

УДК 532.529+541.126

ВЫХОД ВОЛНЫ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛ С ЛИНЕЙНЫМ РАСШИРЕНИЕМ. I. РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

А. В. Фёдоров, Т. А. Хмель, С. А. Лаврук

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

Методами численного моделирования исследовано распространение плоской детонационной волны в стехиометрической смеси газа и частиц алюминия в плоском канале с участком линейного расширения. Углы наклона стенки варьировались от 15 до 60°. Проанализированы основные режимы распространения детонации: закритический (без срыва), критический (режим с частичным срывом и реиницированием) и докритический (режим с полным разделением ударного фронта и фронта горения и срывом детонации). В расширяющейся части может иметь место образование как ячеистой структуры с большим разбросом размеров ячеек при больших углах расширения, так и структуры, близкой к равномерной при угле 15°.

Ключевые слова: газовзвеси алюминия, детонация, расширяющийся канал, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV20170513

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к проблемам распространения детонации в каналах технических устройств обусловлен, с одной стороны, развитием детонационных технологий и детонационных двигателей, с другой — необходимостью противодействия распространению детонационных волн при техногенных авариях. Фундаментальной задачей в данном случае является изучение механизмов распространения детонационной волны (ДВ) в каналах различной геометрии: плоском или цилиндрическом, с внезапным или плавным изменением поперечного сечения. Критические условия и картины распространения детонации в расширяющихся каналах исследованы достаточно подробно для газовых смесей, в то время как аналогичные задачи гетерогенной детонации рассмотрены недостаточно.

Распространение ударных волн за прямоугольным уступом в гетерогенной смеси и влияние концентрации и размера частиц на картины течений анализировались в [1]. Было отмечено, что основные особенности, отличающие волновые картины течения от аналогичных течений в газовых средах, обусловлены наличи-

ем зон скоростной и тепловой релаксации фаз. Подобные задачи для ДВ в газовзвесах частиц алюминия в кислороде рассматривались в [2–6]. Были проанализированы картины дифракции при двух типах начальных условий задачи: для плоской ДВ (течение Чепмена — Жуге) и для ячеистой детонации. В [2] показано, что даже при задании плоской ДВ в качестве начальных условий в широкой части канала за уступом развивается течение с поперечными волнами, характерное для ячеистой детонации.

В [3] приведено описание волновых картин в различных режимах дифракции на обратном уступе плоской ДВ. Варьировались как ширина канала (0.01 ÷ 0.15 м), так и размер частиц (1, 1.5, 2 и 3.5 мкм). Результаты позволяют классифицировать режимы дифракции подобно наблюдаемым в газовой детонации: закритический, критический и докритический. Такая классификация восходит еще к работам Я. Б. Зельдовича с соавторами. В закритическом режиме за углом расширения фронт течения остается детонационным на всем своем протяжении. При докритическом режиме происходит разделение лидирующей ударной волны и фронта горения с последующим постепенным ослаблением ударной волны и отставанием фронта горения. Критический режим распространения характеризуется восстановлени-

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-00010).

© Фёдоров А. В., Хмель Т. А., Лаврук С. А., 2017.

ем детонации при частичном разделении фронтов.

В [4] приведены данные численного моделирования выхода ячеистой детонации в полупространство за обратным уступом в газозвесе частиц алюминия размером $1.5 \div 3.5$ мкм, ширина канала варьировалась от 0.5 до 4 детонационных ячеек. Анализировались волновые картины при перестройке ячеистых структур в различных режимах распространения.

Влияние стенки широкой части канала за уступом на восстановление и перестройку ячеистых структур детонации исследовалось в работах [5, 6], где наряду с монодисперсными взвесьями рассматривались течения полидисперсных взвесей. Показано, что распространение установившейся детонации в широкой части канала в полидисперсных взвесьях определяется составом смеси и шириной канала независимо от способа формирования (выхода из узкой части канала либо роста малых возмущений на фронте плоской детонации).

Результаты исследований [2–6] частично изложены в монографии [7]. В [8] эти результаты распространены на случай цилиндрической геометрии канала — задача о выходе ДВ Чепмена — Жуге в осесимметричный расширяющийся канал. Проблемы воспламенения и горения газозвесей алюминия изучались также в [9]. В работах [4, 8] обсуждался вопрос о различии критериев распространения детонации в газовых смесях и газозвесьях. Основной причиной различий авторы считают отличие механизма воспламенения взвеси частиц в ударных волнах [10] от механизма воспламенения газовых смесей. На основе критерия Митрофанова и Солоухина [11], который дает теоретическую оценку критического числа ячеек в цилиндрической трубе, и представленного в [12] его обобщения на случай плоского канала, а также с учетом условия воспламенения частиц в ударных волнах в [10] определено число поперечных волн для распространения ДВ без срыва в газозвеси. В [13] представлен обзор критериев распространения детонации в трубах при выходе в объем; так, для газовой детонации количество ячеек на ширину канала в среднем составляет 10–13 (в некоторых случаях — больше). В [4, 10] для смеси кислорода и алюминия определено критическое число ячеек, равное 3 для цилиндра и менее 1 для плоского канала.

Таким образом, в каналах с внезапным расширением волновые картины газовой и ге-

терогенной детонации сходны. Однако наличие зон релаксации фаз и принципиальные различия в условиях воспламенения качественно меняют критические условия распространения детонации в гетерогенных смесях реагирующих частиц.

