется как критический [12]). Последующее его усиление и восстановление детонационного процесса связаны с отражением структуры, состоящей из ударной волны и фронта горения, от стенки канала (рис. 5, *б*). Формирование и распространение первичной поперечной волны, образующейся вследствие отражении фронта от стенки, видны на рис. 6, *б, в*. А на рис. 6, *г* уже можно заметить образование еще одной «горячей» точки на детонационном фронте, т. е. зарождение новой поперечной волны. Таким образом, формирование ячеистой детонации за разрывом сечения происходит по сценарию, аналогичному наблюдаемому в монодисперсной взвеси [13, 14]. Однако это касается только тех сме-

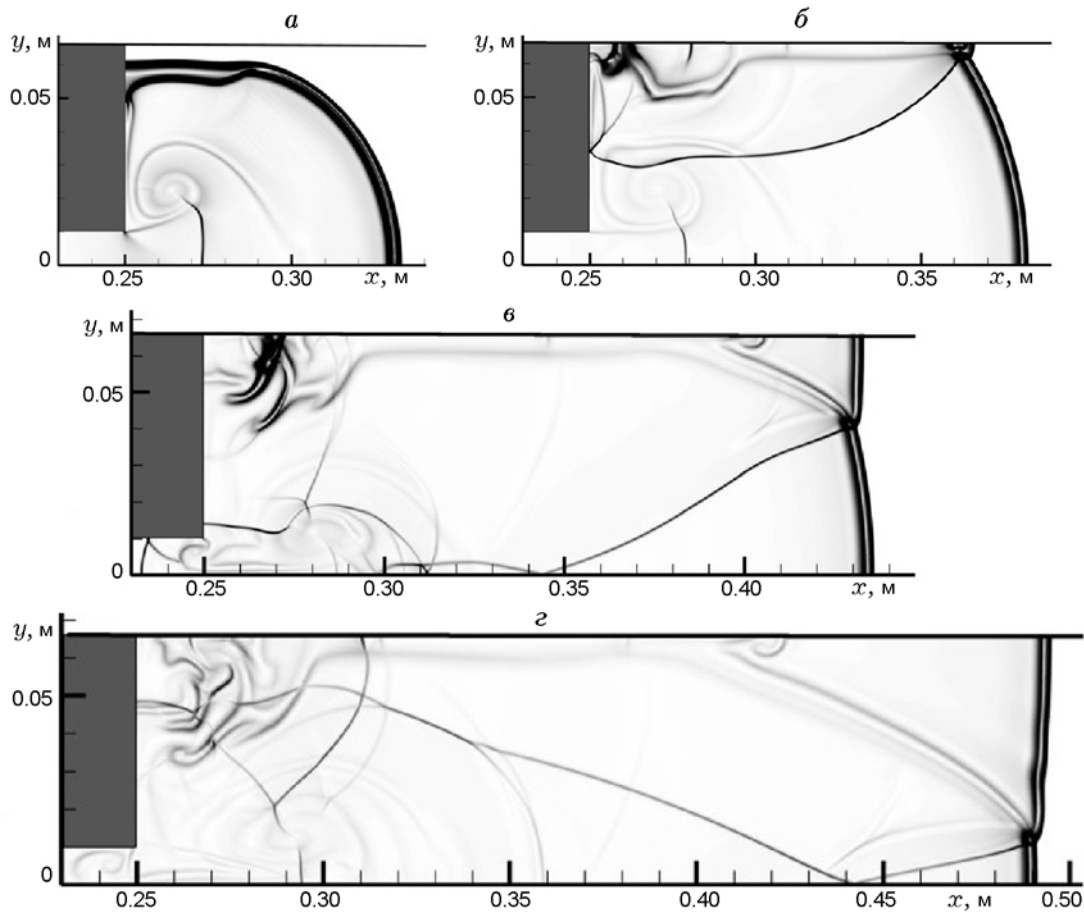


Рис. 5. Формирование первичной поперечной волны за разрывом сечения канала при $H_2 = 0.066$ м в трехфракционной взеси ($\eta_2 = 0.8$, $\Delta t = 0.04$ мс)

сей, для которых ячеистая детонация формируется в плоском канале.

