

УДК 533.27+541.126+534.222.2

© 2007 г. Т. А. ЖУРАВСКАЯ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ДЕТОНАЦИИ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ

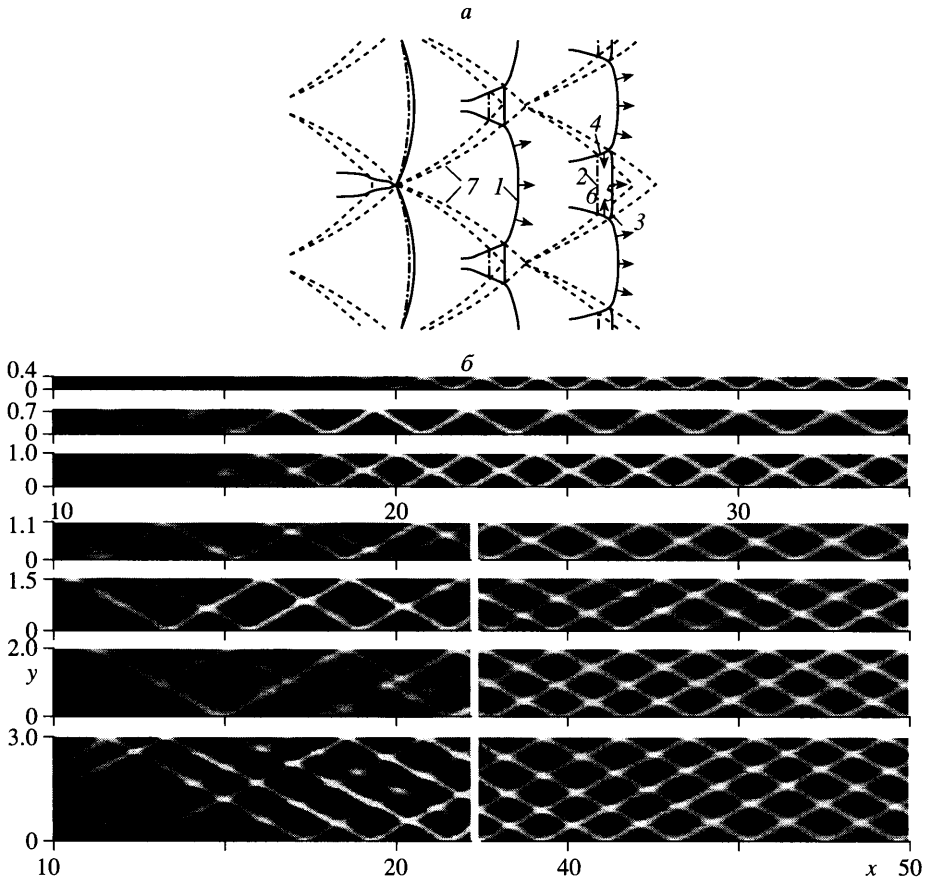
В работе приведены результаты численного исследования распространения волн детонации в плоских каналах, заполненных покоящейся стехиометрической водородно-воздушной смесью при нормальных условиях с учетом реальной кинетики химического взаимодействия. Проведенные расчеты показали, что формирующаяся в плоском канале с параллельными стенками устойчивая ячеистая структура детонационной волны не всегда однозначно определяется его шириной. Изучено влияние поперечных стенок и резкого расширения канала на распространение ячеистой детонационной волны. Определены условия сохранения и восстановления детонации.

Ключевые слова: детонационная волна, ячеистая структура, плоский канал, препятствие.

В последнее время в связи с потребностями практики заметно возрос интерес к изучению детонационных волн в горючих газовых смесях. Связан он, в первую очередь, с желанием использовать преимущества детонационного горения перед нормальным пламенем в реактивных двигателях и генераторах мощных импульсов давления. В этой связи помимо активно изучаемой проблемы инициирования детонации вызывает интерес и детальное исследование особенностей распространения уже сформированной детонационной волны.

Экспериментально установлено, что волны детонации в плоских каналах, трубах (в случаях, когда давление и состав смеси далеки от предельных для инициирования детонации значений), а также сферические и цилиндрические детонационные волны имеют ячеистую структуру [1–3]. Образуются детонационные ячейки движущимися вдоль фронта детонации поперечными волнами с ударными или детонационными скачками в области за передним ударным фронтом. При этом весь передний фронт покрыт подвижными линиями излома, разделяющими плавно искривленные, выпуклые (в сторону движения фронта) участки. Вдоль этих линий передний фронт сопрягается с поперечными волнами через трехударные маховские волновые конфигурации [2]. Поперечные волны испытывают периодические встречные столкновения, при этом часть пространства, через которую проходит детонационный фронт, разделяется траекториями линий излома переднего фронта на ячейки. Поперечный и продольный средние размеры формирующихся детонационных ячеек зависят как от состава горючей газовой смеси, так и от значений ее давления и температуры перед фронтом детонации [3].