Распространение гетерогенной детонации в канале с постепенным расширением (в частности, линейным) исследовано слабо. Для газовых смесей подобные задачи изучены лучше. В [14, 15] описаны эксперименты в каналах с постепенным расширением. В работе [16] проведен численный расчет детонационного течения в канале с расширением. Проанализирована область течения за косоугольным уступом, а также длина переходной области, в которой происходит восстановление регулярной ячейки. В работе [17] экспериментально и методами численного моделирования исследован переход ДВ в газе из трубы в конус. Выявлено различие структур поперечных ДВ. Так, для конуса с углом раскрытия больше 40° распространение аналогично случаю выхода ДВ в свободное пространство. Результаты эксперимента [17] достаточно хорошо совпадают с расчетами, представленными в этой же статье. В работе [18] исследовались процессы выхода газовой детонации в каналах плоского сечения с возможностью варьирования ширины и угла расширения. Численно и экспериментально выявлен и подтвержден факт образования новых возмущений в расширяющейся ДВ. В целом волновые картины течения при выходе ДВ за прямоугольный уступ и при входе ДВ в канал с линейным расширением сечения различаются.

В связи с вышесказанным представляет интерес исследование распространения гетерогенной детонации в газозвесьях в условиях плавно меняющейся геометрии. В настоящей работе с использованием модели детонационного сгорания газозвеси частиц алюминия в кислороде [1–8] рассматривается выход ДВ из плоского канала в область с линейным расширением поперечного сечения канала.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Плоский канал с участком, расширяющимся по линейному закону, заполнен взвесью мелких частиц алюминия. Вдоль узкой части канала распространяется плоская самоподдерживающаяся ДВ (рис. 1). Анализируется про-

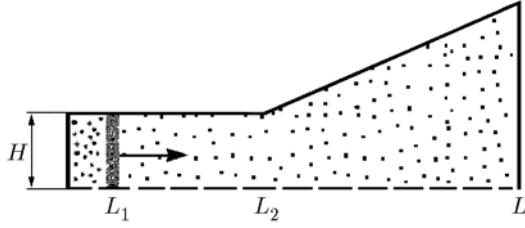


Рис. 1. Расчетная схема:

L_1 — положение фронта детонации в начальный момент времени, L_2 — положение угла расширения, H — высота узкой части канала, L — длина расчетной области

цесс перехода волны детонации в расширяющийся участок и дальнейшее распространение.

Математическая модель детонации частиц алюминия в кислороде была разработана в [19] и верифицирована по результатам экспериментов [20]. Течение двухфазной реагирующей смеси в предположении малой объемной концентрации частиц описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial y} = (-1)^{i-1} J,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i u_i^2 + (2-i)p]}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial y} = \\ = (-1)^{i-1} (-f_x + J u_2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i v_i^2 + (2-i)p]}{\partial y} = \\ = (-1)^{i-1} (-f_y + J v_2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i [E_i + (2-i)p/\rho_i]}{\partial x} + \\ + \frac{\partial \rho_i v_i [E_i + (2-i)p/\rho_i]}{\partial y} = \\ = (-1)^{i-1} (-q - f_x u_2 - f_y v_2 + J E_2). \end{aligned}$$

Законы обмена импульсом и энергией между фазами имеют вид:

$$\begin{aligned} \bar{f} &= \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |\bar{u}_1 - \bar{u}_2| (\bar{u}_1 - \bar{u}_2), \\ q &= \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T_1 - T_2), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} c_D(\text{Re}, M_{12}) &= \\ &= \left[1 + \exp \left(-\frac{0.43}{M_{12}^{4.67}} \right) \right] \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right), \end{aligned}$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_{12} d |u_1 - u_2|}{\mu},$$

$$M_{12} = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}.$$

Для замыкания модели привлекаются уравнения состояния с учетом того, что объемная концентрация частиц мала:

$$p = \rho_1 R T_1, \quad E_i = (u_i^2 + v_i^2)/2 + c_{v,i} T_i + (i-1)Q,$$

а также уравнение приведенной кинетики химических реакций:

$$J = \frac{\rho}{\tau_\xi} \max(0, (\xi_i - \xi_k)) \exp \left(-\frac{E_a}{R T_2} \right) \text{ при}$$

$$T_2 \geq T_{ign},$$

$$J = 0 \text{ при } T_2 < T_{ign}.$$

Здесь p — давление, ρ_i , u_i , v_i , E_i , $c_{v,i}$ — соответственно средняя плотность, продольная и поперечная составляющие скорости, полная энергия на единицу массы и теплоемкость i -й фазы ($i = 1$ — газ, $i = 2$ — частица), T_i — температура, $\xi_i = \rho_i/p$ — относительная массовая концентрация, $\rho = \sum_i \rho_i$, $\rho_i = \rho_{ii} m_i$, m_i — объемная концентрация i -й фазы, ξ_k — минимально допустимая концентрация частиц, d — диаметр частицы, c_D — коэффициент сопротивления частицы, λ_1 — теплопроводность, Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля, μ — вязкость газа, γ_1 — показатель адиабаты газа, E_a — энергия активации, T_{ign} — температура воспламенения, τ_ξ — характерное время горения.

Расчеты проведены для взвеси частиц алюминия в кислороде стехиометрического состава, размер частиц менялся в пределах $1.5 \div 3.5$ мкм, ширина выходного канала — $H = 0.003 \div 0.1$ м, угол наклона стенки — $\alpha = 15 \div 60^\circ$.

Численная технология основана на схеме TVD для газа и схеме Джентри — Мартина — Дэйли для частиц и использовалась ранее в [1–10]. Описание метода и результаты тестирования представлены в [21].

