

## ОСОБЕННОСТИ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ

А.В. Федоров, Т.А. Хмель

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича  
Сибирского отделения Российской академии наук,  
Новосибирск, 630090, улица Институтская 4/1*

### Аннотация

Численно и аналитически изучены особенности детонации полидисперсных взвесей частиц алюминия в кислороде в одномерных и двумерных нестационарных течениях. Определены свойства неидеальной детонации бидисперсных взвесей: наличие в структуре ЗНД внутренней равновесно-замороженной звуковой точки, ограничивающей стационарную часть структуры, и двойного  $\rho$ -слоя; устойчивость сопряжения детонационных волн с волнами разрежения, зависимость критериев инициирования от фракционного состава (малая добавка мелких частиц позволяет существенно уменьшить порог инициирования). Проанализировано влияние фракционного состава на характер ячеистой детонации в полидисперсных взвесьях. Показана возможность вырождения ячеистой и устойчивого распространения плоской детонации в смесях с большим разбросом частиц по размерам. Результаты численного моделирования подтверждаются сравнениями с данными экспериментов и результатами представленного акустического анализа детонационных структур.

## CHARACTERISTIC FEATURES OF HETEROGENEOUS DETONATIONS IN POLYDISPERSE MIXTURES

A.V. Fedorov, T.A. Khmel

*ITAM SB RAS, Russia, Novosibirsk, 630090*

Specific features of detonations in polydisperse gas suspensions of aluminum particles in oxygen are studied on the base of numerical simulations of one- and two-dimensional unsteady flow. The properties of non-ideal detonations of bi-dispersed mixtures are determined: existence of an internal frozen-equilibrium sonic point bounding the stationary part of the structure, double  $\rho$ -layers, stability of the detonation waves coupling with rarefaction waves, dependence of the initiation criteria on the fractional content (small addition of fine particles provides sufficient decrease in initiation energy). An influence of the fractional composition on characteristics of cellular detonations in polydisperse mixtures is analyzed. A possibility of degeneration of cellular detonations and stable propagation of planar detonation waves in mixtures with large dispersion in distribution of particles over their sizes is revealed. The results of numerical simulations are confirmed by comparison with experimental data and results of acoustic analysis of the detonation structures presented.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования детонационных процессов в газозвзвесьях, как правило, ограничены рамками монодисперсного подхода, хотя реальные порошки (в частности, порошки алюминия) всегда имеют разброс в размерах частиц. Проблема влияния фактора полидисперсности в ударно-волновых и детонационных процессах запыленных сред была затронута в работах [1, 2, 3, 4].

В [1] для двухфракционной взвеси получено авто-модельное решение, описывающее двухфронтовые структуры детонации. В [2, 3, 4] рассматриваются смеси с непрерывной функцией распределения частиц по размерам, при этом методика численного решения основана на ступенчатой аппроксимации этой функции. Так в [3] определены критические значения чисел Маха инициирующие детонацию, в [4] анализируется влияние функции распределения частиц по размерам на закономерности затухания переднего фронта проходящей ударной волны и приводятся некоторые результаты моделирования процесса ударного инициирования детонации. Значения «среднего» размера частиц в задачах о распространении ударных волн и

детонационных волн в одних и тех же полидисперсных смесях оказались различными [2, 3, 4], что указывает на зависимость характеристик этих процессов от фракционного состава.

Также и характеристики ячеистой детонации, включая размер детонационной ячейки, в полидисперсных взвесьях могут зависеть не только от «среднего» размера частиц, но и от распределения частиц по размерам.

Качественные особенности детонации газозвесей твердых частиц в сравнении с газовой детонацией связаны с процессами межфазного взаимодействия, масштабы которых зависят от размера частиц. Влияние релаксационных процессов обуславливает множественность стационарных режимов: Чепмена–Жуге, недосжатых [5, 6]. Размер частиц входит в число параметров, определяющих для монодисперсных взвесей критерии инициирования и размер детонационной ячейки [7, 8]. В [10] установлены степенные зависимости размера ячейки и масштабов процессов релаксации от размера частиц (рис. 1) с различными несовпадающими показателями степени, что указывает на влияние всех процессов релаксации на размер ячейки.

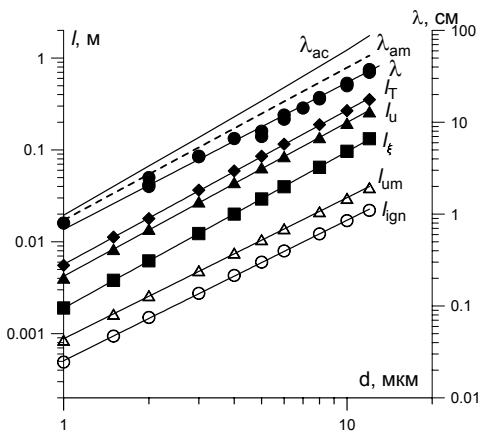


Рис. 1. Зависимости размера детонационной ячейки  $\lambda$  и характерных масштабов процессов релаксации от размера частиц

В работе на модели стехиометрических взвесей частиц алюминия проводится анализ влияния распределения частиц по размерам на характеристики плоской и ячейистой детонации. Рассматриваются двух-трех- и пяти-фракционные смеси (функция распределения частиц по размерам аппроксимируется ступенчатой функцией). Как будет показано, для анализа характеристик ячейистой детонации трех-фракционные приближения являются в достаточной степени удовлетворительными.