Наиболее детально изучена ячеистая структура волн детонации в плоских каналах [1–3]. Схема движения такой волны с регулярной, т.е. строго периодической, структурой представлена на фиг. 1, а [2]. В результате взрывоподобного тепловыделения при столкновении поперечных волн противоположных направлений формируется расходящийся передний детонационный фронт, движущийся по невозмущенной газовой смеси. Скорость переднего ударного фронта постепенно падает, фронт горения начинает отставать от скачка, а ширина зоны индукции увеличивается. В интервале времени, соответствующем второй половине ячейки, по зоне индукции и прилегающей снизу области продуктов горения навстречу друг к другу распространяются две поперечные волны, образовавшиеся после столкновения волн в вершинах соседних ячеек, сдвинутых на по-



Фиг. 1. Распространение волны детонации в плоском канале: *a* – схема движения ячейистой детонационной волны с регулярной структурой: 1 – детонационный фронт; 2 – фронт горения; 3 – ударный фронт; 4 – поперечная волна; 5 – зона индукции; 6 – продукты горения; 7 – след поперечной волны, наблюдаемый в эксперименте; *б* – траектории изломов переднего фронта детонации в каналах различной ширины при численном моделировании

ловину периода. После столкновения поперечных волн процесс повторяется. Пунктирные линии на фиг. 1, *a*, образующие ромбовидные ячейки, ограничивают след, который оставляют при экспериментальных исследованиях области пересечения поперечных волн с детонационным фронтом [1].

Формирование ячейистой детонационной волны в плоском канале было обнаружено и при численном моделировании. Так, в работах [4–6] при использовании модельной кинетики химических реакций было установлено, что возмущение плоского детонационного фронта его взаимодействием с локальной неоднородностью плотности приводит с течением времени к формированию в канале ячейистой детонационной структуры. Искривление первоначально плоского фронта детонации и возникновение ячейистой детонационной волны было получено также при использовании реальной кинетики химического взаимодействия [7]. Формирование ячейистой структуры в этой работе не спровоцировано начальными неоднородностями газовой смеси, а является результатом развития (в силу неустойчивости зоны интенсивного тепловыделения) слабых возмущений волны детонации, обусловленных погрешностями численного округления.

Вопросам устойчивости формирующейся в численных расчетах ячеистой структуры детонационной волны, влиянию на волну различных возмущающих факторов, условиям “срыва” и сохранения ячеистой детонации в плоских каналах с препятствиями и в резко расширяющихся каналах посвящена данная работа.

1. Математическая модель. Исследуется распространение детонационной волны в плоском канале, заполненном покоящейся стехиометрической водородно-воздушной смесью при нормальных условиях ($p_0 = 1$ атм, $T_0 = 298^\circ\text{K}$). Для инициирования детонации используется мгновенный энергоподвод в области около закрытого конца канала, имеющей форму тонкого слоя. Подвод энергии моделируется соответствующим увеличением внутренней энергии горючей газовой смеси в области подвода в начальный момент времени.

Система уравнений, описывающая плоские двумерные нестационарные течения невязкой газовой смеси, имеет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = 0$$

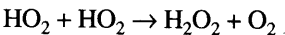
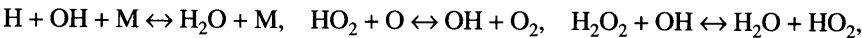
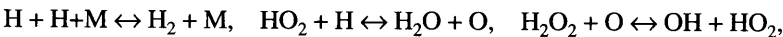
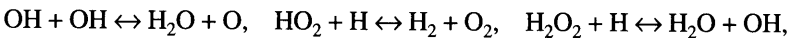
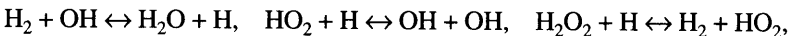
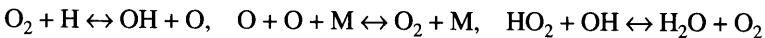
$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho(u^2 + v^2)/2 + \rho h - p)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho(u(u^2 + v^2)/2 + \rho h))}{\partial x} + \frac{\partial(\rho(v(u^2 + v^2)/2 + \rho h))}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho n_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u n_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v n_i)}{\partial y} = \rho \omega_i$$

где x и y – декартовы координаты; u и v – соответствующие компоненты скорости; t – время; ρ , p и h – плотность, давление и энтальпия газа соответственно; n_i и ω_i – концентрация и скорость образования i -го компонента смеси.

Для описания химического взаимодействия используется следующая система элементарных химических реакций [8]:



где M обозначает третью частицу. Для определения ее концентрации использовалось уточненное значение эффективности молекулярного водорода как третьей частицы [9].

В качестве уравнений состояния горючей смеси, рассматриваемой как совершенный газ, используются соотношения:

$$p = \rho R_0 T \sum_{i=1}^9 n_i, \quad h = \sum_{i=1}^9 n_i h_i(T)$$

где T – температура, R_0 – универсальная газовая постоянная. Зависимости парциальных энтальпий от температуры $h_i(T)$ получены путем аппроксимации табличных значений [10].