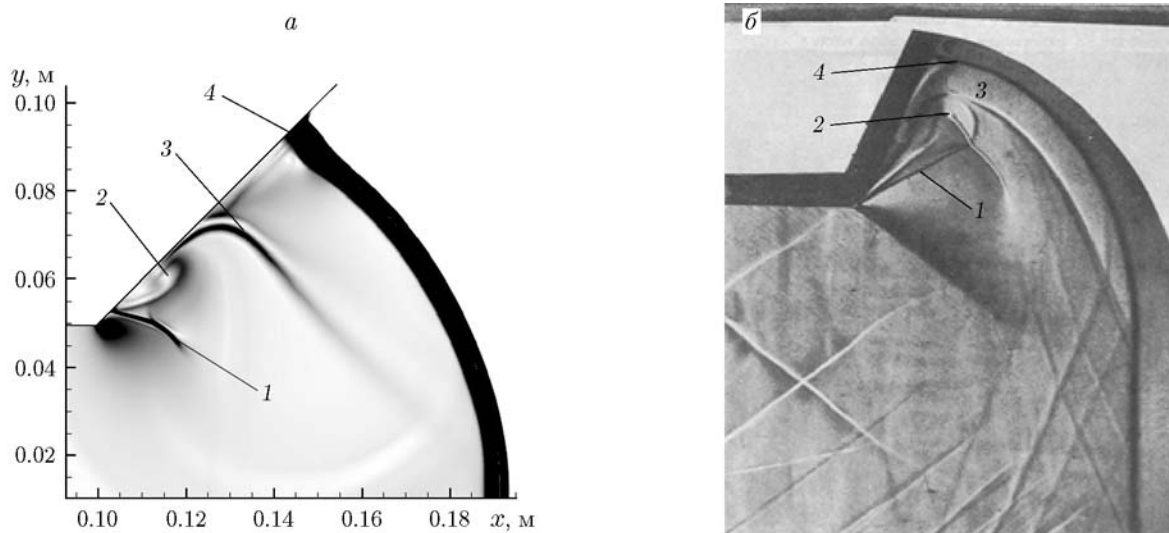


Рис. 2. Течение в канале с расширением:

a — шлирен-образ (численный) течения на выходе из канала ($\alpha = 45^\circ$, $H = 0.05$ м, $d = 2$ мкм), *б* — тепловеские фотографии дифракции ($\alpha = 65^\circ$) [22]

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. КАРИНЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ

В детонационном течении в канале с постоянным расширением выявлены основные режимы течения гетерогенной детонации, подобные наблюдаемым в [3] за уступом: докритический режим (срыв детонации), критический режим (частичный срыв детонации с последующим восстановлением), закритический режим (без срыва ДВ). Результаты расчетов для линейно расширяющегося канала представлены на рис. 2–8.

Закритический режим

В канале шириной $H = 0.05$ м с расширением $\alpha = 45^\circ$ реализуется закритический режим течения детонации. На рис. 2 видно образование волны разрежения, веер характеристик которой расходится из угла и направлен в сторону плоскости симметрии. Вблизи стенки начинается образовывание вихревой зоны 2. Кроме того, в структуре течения присутствуют внутренние скачки 1 и 3, свойственные наблюдаемым при дифракции ударных и детонационных волн за углом расширения [1, 2]. Вблизи наклонной стенки профиль фронта волны 4 искривляется, что приводит к образованию поперечных волн (рис. 3, *a*).

Сходная газодинамическая структура имеет место в экспериментальных картинах ди-

фракции ударной волны, распространяющейся вдоль образующей выпуклого угла, приведенных в [22] для гомогенной смеси. (Для удобства сравнения картина из [22] приведена в зеркальном отражении.) Из рис. 2 видно, что топологическое подобие наблюдается как в образовании структуры вихря 2, так и в соответствующих контактных разрывах 3, которые опираются на вихрь 2. Отметим, что различие в расположении вихрей вблизи стенки в гетерогенной и гомогенной смесях обусловлено разными углами наклона стенки канала (при сохранении качественных особенностей). Наблюдаемое искривление профиля фронта ударной волны вблизи наклонной стенки (позиция 4 на рис. 2, *б*) предсказывается теорией Лайтхилла. Оказалось, что в отличие от отражения ударной волны от клина, где излом формируется в условиях избыточного давления в возмущенной области и маховская волна «выпячивается» вперед, при дифракции ДВ в гетерогенной смеси на выпуклом угле, напротив, в условиях разрежения пристенная ударная волна «втягивается» к вершине угла расширения. Далее, в силу неустойчивости ДВ относительно неоднородностей на фронте, выпуклая часть ускоряется, а отстающая часть еще более отстает. В результате формирующийся изгиб фронта волны движется в направлении наклонной стенки и отражается от нее в виде поперечной волны.

Формирование вторичных поперечных

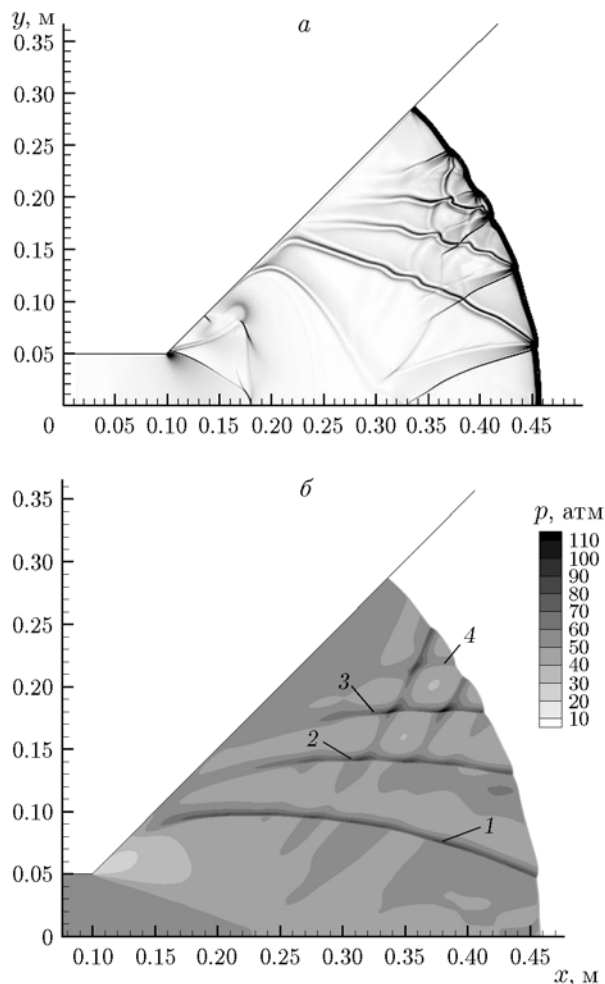


Рис. 3. Закритический режим течения ($t = 0.26$ мс, $H = 0.05$ м, $d = 2$ мкм):