## 2. СТАЦИОНАРНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЕТОНАЦИИ В БИДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЯХ

### 2.1. Описание физико-математической модели

Физико-математическая модель детонации газ-взвеси частиц алюминия в кислороде основана на представлениях [8, 9]. Основные уравнения и описание входящих параметров и констант изложены в [9, 10, 11]. В данной работе в рассмотрение включается большее число фракций частиц, для которых законы взаимодействия с газом описываются соответственно уравнениям с учетом диаметра частиц. Суммарная массовая концентрация частиц принимается стехиометрической 0.55 (начальная плотность частиц  $\rho_{p0} = 1.34 \text{ кг/м}^3$ ). Состав смеси характеризуется параметрами насыщенности фракций:

$$\eta_i = \frac{\rho_{i0}}{\rho_{p0}}, \quad \rho_{p0} = \sum_{i=2}^{N+1} \rho_{i0},$$

где  $N$  – число фракций,  $\sum_{i=2}^{N+1} \eta_i = 1$ .

Для бидисперсной смеси параметр насыщенности определяется по мелкой фракции  $\eta = \rho_{30}/(\rho_{20} + \rho_{30})$ , (индекс 1 – газ, 2, 3 – частицы). Значение этого параметра варьировалось от 0 до 1.

Численный метод основан на применении схемы TVD для газа и Джентри–Мартина–Дэйли для каждой из фракций частиц [12, 13].

### 2.2. Характеристики структур неидеальной стационарной детонации бидисперсных взвесей

В монодисперсных взвесах в решении стационарной задачи присутствует внутренняя звуковая (по за-

мороженной скорости звука) точка [5, 6]. Эта точка является седловой, решение за звуковой точкой  $F$  может быть продолжено по сепаратрисам (рис. 2,а). Траектория ( $s$ ) отвечает пересжатой детонации (дозвуковое равновесное состояние), траектория ( $w$ ) – недосжатой детонации (сверхзвуковое состояние). Сплошные и штриховые линии отвечают численному решению нестационарных уравнений и решению соответствующей стационарной системы ОДУ. Расхождение уменьшается по мере ослабления пересжатой детонации волной разрежения. Штрих-пунктирной линией показана функция  $M_f = (D - u_1)/c_f$ , достигающая 1 в точке  $F$ .

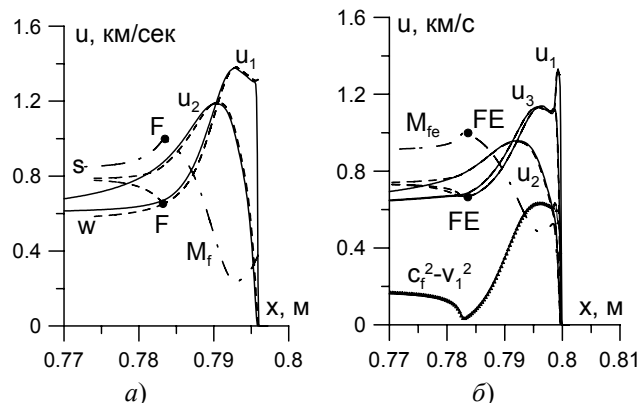


Рис. 2. Стационарные структуры детонации в монодисперсной взвеси 3.5 мкм (а) и в бидисперсной 1 мкм и 3.5 мкм,  $\eta = 0.5$  (б)

В бидисперсной взвеси (рис. 2,б) решение так же проходит через точку ветвления. Для анализа этой точки определим следующие четыре скорости звука: замороженную  $c_f^2 = \gamma_1 p / \rho_1$ , полностью равновесную по всем процессам и концентрациям фаз и компонент  $\gamma_e = 1 + R \xi_1 / [c_{v1} \xi_1 + c_{v2} (\xi_2 + \xi_3)]$ ,  $c_e^2 = \gamma_e p / \rho$ , а также две промежуточные скорости звука (равновесных по одной из компонент и замороженных по концентрациям другой из компонент):  $c_{ei}^2 = \gamma_{ei} p / (\rho_1 + \rho_i)$ ,  $\gamma_{ei} = 1 + R \xi_1 / (c_{v1} \xi_1 + c_{v2} \xi_i)$ ,  $\xi_i = \rho_i / \rho$ . При  $\xi_i \neq 0$  выполняются неравенства  $\gamma_1 > \gamma_{ei} > \gamma_e$  и  $c_f > c_{ei} > c_e$ , соответственно,  $M_e > M_{ei} > M_f$ . Кроме того, очевидно, что  $M_{ei} > M_{ej}$  при  $\xi_i > \xi_j$ . Обозначим  $c_{fe} = c_{e3}$  – скорость звука, равновесную по газу и мелким частицам и замороженную по крупным частицам, соответствующее число Маха  $M_{fe} = (D - u_1)/c_{fe}$ .

При доминировании в смеси крупных частиц ( $\eta \leq 0.3$ ) точка ветвления практически является звуковой и по замороженной, и по заморожено-равновесной скоростям звука. При  $\eta > 0.3$  в решении появляется «полочка» в области влияния точки ветвления, где  $M_f < 1$ , а  $M_{fe}$  близка к 1, т.е. формирующееся промежуточное состояние является звуковым по равновесно-замороженной скорости звука. При распространении детонационной волны в сопряжении с волной разрежения стационарным является лишь участок от замороженной ударной волны до внутренней равновесно-замороженной звуковой точки.