На рис. 6 и 7 представлены (в той же теневой шкале, что и на рис. 1, 3) теневые картины истории максимального давления, отражающие траектории тройных точек. Сравнивая рис. 6 и 7, можно определить влияние геометрических параметров канала на формирование детонационных ячеек. В плоском канале шириной $H_2 = 0.066$ м в трехфракционных взесях при $\eta_2 = 0.8$, $\eta_2 = 0.6$ и в монодисперсной взеси частиц размером 2 мкм при $\eta_2 = 1$ формируются по четыре ячейки (см. рис. 1). В канале с разрывом сечения вдвое меньшей ширины ($H_2 = 0.033$ м) формируются только полторы ячейки при $\eta_2 = 1$ (рис. 6,а), одна ячейка при $\eta_2 = 0.8$ (рис. 6,б) и полторы сильно неравномерные ячейки при $\eta_2 = 0.6$ (рис. 6,в). Здесь различия в размерах и характере ячейки связаны с влиянием стенок при малом числе ячеек в канале [7]. Однако увеличение вдвое ширины

канала ($H_2 = 0.066$ м) все равно обнаруживает некоторое отличие в размерах формирующихся ячеек (ср. рис. 1,а,б и рис. 7,а,б), даже если принять во внимание очевидную неравномерность ячеек на рис. 1,а,б. Причиной этого, по-видимому, является, как и в монодисперсной взеси [13, 14], изначальное влияние сильной поперечной волны, что обуславливает также более высокое максимальное давление при столкновении тройных точек, чем в канале без разрыва сечения (ср. первую и вторую строки таблицы).

Характер течения при дальнейшем распространении детонационного процесса соответствует монодисперсной взеси, для которой было показано, что установившиеся ячеистые структуры инвариантны относительно способа формирования [14].

Влияние состава на характер ячеистой детонации в канале с разрывом сечения (см. рис. 6 и 7) аналогично случаю ее формирова-

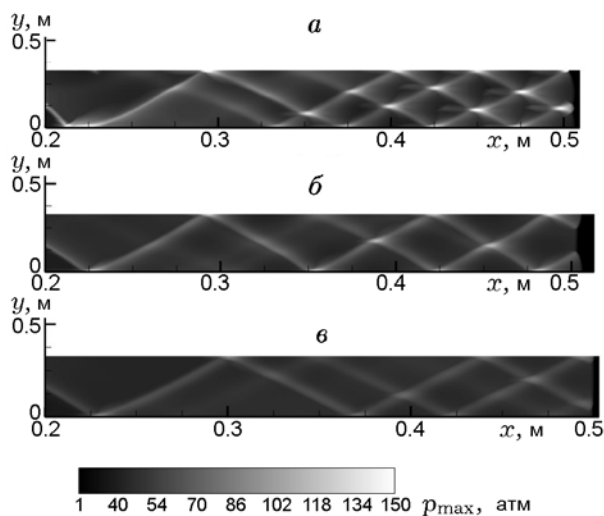


Рис. 6. Структуры ячейистой детонации, формирующейся за разрывом сечения канала при $H_2 = 0.033$ м:

a — $\eta_2 = 1$, монодисперсная взвесь частиц размером 2 мкм; *б* — $\eta_2 = 0.8$; *в* — $\eta_2 = 0.6$

ния в плоском канале (см. рис. 1). Видно также снижение контрастности рисунков с уменьшением доли средней фракции в газозвеси (т. е. уменьшение пульсаций в структуре течения) и спрямление фронта. Максимальные значения давления в тройных точках уменьшаются с уменьшением η_2 (таблица). Ячейистая детонация на рис. 7 развивается только при $\eta_2 = 0.8$ и 0.6.