a — шликрен-изображение, b — поле максимального давления

волн на определенном расстоянии друг от друга и от первичной поперечной волны прослеживается на рис. 3, a . Картина развития поперечных волн аналогична описанным в работах [2, 3], возникновение вторичных поперечных волн также наблюдалось при переходе плоской ДВ через разрыв сечения канала [5]. Таким образом, на фронте дифрагированной ДВ формируется несколько поперечных волн (рис. 3, a), картина распространения которых подобна распространению ячейистой детонации. К моменту времени 0.26 мс давление в этих точках достигает 70 атм (рис. 3, b), что больше, чем в точке химпика плоской детонации (60 атм), но меньше, чем при столкновении встречных поперечных волн в развитой ячейистой дето-

нации монодисперсной взвеси (150 атм). На рис. 3, b показана картина максимальных за историю давлений $p_{\text{max}}(x, y) = \max[p(x, y, t)]$ в области распространения детонации (позиции 1–4 соответствуют траекториям тройных точек — точек смыкания фронтов детонации и поперечных волн). Отметим, что первичная поперечная волна 1 является достаточно сильной изначально, с момента отражения от стенки, а вторичные поперечные волны 2–4 усиливаются постепенно (т. е. развиваются из малых возмущений). Этот процесс происходит в соответствии с теорией Бартеля [23], применение которой к течениям ячейистой детонации в монодисперсных взвесах [24] и полидисперсных взвесах [25] позволило получить соответствие теоретических оценок и расчетных данных по размерам ячейки, а также объяснить изменение характера ячейистой детонации в бидисперсных взвесах.

Критический режим

При уменьшении ширины канала до 0.01 м при том же угле расширения ($\alpha = 45^\circ$) реализуется критический режим распространения в канале. На начальном этапе, при выходе ДВ из канала, структура волны аналогична наблюдаемой в закритическом режиме (см. рис. 2). Однако дальнейшее развитие течения происходит по другому сценарию. Отражение выпуклой части фронта от наклонной стенки позволяет восстановить ослабевающую ДВ на участке, примыкающем к этой стенке. При этом на другом участке фронта, распространяющегося вдоль плоскости симметрии, идет разделение фронта на лидирующую ударную волну и отстающий фронт горения (рис. 4, a). В дальнейшем поперечная волна от лидирующего фронта, движущегося вдоль наклонной стенки, обгоняет фронт на плоскости симметрии, где волна горения значительно отстает от лидирующей ударной волны, и в этом промежутке образуется обширная область непрореагировавших частиц (рис. 4, b). К этому моменту времени поперечная волна достаточно сильно искривляется. При достижении поперечными волнами плоскости симметрии значительная часть непрореагировавших частиц быстро сгорает (рис. 4, b), что, аналогично взрыву, обуславливает существенный рост давления, ускорение примыкающего к плоскости симметрии участка фронта и реиницирование детонации (рис. 4, e). После