Отметим, что в бидисперсной взвеси формируется два  $\rho$ -слоя, в крупных и мелких частицах, профили давления и плотности газа имеют две точки локального максимума (рис. 3), величина первого максимума может быть как выше, так и ниже второго.

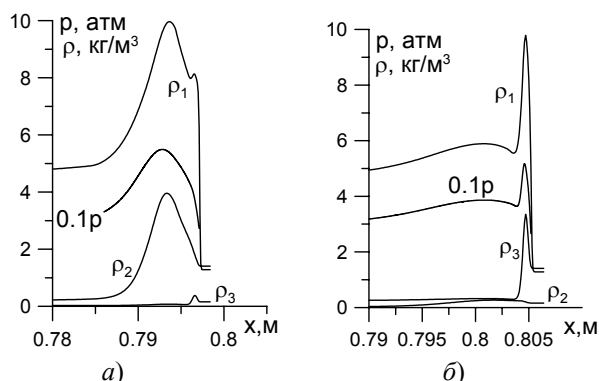


Рис. 3. Стационарные структуры детонации в би-дисперсных взвесьях 1 мкм и 3.5 мкм:  $\eta = 0.1$  (а);  $\eta = 0.9$  (б)

### 3. ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В БИДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЯХ

Определяющими характеристиками инициирования являются при воздействии поддерживаемых УВ – число Маха УВ, а при воздействии взрывных УВ – величина запасенной энергии (для плоских задач инициирования [7])

$$E_{ini} = \int_{X_{RW}}^{X_{SW}} (\rho_1 E_1 - \rho_{10} E_{10}) dx$$

Зависимость критического числа Маха от параметра насыщенности би-дисперсной взвеси показана на рис. 4 (кривая а). С увеличением относительной доли мелких частиц происходит монотонное уменьшение критической величины  $M_0$  от значения 3.51, отвечающего монодисперсной взвеси частиц 3.5 мкм, к значению 3.36, определяемому для монодисперсной смеси 1 мкм.

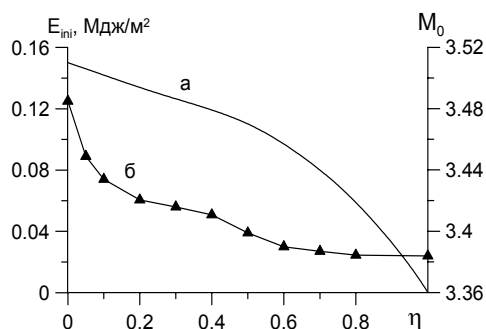


Рис. 4. Критические параметры инициирования плоской детонации в би-дисперсных взвесьях 3.5 мкм и 1 мкм

Так как эта зависимость нелинейна, то критическое число Маха для среднего размера частиц не совпадает со средним значением критических чисел Маха. Попытки определить некоторый «характерный» радиус, при котором можно описывать полидисперсные взвеси в рамках монодисперсного подхода, предпринимались в [2, 3, 4] на модели частиц унитарного топлива. Одна-

ко значение этого «характерного» радиуса для задач инициирования с теми же числами Маха в [3, 4] оказалось отличным от значения, определенного в [2] для наилучшего описания распространения ударных волн в смеси. Таким образом, как ударно-волновые, так и детонационные характеристики полидисперсных взвесей не могут быть однозначно описаны в рамках монодисперсного подхода с каким-либо «средним» размером частиц и требуют рассмотрения процессов с учетом распределения частиц по размерам.

Напротив, для взрывных УВ наиболее резкое снижение  $E_{ini}$  наблюдается в интервале  $\eta$  от 0 до 0.2 (рис. 4, кривая (б)): так, 5% мелких частиц ( $\eta = 0.05$ ) уже обеспечивает снижение энергии инициирования почти на 30%, а 10% ( $\eta = 0.1$ ) – на 40%. Излом на кривой (б) на рис. 4 при  $\eta \approx 0.4$  обусловлен переходом к сценарию инициирования, при котором образуются нестационарные двухфронтные структуры, существующие ограниченное время.

### 4. ОСОБЕННОСТИ ЯЧЕЙСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В БИДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЯХ

Формирование ячейистой детонации моделировалось в двумерных расчетах как результат взаимодействия ударной волны с облаком газовой взвеси в плоском канале. Развитие поперечных волн является следствием малого возмущения плотности частиц на кромке облака [10]. Расчеты проводились в канале фиксированной ширины ( $Y = 0.066$  м) для взвесей, состоящих из фракций 3.5 мкм и 1 мкм, 3.5 мкм и 2 мкм, 2 мкм и 1 мкм.

Картины ячейистой детонации в монодисперсных взвесьях представлены на рис. 5. На рис. 5,а показаны распределения максимального давления  $p_{max}(x, y) = \max_t [p(x, y, t)]$  и приведена шкала, в которой будут построены все последующие аналогичные картины. Здесь, как и в ячейистой газовой детонации, при расхождении поперечных волн происходит существенное затухание фронта (давление в точке химпика уменьшается до 40 атм, что составляет около 80% от величины, отвечающей режиму ЧЖ), а столкновение поперечных волн аналогично взрыву (давление возрастает до величин порядка 140 - 150 атм).