Наиболее интересным представляется случай значительной дисперсии частиц по раз-

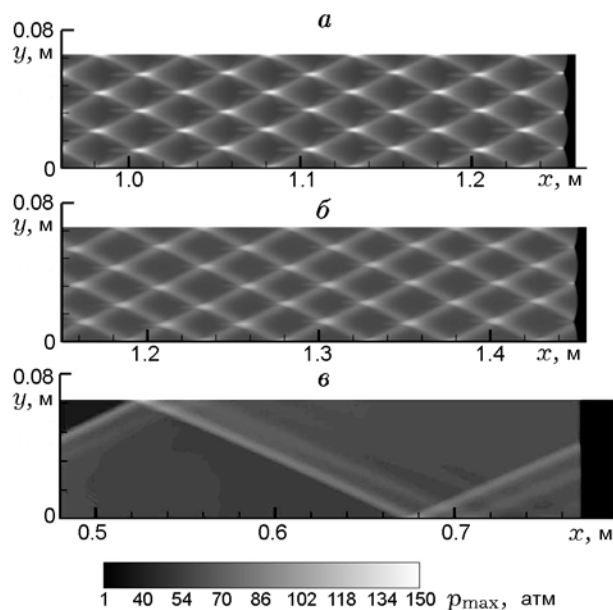


Рис. 7. Влияние фракционного состава на установившиеся режимы распространения в канале при $H_2 = 0.066$ м:

a — $\eta_2 = 0.8$, *б* — $\eta_2 = 0.6$, *в* — $\eta_2 = 0.4$

мерам ($\eta_2 = 0.4$). В плоском канале в такой смеси поперечные волны из малых возмущений не формируются. Оказалось, что и в канале с разрывом сечения ячейистая детонация при $\eta_2 = 0.4$ не развивается. Первичная поперечная волна остается единственной, а после нескольких отражений от стенки и плоскости симметрии она затухает (рис. 7, в). В точке смыкания поперечной волны с лидирующим

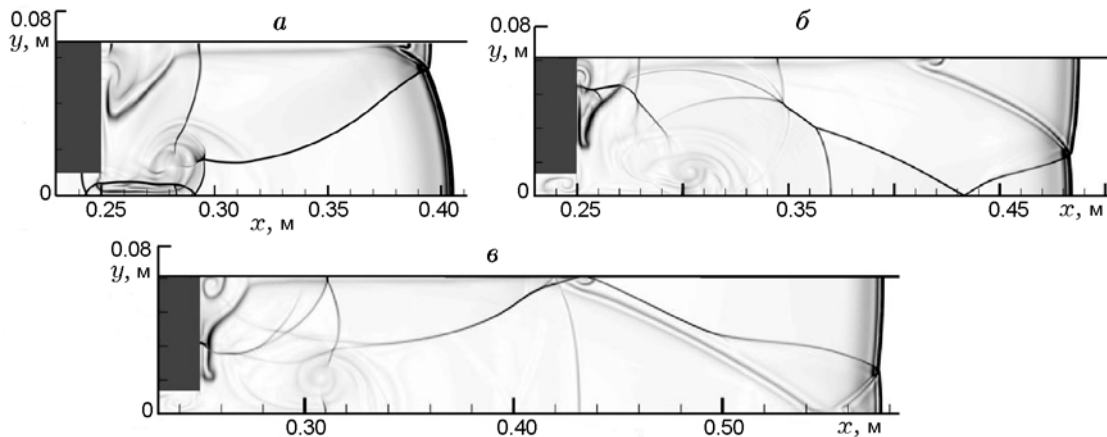


Рис. 8. Выход на режим распространения плоской детонации с затухающей поперечной волной в смеси с $\eta_2 = 0.4$ ($H_2 = 0.066$ м, $\Delta t = 0.06$ мс)

фронтом максимальное давление при трех последовательных отражениях от стенки и плоскости симметрии составляет 67, 60 и 58 атм (последнее значение соответствует местоположению фронта 0.86 м, приведено в таблице). Соответствующие шпирен-изображения плотности газа показаны на рис. 8 с шагом 0.06 мс. Поперечная волна искривляет фронт на участке $x < 0.5$ (рис. 8, б), однако форма фронта детонации более плоская в сравнении со случаем с $\eta_2 = 0.8$ (см. рис. 5, в). На рис. 8, в нет никаких признаков зарождения вторичных поперечных волн, в отличие от рис. 5, г. На картинах истории максимального давления (см. рис. 7, в) на участке $0.6 \div 0.7$ м видны еле заметные следы очень слабой вторичной поперечной волны дисперсионного характера, но и эта волна далее исчезает. Таким образом, в трехфракционной смеси при $\eta_2 = 0.4$ ячеистая детонация не формируется ни одним из рассмотренных способов. Результат также соответствует данным акустического анализа структур Зельдовича — Неймана — Дёринга, приведенным в [15] и указывающим на отсутствие масштаба ячеистой детонации в трехфракционных смесях при $\eta_2 \leq 0.4$.