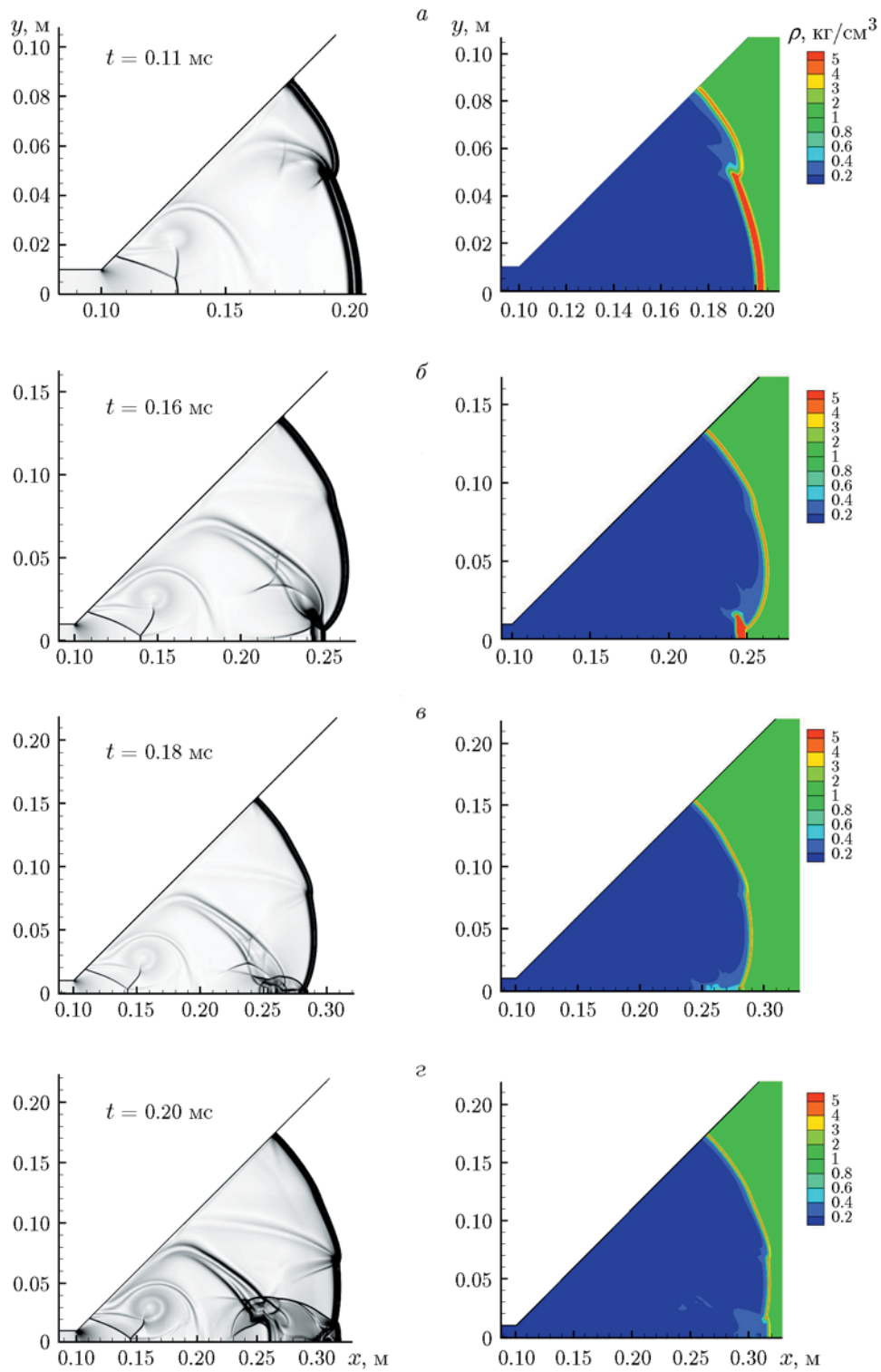


Рис. 4. Распространение детонационной волны при критическом режиме течения ($d = 2$ мкм, $H = 0.01$ м), шлирен-фотографии (слева) и поля плотности частиц (справа) в различные моменты времени

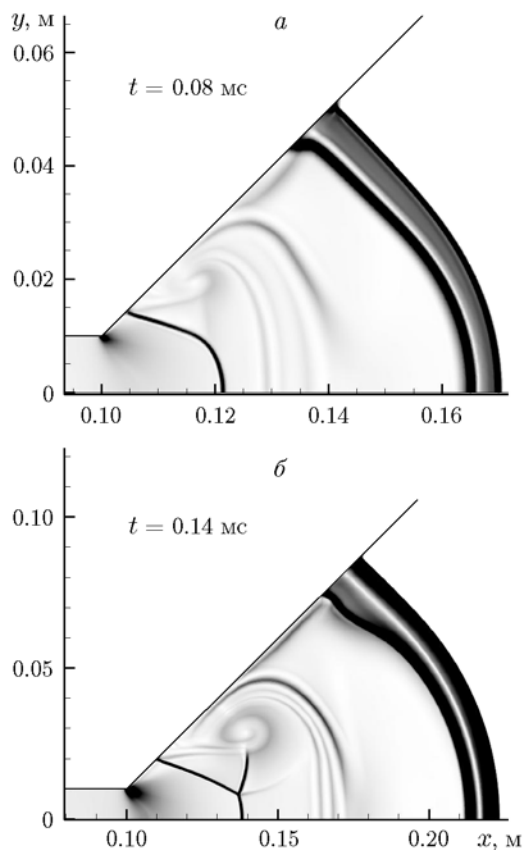


Рис. 5. Шлирен-фотографии докритического режима ($d = 3.5$ мкм, $H = 0.01$) в различные моменты времени

отражения от плоскости симметрии поперечная волна распространяется в направлении наклонной стенки, а участок фронта у плоскости симметрии выравнивается. Здесь сгорание частиц происходит уже практически полностью за фронтом лидирующей ударной волны. Далее детонация распространяется так же, как и в закритическом режиме.

Докритический режим

При дальнейшем уменьшении ширины канала (либо при увеличении размера частиц) реализуются докритические режимы. Здесь после разделения лидирующей ударной волны и фронта горения (рис. 5,а) расстояние между этими фронтами со временем лишь увеличивается (рис. 5,б), а скорость лидирующего фронта уменьшается. Таким образом, происходит срыв детонации. Особенностью волновых структур в докритических режимах является влияние вихревого образования на течение в

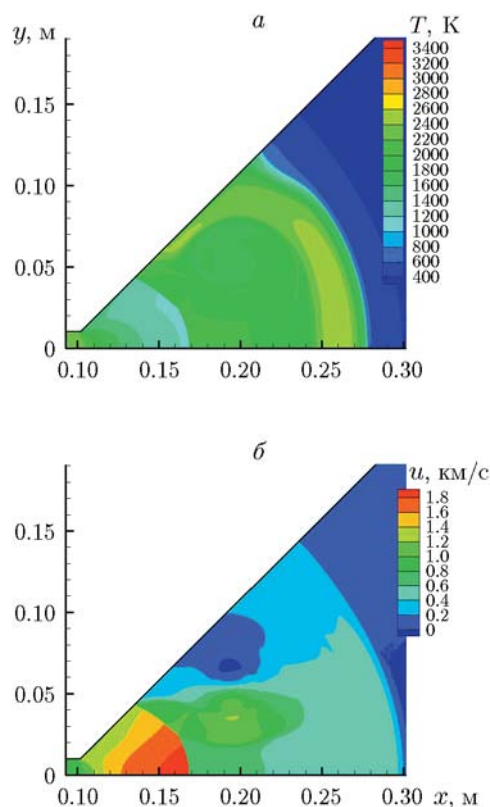


Рис. 6. Параметры докритического режима течения ($H = 0.01$ м, $d = 3.5$ мкм, $t = 0.26$ мс): а — поле температур, б — поле скоростей

пристеночной области [2, 3]. На рис. 5,а виден значительный изгиб фронта горения в окрестности наклонной стенки, формирующий слой несгоревших частиц у стенки. К моменту времени 0.14 мс искривление фронта горения на этом участке сохраняется, но фронт не вытягивается вдоль стенки, как в некоторых докритических режимах за прямоугольным уступом [2, 3].