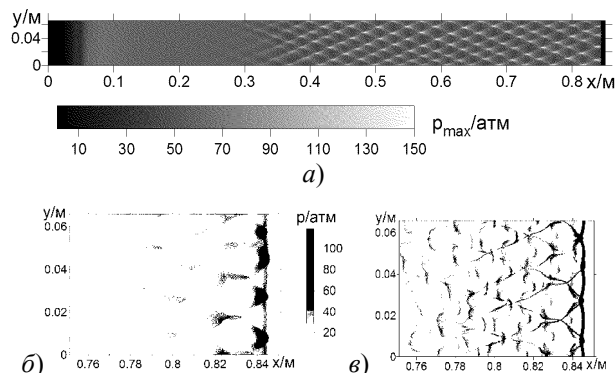


Рис. 5. Ячейковая детонация в монодисперсной взвеси 2 мкм: поле максимального давления (а); поле давления (б), градиентное поле плотности газа (в)

В би-дисперсной взвеси при значительном доминировании одной из фракций картины подобны монодисперсным (примеры при  $\eta = 0.1$  и  $\eta = 0.9$  приведены на рис. 6).

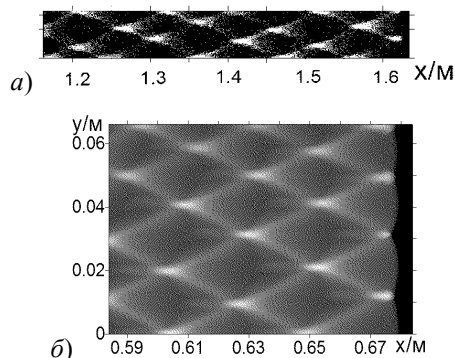


Рис. 6. Ячеистая детонация в бидисперсных взвесях: 3.5 мкм и 1 мкм,  $\eta = 0.1$  (а); 3.5 мкм и 2 мкм,  $\eta = 0.9$  (б)

С увеличением доли другой фракции свойства и характеристики ячеистой детонации существенно меняются: уменьшаются максимальные значения пикового давления при столкновении тройных точек (и амплитуды пульсаций в течениях), ослабевают поперечные волны. Траектории тройных точек становятся спрямленными (рис. 7), что свидетельствует о почти равномерном их движении. Возникающая при столкновении тройных точек пересжатая детонация характеризуется меньшей амплитудой, чем в монодисперсной взвеси.

В некоторых смесях в среднем интервале значений параметра насыщенности  $\eta$  ячеистые структуры не формируются вовсе. Иницированная детонационная волна устойчиво распространяется в плоском режиме, максимальное давление отвечает пиковому давлению стационарного режима детонации ЧЖ 56 атм. Соответствующие давления получены при  $\eta = 0.4$  и  $\eta = 0.5$  в смеси 3.5 мкм и 1 мкм (рис. 8,а). Зависимости размера ячейки  $\lambda$  от параметра насыщенности  $\eta$  показаны на рис. 8,б.

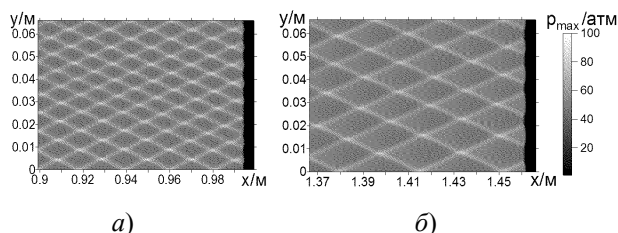


Рис. 7. Вырождение ячеистой детонации в бидисперсных взвесях 2 мкм и 1 мкм;  $\eta = 0.7$  (а),  $\eta = 0.6$  (б)

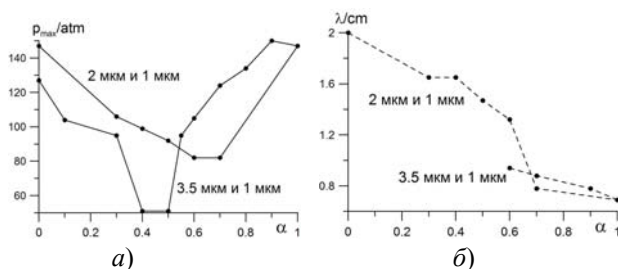


Рис. 8. Влияние состава бидисперсной смеси на характеристики детонации и размер ячейки

### 5. ЯЧЕИСТАЯ ДЕТОНАЦИЯ В ВЗВЕСЯХ С СИММЕТРИЧНОЙ ФУНКЦИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ

Отметим, что реальные порошки характеризуются функцией распределения частиц по размерам, имеющей максимум, т.е. с доминированием некоторой средней фракции частиц. Моделирование таких смесей проводится при рассмотрении трех-фракционных взвесей частиц 3.5 мкм, 2 мкм и 1 мкм с  $\eta_1 = \eta_3$ ; пяти-фракционных взвесей 1 мкм, 2 мкм, 3 мкм, 4 мкм и 5 мкм с  $\eta_1 = \eta_5$ ,  $\eta_2 = \eta_4$ . Для каждого из рассмотренных типов смесей при изменении  $\eta$  средний размер частиц сохраняется.

Результаты численного моделирования обнаруживают свойства, полностью аналогичные бидисперсным взвесям. Так же имеет место вырождение ячеистой детонации (рис. 9, 10).