Отметим, что по данным как акустического анализа структур Зельдовича — Неймана — Дёринга, так и численного моделирования качественные свойства вырождения ячеистой детонации при уменьшении доли средней фракции и критическая доля для полного вырождения ($\eta = 0.4$) в трех- и пятифракционных смесях совпадают. Таким образом, можно утверждать, что в численном исследовании характеристик ячеистой детонации трехфракционные приближения в достаточной степени моделируют полидисперсные взвеси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлены следующие особенности формирования ячеистой детонации в полидисперсных взвесях мелких частиц алюминия в кислороде:

- 1) при значительном преобладании средней фракции частиц формируется ячеистая детонация в полидисперсных взвесях; при уменьшении содержания средней фракции ячеистая детонация вырождается; при значительном снижении содержания средней фракции (не более 0.4) наступает полное вырождение ячеистой детонации, т. е.

наблюдается устойчивое распространение плоской волны детонации;

- 2) характеристики ячеистой детонации полидисперсных взвесей определяются составом смеси и не зависят от способа формирования поперечных волн;
- 3) в задачах формирования и распространения ячеистой или плоской детонации трехфракционные приближения удовлетворительно моделируют полидисперсные взвеси;
- 4) свойство вырождения ячеистой детонации в полидисперсных взвесах, выявленное методами численного моделирования, может служить объяснением наблюдаемого в экспериментах снижения амплитуды пульсаций в случае детонации взвесей алюминия.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Veyssiere B., Ingignoli W.** Existence of the detonation cellular structure in two-phase hybrid mixtures // *Shock Waves*. — 2003. — V. 12. — P. 291–299.
2. **Khasainov B. A., Veyssiere B., Ingignoli W.** Numerical simulation of detonation cell structure in hydrogen-air mixture loaded by aluminum particles // *High-Speed Deflagration and Detonation. Fundamental and Control* / G. Roy et al. (Eds). — Moscow: ELEX-KM Publ., 2001. — P. 163–174.
3. **Ingignoli W., Veyssiere B., Khasainov B. A.** Study of detonation initiation in unconfined aluminum dust clouds // *Gaseous and Heterogeneous Detonations* / G. Roy et al. (Eds). — Moscow: ELEX-KM Publ., 1999. — P. 337–350.
4. **Zhang F., Gronig H., Van de Ven A.** DDT and Detonation Waves in two-phase mixtures // *Shock Waves*. — 2001. — V. 11. — P. 53–71.
5. **Zhang F., Gerrard K. B., Ripley R.** Reaction mechanism of aluminium particles-air detonation // *Seventh ISHPMIE Proc.* — St. Petersburg, 2008. — V. 2. — P. 223–237.
6. **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. — V. 13. — P. 385–402.
7. **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.
8. **Barthel H. O.** Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations // *The Phys. of Fluids*. — 1974. — V. 17, N 8. — P. 1547–1553.

9. **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 / G. Roy, S. Frolov (Eds). — Moscow: Torus press, 2006. — P. 97–106.
10. **Arienti M., Shepherd J. E.** A numerical study of detonation diffraction // J. Fluid Mech. — 2005. — V. 529. — P. 117–146.
11. **Kutushev A. G., Shorohova L. V.** Numerical investigation of burning and detonation of monofuel suspensions in sharply extended tubes // Advance in Confined Detonations / G. Roy, S. Frolov (Eds). — Moscow: Torus press, 2002. — P. 161–166.
12. **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.
13. **Fedorov A. V., Kratova Yu. V., Khmel T. A.** Numerical modeling of detonation propagation in gas-particle mixtures in the duct with a cross-sectional breakdown // Intern. Conf. on Methods of Aerophysical Research, June 30–July 6, 2008, Novosibirsk, Russia. — Proc. CD (ISBN 978-5-98901-040-0). — Section IV. — N 4.
14. **Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А.** Распространение детонационных волн в газозвесах в каналах с внезапным расширением // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 1. — С. 80–91.
15. **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.
16. **Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А.** Математическое моделирование гетерогенной детонации в газозвесах частиц алюминия и угольной пыли // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 4. — С. 166–177.

Поступила в редакцию 24/IX 2010 г.