Срыв детонации подтверждается картиной температурного поля течения в канале в момент времени 0.26 мс, приведенной на рис. 6,а. Видно, что за фронтом ударной волны температура не превышает 400 К. Соответствующее поле скоростей представлено на рис. 6,б, из соотношения значений параметров на ударной волне скорость фронта определяется как 0.4 км/с.

Влияние угла наклона

На рис. 7 приведены картины течения в закритических режимах при $H = 0.05$ м и различных углах расширения. Сходство волновых

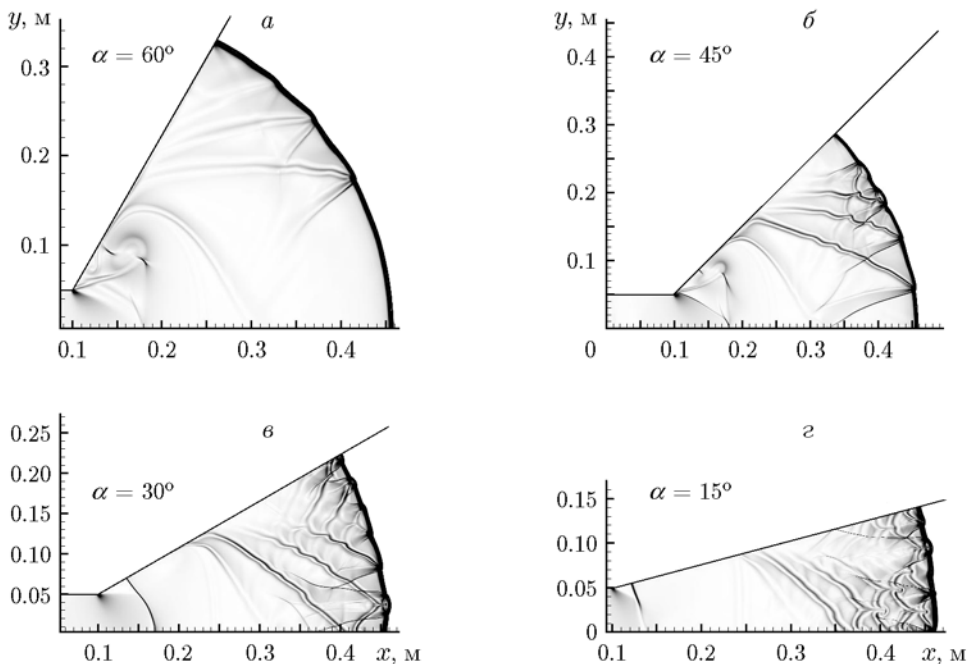


Рис. 7. Детонационная волна в каналах с различным расширением ($d = 2$ мкм, $H = 0.05$ м). Шлирен-фотографии в момент времени $t = 0.26$ мс

картин прослеживается при углах $\alpha = 60$ и 45° (рис. 7, а, б). В обоих случаях за углом расширения образуется вихревая зона, к которой примыкает искривленный контактный разрыв, а в плоскости симметрии формируется скачок ($x \approx 0.17$ м). При $\alpha = 30^\circ$ и тех же значениях остальных параметров вихря на шлирен-фотографии не наблюдается вихря за углом расширения (рис. 7, в), при этом на наклонной стенке в этой области видно формирование ударного скачка. При $\alpha = 30^\circ$ этот скачок расположен во всей области течения ($0.13 < x < 0.17$ м), при $\alpha = 15^\circ$ на данный момент времени он лишь примыкает к наклонной стенке и не достигает плоскости симметрии.

Сравнение поперечных волн на фронте лидирующей дифрагированной ударной волны в один и тот же момент времени показало, что меньше всего их образуется при $\alpha = 60^\circ$ и они достаточно слабые. При $\alpha = 45^\circ$ число поперечных волн и их интенсивность выше, однако все они движутся друг за другом в одном направлении, следуя за первичной поперечной волной. При $\alpha = 30^\circ$ в данный момент времени уже произошло отражение первичной волны от плоскости симметрии и выпуклость фронта на участке $x = 0.45$, $0.02 < y < 0.04$ м соответствует участку пересжатой детонации за рас-

ходящимися поперечными волнами. За углом расширения 15° в данный момент уже можно говорить об образовании ячеистой структуры с характерным размером ячейки вблизи плоскости симметрии 4 см, что вдвое больше, чем полученный в расчетах в плоском канале размер ячейки ≈ 2 см для частиц размером 2 мкм [24]. Отметим, что и в экспериментах, и в расчетах [18] ячейки в расширяющейся части заметно укрупняются относительно начальной ячеистой структуры.