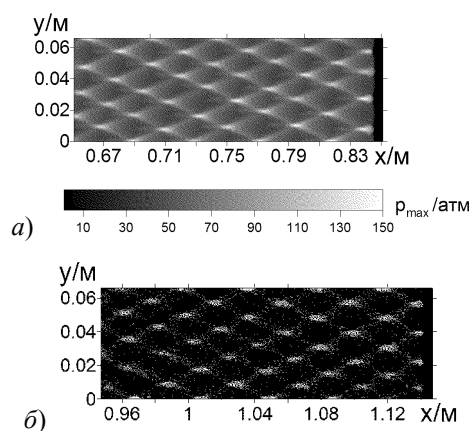


Рис. 9. Вырождение ячеистой детонации в трех-фракционной взвеси:  $\eta_2 = 1$  (а),  $\eta_2 = 0.6$  (б)

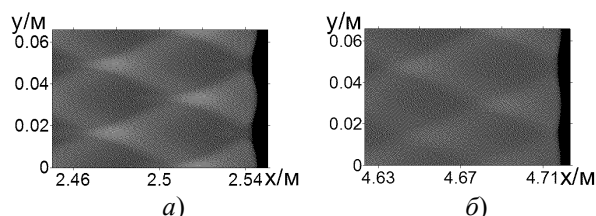


Рис. 10. Вырождение ячеистой детонации в пяти-фракционных взвесях:  $\eta_1 = 0.05$ ,  $\eta_2 = 0.1$ ,  $\eta_3 = 0.7$  (а);  $\eta_1 = 0.1$ ,  $\eta_2 = 0.15$ ,  $\eta_3 = 0.5$  (б)

Таким образом, ячеистая детонация в полидисперсных взвесях обладает некоторыми промежуточными свойствами. Она характеризуется, с одной стороны, наличием регулярной системы поперечных волн (аналогично ячеистой детонации монодисперсной взвеси), с другой – снижением их интенсивности и значений максимального пикового давления, а также спрямлением лидирующего фронта и уменьшением степени поперечной неоднородности течения. Все эти явления можно классифицировать как вырождение ячеистой детонации. Полное вырождение (отсутствие поперечных волн) имеет место при  $\eta_2 \leq 0.4$  в трех-фракционных взвесях и  $\eta_3 \leq 0.4$  в пяти-фракционных, т.е. при составах с долей средней фракции не более 40%. Отметим, что критическое для полного вырождения значение доли средней фракции в трех- и пяти-

фракционных смесях одинаково. Можно считать, что трех-фракционные приближения в достаточной степени моделируют полидисперсные взвеси в характеристиках ячеистой детонации.

### 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ВЫРОЖДЕНИЯ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ

Одним из признаков вырождения ячеистой детонации является ослабление амплитуды пульсаций параметров течения. В расчетах для трех-фракционных взвесей это происходит с уменьшением доли средней фракции  $\eta_2$  (рис. 11, профили плотности газа на стенке канала).

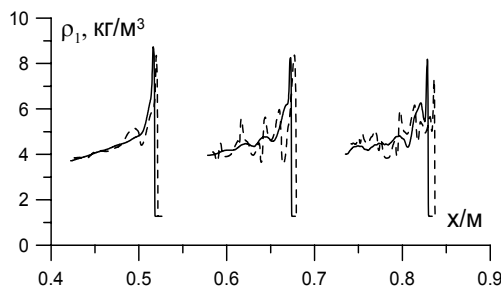


Рис. 11. Пульсации в ячеистой детонации трехфракционных взвесей 3.5 мкм, 2 мкм и 1 мкм,  $\Delta t = 0.1$  мс:  $\eta_2 = 0.8$  (штриховые линии),  $\eta_2 = 0.6$  (сплошные линии)

Свойство уменьшения амплитуды пульсаций относительно ячеистой детонации в газовых смесях отмечалось и в экспериментах по детонации воздушных взвесей алюминия в [14]. На рис. 12 приведены электронные фотографии порошков, используемых в экспериментах [14]. Первый тип порошка (средний размер частиц 100 нм) характеризуется как монодисперсный (рис. 12,а), второй тип (средний размер 1.6 мкм) имеет заметный разброс в размерах частиц (рис. 12,в).

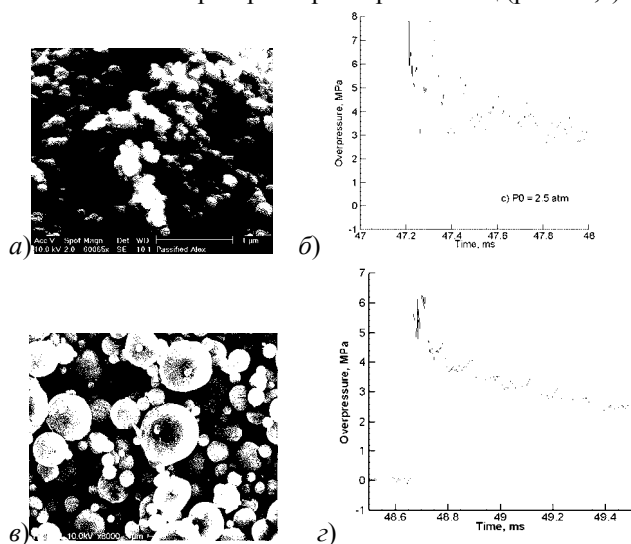


Рис. 12. Данные экспериментов [14],  $p_0 = 2.5$  атм: фотографии используемых порошков алюминия (а,в), сигналы с датчиков давления (б,г); средний диаметр частиц 100 нм (а,б), средний диаметр частиц 1.6 мкм (в,г)

Соответствующие регистрограммы сигналов с датчиков давления представлены на рис. 12,б,г. Как видно, для порошка первого типа наблюдаются характерные для ячеистой детонации пульсации давления. Для

второго типа порошка при тех же условиях амплитуда пульсаций существенно ниже. Таким образом, наблюдаемая в экспериментах ячеистая детонация явно носит вырожденный характер, а степень вырождения согласуется с наличием полидисперсности в порошках, используемых в экспериментах. Таким образом, экспериментальные данные [14] подтверждают впервые установленное нами в численных расчетах свойство вырождения ячеистой детонации при увеличении дисперсии в распределении частиц по размерам. Ниже представлено теоретическое обоснование данного свойства на основе акустического подхода [15].

### 7. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ СВОЙСТВ ВЫРОЖДЕНИЯ

Для обоснования и качественного объяснения свойств частичного или полного вырождения ячеек в полидисперсных газозвзвях привлечем метод акустического анализа структур детонации [15].

Известно, что распространение ячеистой детонации обусловлено неустойчивостью плоского детонационного фронта при аррениусовском типе химических реакций относительно возмущений, изменяющих его кривизну. Основная идея метода [15] заключается в рассмотрении цилиндрической акустической волны, исходящей из такого локального возмущения («горячей точки» на фронте) и определении ее воздействия на фронт. Применение аналогичного подхода для течений в газозвзвях с малой объемной концентрацией частиц возможно ввиду того, что в уравнениях для газовой фазы члены, связанные с воздействием частиц на газ, присутствуют только в правых частях уравнений [10, 11]. Поэтому вид характеристических функций для газовой фазы (собственных чисел матрицы Якоби, собственных векторов, выражений для скорости звука) совпадает с определенными в рамках газовой динамики. Влияние частиц на распространение акустических возмущений проявляется только через изменение поля течения газа и распределения замороженной скорости звука (скорости распространения малых высокочастотных возмущений в газе).

Рассмотрим плоскую стационарную волну детонации, которая в соответствии с моделью Зельдовича-Неймана-Дюринга состоит из замороженной ударной волны в газовой фазе и примыкающей к ней зоны скоростной, тепловой и химической релаксации фаз. (Стационарные структуры детонационных течений в газозвзвях частиц алюминия и кислорода описаны в [5, 6]). Пусть  $x$  – координата в сопутствующей фронту системе,  $u(x)$  – поле скоростей газовой фазы,  $c(x)$  – замороженная скорость звука. Предположим, что на фронте детонации образовалась некая «горячая точка» и рассмотрим исходящую из нее цилиндрическую акустическую волну. В [15] приведены и проанализированы уравнения, описывающие поведение фронта этой акустической волны:

$$\frac{dx}{dt} = c(x)m_x + u(x), \quad \frac{dy}{dt} = c(x)m_y,$$

$$m_y \left[ \frac{dm_x}{dt} + \frac{dc(x)}{dx} + m_x \frac{du(x)}{dx} \right] = m_x \frac{dm_y}{dt},$$

$$m_x^2 + m_y^2 = 1 \quad (1)$$

Здесь  $x, y$  – координаты текущей точки на фронте волны;  $m_x, m_y$  – направляющие косинусы нормали к поверхности фронта. Система (1) допускает первый интеграл вида

$$\frac{c(x) + m_x(x, y)u(x)}{m_y(x, y)} = \sigma = \text{const} \quad (2)$$

Константа  $\sigma$  для каждого участка фронта представляет собой кажущуюся скорость его распространения в направлении  $y$  и определяет траекторию его движения. Семейство этих траекторий на заданном поле течения представляет систему «вмороженных» кривых, называемых лучами. Из уравнения (2) можно определить явные выражения для направляющих косинусов:

$$m_x = -\frac{cu \pm \sigma \sqrt{\sigma^2 - (c^2 - u^2)}}{\sigma^2 + u^2}, \quad m_y = -\frac{c\sigma \pm u \sqrt{\sigma^2 - (c^2 - u^2)}}{\sigma^2 + u^2} \quad (3)$$

Знак «плюс» отвечает распространению луча в положительном направлении по  $x$ , минус – в отрицательном направлении. Смена знака происходит при обращении в ноль подкоренного выражения. Таким образом, при выполнении условия  $\sigma^2 = c^2 - u^2$  луч достигает точки поворота, за которой он возвращается к фронту детонационной волны. Время прохождения полного цикла и пройденное лучом расстояние в поперечном направлении определены в [15] в форме интегралов

$$t = 2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{c\sigma}{(c^2 - u^2) \sqrt{\sigma^2 - (c^2 - u^2)}} dx, \quad y = 2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{c}{\sqrt{\sigma^2 - (c^2 - u^2)}} dx \quad (4)$$

Пределы интегрирования таковы:  $x_1$  совпадает с фронтом замороженной ударной волны в структуре детонации,  $x_2$  отвечает точке поворота луча, в которой знаменатель обращается в ноль. Особенность является интегрируемой при условии  $d(c^2 - u^2)/dx \neq 0$ . Авторами [15] принята гипотеза, что локализация новых «горячих точек», которые порождаются из возмущений, вернувшихся на фронт, определяется в соответствии с принципом минимума времени прохождения лучом полного цикла. Тогда расстояние между следующими друг за другом в одном направлении поперечными волнами (поперечный размер детонационной ячейки) определяется как

$$\lambda = 4 \int_{x_1}^{x_2} \frac{c}{\sqrt{\sigma_*^2 - (c^2 - u^2)}} dx, \quad t(\sigma_*) = \min_{\sigma} t(\sigma) \quad (5)$$

Существование минимума интеграла времени показано в [15] для детонационного течения в водород-кислородной смеси с добавкой аргона. Значение  $\sigma = \sigma_*$ , при котором достигается минимум, и определяет искомое расстояние  $\lambda$ .