Развитие ячеистой структуры при $\alpha = 15^\circ$ и начало формирования ячеек при $\alpha = 30^\circ$ подтверждается также полями максимального давления в плоскости симметрии (рис. 8). При $\alpha = 30^\circ$ наблюдается образование только ячеистой структуры вблизи плоскости симметрии. Ячейка формируется за счет первичной поперечной волны в плоскости симметрии, а также за счет образования ячеистой структуры во вторичных поперечных волнах около наклонной стенки. При $\alpha = 15^\circ$ в плоскости симметрии образуются регулярные ячейки, расстояние между которыми примерно 7 см, что соответствует продольному размеру детонационной ячейки для взвеси частиц размером 2 мкм. В середине канала происходит укрупнение ячейки. При $\alpha = 60^\circ$ влияние поперечных волн на

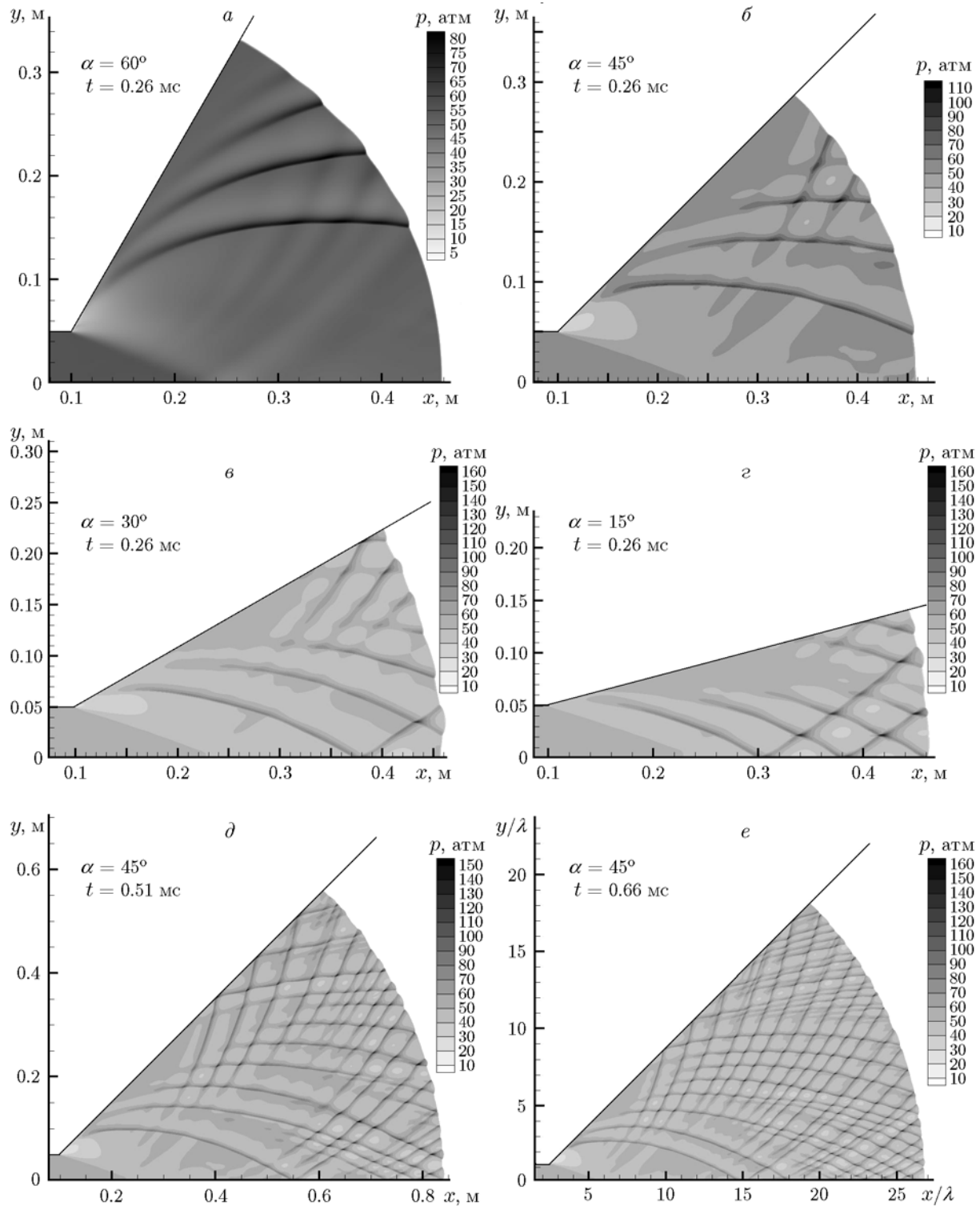


Рис. 8. Поля максимального давления ($d = 2$ мкм, $H = 0.05$ м) при различных углах расширения канала

течение в плоскости симметрии на рис. 6,б не прослеживается вовсе, а наибольшее увеличение при $\alpha = 45^\circ$ связано, как обсуждалось выше, со взрывным сценарием восстановления детонации при отражении системы волн от плоскости симметрии.

Из рис. 8,д видно, что в момент времени 0.51 мс в канале с расширением 45° развивается нерегулярная ячеистая структура по всей ширине канала. По мере распространения и расширения фронта ячейка укрупняется, но за счет формирования дополнительных поперечных волн она разделяется и образуются новые мелкие ячейки. Размер ячейки при $\alpha = 45^\circ$ варьируется в широких пределах. При этом средний размер ячейки близок к 4 см, как и на участке распространения волны с регулярной ячейкой в канале с углом наклона стенки 15° .

На рис. 8,е представлена картина эволюции ячеистой детонации в расширяющемся канале за более продолжительный период времени (0.66 мс), построенная в координатах, отнесенных к поперечному среднему размеру детонационной ячейки в плоских каналах. Видно, что развитие ячеистых структур начинается на расстоянии 10 калибров. Неравномерная ячеистая структура по всей ширине канала формируется на 15 калибрах, а на расстоянии $20 \div 25$ калибров происходит рост размера ячейки в средней части канала. Около плоскости симметрии и около наклонной стенки формируются новые поперечные волны в промежутках между основными, что приводит к измельчению ячейки, соответственно наблюдается нерегулярная ячеистая структура. То есть в представленный период времени можно выделить три области детонационного течения. Две области вблизи вмещающих границ (наклонная стенка и плоскость симметрии) характеризуются мелкими ячейками, что, по-видимому, обусловлено взаимодействием поперечных волн с границами течения. В промежуточной области ячейка квазирегулярна. Формирование новых возмущений в расширяющейся детонации отмечается также и в газовых смесях [18].

Таким образом, можно отметить, что ударно-волновые структуры при дифракции за прямоугольным уступом и при выходе детонации в линейно расширяющийся канал имеют общие черты. Однако в закритических и критических режимах большое значение приобретают поперечные волны, которые формируются и отражаются более эффективно при наклон-

ной стенке, что приводит к раннему зарождению ячеистой структуры.

ВЫВОДЫ

Методом численного моделирования двумерных нестационарных детонационных течений в механике гетерогенных сред исследован процесс распространения детонации Чепмена — Жуге в канале с участком линейного расширения.

Установлено, что при переходе в расширение канала реализуются три режима распространения детонации: закритический (непрерывное распространение детонации), критический (с частичным срывом и восстановлением) и докритический (со срывом детонации), найденные ранее при дифракции детонационной волны на обратном уступе.

Проанализированы картины течения в различных режимах, выявлены общие свойства и отличия от течений за прямоугольным уступом. Так, в закритических режимах идет формирование поперечной волны при изгибе фронта вблизи наклонной стенки, что близко к картинам, наблюдаемым в экспериментах с газовой детонацией (аналогичный механизм отмечался в газодинамических экспериментах с образованием маховской конфигурации в области вблизи стенки). Так же как и в течениях за обратным уступом, происходит формирование вторичных поперечных волн на фронте и вихревой структуры в окрестности угла расширения.

В расширяющейся части со временем формируется ячеистая структура, при малых углах наклона стенки близкая к регулярной в окрестности плоскости симметрии.

Восстановление детонации в поперечной волне в критических режимах и срыв в докритических режимах происходят по тому же сценарию, что и за прямоугольным уступом. Критические и закритические режимы распространения характеризуются развитием поперечных волн, свойственных ячеистой детонации.

Влияние угла наклона стенки на картины течения проявляется в ослаблении и практически полном исчезновении вихревого образования за углом расширения и в более быстром формировании ячеистой структуры при уменьшении угла. Очевидно, что в целом распространение детонации в канале с линейным расширением имеет промежуточные свойства те-

чений за прямоугольным уступом до свойств ячеистой детонации в плоском канале.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В., Кратова Ю. В., Хмель Т. А. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газовзвесах // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 85–95.
2. Fedorov A. V., Khmel T. A., Kratova Y. V. Shock and detonation wave diffraction at a sudden expansion in gas-particle mixtures // Shock Waves. — 2008. — V. 18. — P. 280–290.
3. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газовзвеси // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 95–107.
4. Fedorov A. V., Khmel T. A., Kratova Y. V. Cellular detonation diffraction in gas-particle mixtures // Shock Waves. — 2010. — V. 20, N 6. — P. 509–519.
5. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Распространение детонационных волн в газовзвесах в каналах с внезапным расширением // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 1. — С. 80–91.
6. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Особенности ячеистой детонации в полидисперсных газовзвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 85–94.
7. Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. Волновые процессы в газовзвесах частиц металлов: моногр. — Новосибирск: Параллель, 2015.
8. Кратова Ю. В., Хмель Т. А., Федоров А. В. Осесимметричная расширяющаяся гетерогенная детонация в газовзвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 84–95.
9. Федоров А. В., Фомин В. М., Гостеев Ю. А. Динамика и воспламенение газовзвесей. — Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006.
10. Федоров А. В., Хмель Т. А. Характеристики и критерии воспламенения взвесей частиц алюминия в детонационных процессах // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 48, № 2. — С. 76–88.
11. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. О дифракции многофронтной детонационной волны // Докл. АН СССР. — 1964. — Т. 159, № 5. — С. 1003–1006.
12. Васильев А. А. Критические условия инициирования цилиндрической многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 2. — С. 114–120.
13. Васильев А. А., Митрофанов В. В., Топчян М. Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. — 1987. — Т. 23, № 5. — С. 109–131.
14. Thomas G. O., Williams R. L. Detonation interaction with wedges and bends // Shock Waves. — 2002. — V. 11. — P. 481–492.
15. Conrad C., Saretto S. R., Lee S.-Y., Santoro R. J. Overdriven detonation wave transition in a gradual area expansion for multicycle PDE application // Pulse and Continuous Detonation Propulsion / G. Roy., S. Frolov (Eds.) — M.: Torus Press, 2006. — P. 273–286.
16. Qing Q., Boo C. K., Hua-Shu D., Her M. T. The evolution of a detonation wave in a variable cross-sectional chamber // Shock Waves. — 2008. — V. 18. — P. 213–233.
17. Khasainov B., Presles H. N., Desbordes D., Demontis P., Vidal P. Detonation diffraction from circular tubes to cones // Shock Waves. — 2005. — V. 14. — P. 187–192.
18. Васильев А. А., Троцюк А. В. Экспериментальное исследование и численное моделирование расширяющейся многофронтной детонационной волны // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 1. — С. 92–103.
19. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
20. Strauss W. A. Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures // AIAA Journal. — 1968. — V 6, N 9. — P. 1753–1761.
21. Федоров А. В., Хмель Т. А. Численные технологии исследования гетерогенной детонации газовзвесей // Мат. моделирование. — 2006. — Т. 18, № 8. — С. 49–63.
22. Баженова Г. В. Нестационарные взаимодействия ударных волн и детонационных волн в газах. — М.: Наука, 1986.
23. Barthel H. O. Predicted spacings in hydrogen — oxygen — argon detonations // Phys. Fluids. — 1974. — V. 17, N 8. — P. 1547–1553.
24. 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.
25. Федоров А. В., Хмель Т. А. Формирование и вырождение ячеистой гетерогенной детонации в бидисперсных газовзвесах частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 109–120.

Поступила в редакцию 1/II 2017 г.