В [10] приведенный подход применялся для определения расстояния между поперечными волнами в монодисперсных газозвесах частиц алюминия. Получено хорошее согласование с данными численных расчетов, как по абсолютным значениям, так и по показателю степени в зависимостях от диаметра частиц (ср.  $\lambda_{ac}$  и  $\lambda$  на рис. 1). Соответствующий анализ в отношении би-дисперсных газозвесей частиц алюминия показывает, что в области параметров насыщенности, при которых в численных расчетах получено полное вырождение, значение  $\lambda$  не определяется и методами акустического анализа.

Распределения  $\psi(x) = c_f^2 - u_1^2$  для структур нормальной детонации в соответствующих численным расчетам трех-фракционных и пяти-фракционных смесях различных составов показаны на рис. 13.

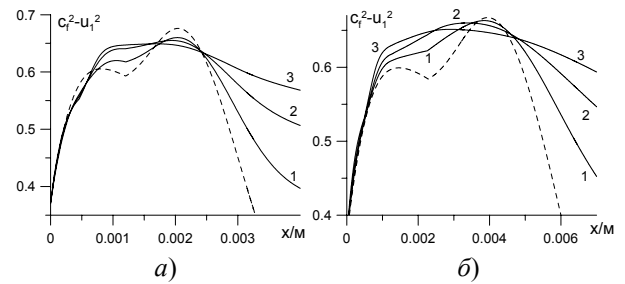


Рис. 13. Поведение характеристических функций в трех- (а) и пяти-фракционных (б) взвесах частиц алюминия

Здесь вклады процессов релаксаций и горения от нескольких фракций частично компенсируют друг друга, поэтому характеристическая функция отличается более сглаженным характером, чем в монодисперсных и бидисперсных взвесах. Данные на рис. 13,а приведены для следующих составов:  $\eta_1 = \eta_5 = 0.1$ ,  $\eta_2 = \eta_4 = 0.8$ ,  $\eta_3 = 0.1$  (кривая 1); 0.2, 0.6, 0.2 (кривая 2) и 0.3, 0.4, 0.3 (кривая 3). На рис. 13,б – 0.05, 0.1, 0.7 (кривая 1); 0.1, 0.2, 0.4 (кривая 2) и  $\eta_i = 0.2$  (кривая 3). Штриховыми линиями для сравнения показаны данные для монодисперсных взвесей среднего размера 2 мкм (рис. 13,а) и 3 мкм (рис. 13,б).

Как и в би-дисперсных взвесах, прослеживается влияние состава на характер функции  $\psi(x) = c_f^2 - u_1^2$ , что определяет свойства вырождения ячеистой детонации. С уменьшением доли средней фракции происходит, во-первых, небольшое снижение максимального значения  $\psi(x)$ , а во-вторых, значительное увеличение значения в точке локального минимума, связанной с воспламенением указанной фракции. На рис. 13,а кривая 3, а на рис. 13,б кривые 1–3 содержат только одну точку локального максимума, т.е. расстояние, на котором должны формироваться следующие друг за другом поперечные волны, из акустики уже не определяется. Отметим, что в численных расчетах полное вырождение ячеек отмечалось при  $\eta_2 \leq 0.4$  в трех-фракционных и  $\eta_3 \leq 0.4$  в пяти-фракционных, т.е. соответствует кривой 3 на рис. 13,а и кривым 2, 3 на рис. 13,б. То есть только в одном случае  $\eta_3 = 0.7$  выводы акустического анализа расходятся с данными численного моделирования.

Результаты, представленные выше, показывают, что метод акустического анализа позволяет не только получить количественные оценки, но и предсказать и объяснить некоторые качественные свойства ячеистой детонации, в частности, свойства частичного и полного вырождения ячеек.

В совокупности результаты акустического анализа и данные численного моделирования свидетельствуют, что не только характер и размер детонационной ячейки, а и само существование ячеистой гетерогенной детонации в полидисперсных взвесах зависит от фракционного состава и распределения частиц по размерам. Данный вывод может служить одним из объяснений тому факту, что в экспериментах по детонации газозвесей реагирующих частиц (реально полидисперсных) редко наблюдаются ячеисто-подобные структуры, а также отмеченному в экспериментах [14] вырожденному характеру ячеистой детонации в газозвесах частиц алюминия.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами численного моделирования и теоретического анализа бидисперсных, трех- и пяти-фракционных взвесей частиц алюминия в кислороде установлены следующие свойства плоской и ячеистой детонации полидисперсных взвесей:

Детонация в бидисперсной взвеси является неидеальной, стационарные структуры ограничены равновесно-замороженной звуковой точкой, структуры характеризуются двойным  $\rho$ -слоем.

Иницирование детонации в бидисперсных взвесах может осуществляться по комбинированному сценарию с образованием неустойчивых двух-фронтных структур.

Зависимости критических параметров иницирования от параметра насыщенности существенно нелинейны (малая добавка мелких частиц позволяет значительно снизить энергию иницирования).

Размер детонационной ячейки полидисперсных взвесей определяется значительно доминирующей фракцией; размер ячейки бидисперсной взвеси монотонно убывает с ростом параметра насыщенности мелкой фракции.

Ячеистая детонация в полидисперсных взвесах может носить вырожденный характер, что проявляется в спрямлении фронта, ослаблении поперечных волн и снижении амплитуды пульсаций в течении. Результаты численного моделирования согласуются с наблюдаемым в экспериментах Жанга снижением амплитуды пульсаций в детонации взвеси порошка алюминия, характеризуемого значительным разбросом в размерах частиц.

При значительной дисперсии в распределении частиц по размерам возможно полное вырождение ячеистой детонации и устойчивое распространение плоской волны. Критерии полного вырождения для трех- и пяти-фракционных взвесей совпадают (максимальное значение доли средней фракции 0.4).

Свойства частичного и полного вырождения ячеистой детонации подтверждаются теоретически на основе методов акустического анализа.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнялась при частичной поддержке совместного гранта фундаментальных исследований СО РАН и республики Беларусь и Программы отделения механики РАН.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

УВ – ударная волна;  
 ЧЖ – Чепмена – Жуге;  
 $c_v$  – теплоемкость, Дж/(кг·К);  
 $c$  – скорость звука, км/с;  
 $u$  – скорость, км/с  
 $d$  – диаметр частиц, мкм;  
 $e$  – внутренняя энергия, Дж/кг;  
 $E$  – полная энергия, Дж/кг;  
 $D$  – скорость детонационной волны, км/с;  
 $R$  – приведенная газовая постоянная, Дж/(кг·К);  
 $l$  – характерная длина;  
 $m_x, m_y$  – направляющие косинусы;  
 $M$  – число Маха;  
 $p$  – давление, атм;  
 $t$  – время, мс;  
 $T$  – температура, К;  
 $T_{ign}$  – температура воспламенения, К;  
 $R$  – газовая постоянная, Дж/(кг·К);  
 $Q$  – тепловыделение химической реакции, Дж/кг;  
 $q$  – межфазный теплообмен, Дж/(м<sup>2</sup>·сек);  
 $u$  – скорость, км/сек;  
 $x, y$  – координаты;  
 $\eta$  – параметр насыщенности;  
 $\lambda$  – размер ячейки, см;  
 $\gamma$  – показатель адиабаты;  
 $\xi$  – массовая концентрация;  
 $\xi_k$  – концентрация несгоревших частиц;  
 $\lambda_l$  – теплопроводность газа, Дж/(м·сек·К);  
 $\sigma$  – константа;  
 $\psi$  – характеристическая функция;  
 $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>.

## Индексы:

1 – газ  
 2, ..., 5,  $p$  – частицы;  
 $f$  – замороженная;  
 $e$  – равновесная;  
 $i$  – номер фракции;  
 $ini$  – иницирование

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисов А.А., Ермолаев Б.С., Хасаинов Б.А. Неидеальная детонация в двухфракционной взвеси частиц унитарного топлива // Химическая физика. 1983. № 8. С. 1129–1133.
2. Кутушев А.Г., Родионов С.П. Распространение ударных волн в полидисперсных газозвесах // ПМТФ. 1993. № 2. С. 24–31.
3. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Родионов С.П. Математическое моделирование ударно-волновых процессов в химически-инертных и реагирующих полидисперсных смесях газа с твердыми частицами // Матем. моделирование. 1995. Т. 7. №12. С. 19–32.
4. Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Родионов С.П. Детонационные волны в полидисперсных газозвесах унитарного топлива с непрерывной функцией распределения частиц по размерам // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 6. С. 14–24.

5. Федоров А.В., Хмель Т.А. Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравновесности частиц // ФГВ. 1997. Т. 33. № 6. С. 80–91.
6. Fedorov A.V., Khmel' T.A., Fomin V.M. Non-equilibrium model of steady detonations in aluminum particles – oxygen suspensions // Shock Waves. 1999. V. 9. N 5. Pp. 313–318.
7. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численное моделирование инициирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // ФГВ. 2002. № 1. С. 114–122.
8. Медведев А.Е., Федоров А.В., Фомин В.М. Описание воспламенения и горения смесей газа и твердых частиц методами механики сплошной среды // Физика горения и взрыва. 1984. Т.20, N 2. С.3–9.
9. Федоров А.В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
10. 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.
11. Федоров А.В., Кратова Ю.В., Хмель Т.А., Фомин В.М. Распространение ударных и детонационных волн в каналах различной геометрии в газовзвесьях // Физико-химическая кинетика в газовой динамике 2008. Том 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-006.pdf>
12. Хмель Т.А. Численное моделирование двумерных детонационных течений в газовзвеси реагирующих твердых частиц // Математическое моделирование. 2004. Т. 16. № 6. С. 73–77.
13. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численные технологии исследования гетерогенной детонации газовзвесей. Мат. моделирование, 2006, № 8, С. 49–63.
14. Zhang F., Gerrard K.B., Ryley R. Reaction Mechanism of Aluminum Particles – Air Detonation // In: Seventh Intern. Symposium on Hazard, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions, St. Petersburg, Russia, July 7-11, 2008. Proceedings. Vol. II. Pp. 223–237.
15. Barthel H.O. Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations // The Physics of Fluids. 1974. Vol. 17. N 8. Pp. 1547–1553.