В качестве граничного условия на стенках канала и препятствиях ставится естественное в этом случае условие непротекания.

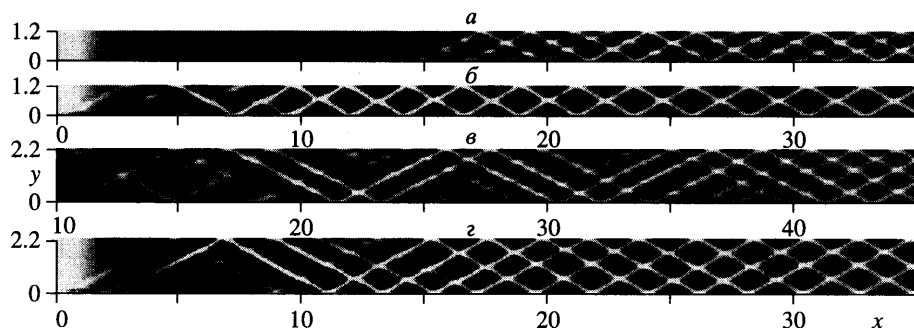
Решение уравнений газовой динамики совместно с уравнениями химической кинетики было проведено конечно-разностным методом, основанным на схеме С.К. Годунова [11], с неподвижной расчетной сеткой без выделения поверхностей разрывов. Размер ячеек расчетной сетки выбирался оптимальным образом для минимизации времени расчета и обеспечения приемлемой точности получаемого решения.

2. Результаты численного исследования. Прежде всего в рамках используемой кинетики [8] было исследовано распространение в плоском канале с параллельными стенками детонационной волны, инициируемой мгновенным подводом энергии в области около закрытого конца канала, имеющей форму тонкого слоя. Установлено, что возникающий после энергоподвода плоский фронт волны детонации искривляется с течением времени, и в канале формируется ячеистая детонационная волна, что полностью согласуется с представленными в [7] результатами исследования, проведенного с использованием более простой кинетической модели [12], не учитывающей наличия в зоне реакции компонента H_2O_2 . В каналах, ширина которых меньше некоторого значения, формирование ячеистой структуры не наблюдается. Этот факт был отмечен ранее при изучении распространения детонации с использованием модельной кинетики химических реакций [6].

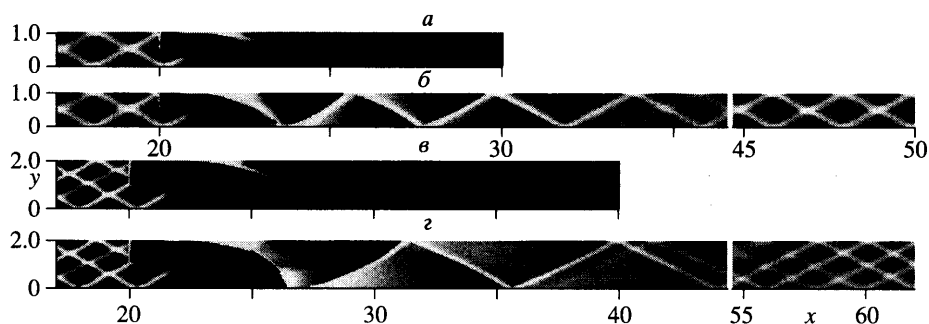
Результаты проведенного исследования распространения детонации в каналах различной ширины l представлены на фиг. 1, б, здесь и далее все линейные размеры отнесены к полученному в численных расчетах среднему поперечному размеру детонационной ячейки. Следует обратить внимание на процесс формирования ячеистых структур. В ряде случаев сначала формируется более крупная ячейка, но такое течение оказывается неустойчивым, ячейка дробится. Образующиеся более мелкие структуры выравняются с течением времени, и волна распространяется далее в устойчивом режиме.

На фиг. 1, б хорошо видно, что количество ячеек, формирующихся в канале в устойчивом режиме, зависит от его ширины, что согласуется с данными экспериментов [2]. При этом поперечный размер детонационной ячейки изменяется в некотором диапазоне, что отмечалось ранее в [6]. Указанное изменение размера ячейки определяется тем, что поперек любого канала достаточной ширины формируется либо целое (это было получено в [6]), либо полуцелое число ячеек. Представленные на фиг. 1, б траектории изломов фронта волны дают основание предположить, что в случае достаточно широких каналов их ширина не определяет однозначно формирующуюся ячеистую структуру; в этом случае становится существенным влияние других факторов.

Эта неоднозначность получила подтверждение в расчетах. Так, в канале ширины $l = 1.2$ при описанном выше способе инициирования формируется детонационная волна с 1.5 ячейками поперек канала (фиг. 2, а). Однако возмущение плоской волны, возникающей в результате распада области энергоподвода, узким коротким горячим (с пониженной плотностью и нормальным давлением p_0) слоем, расположенным в начальный момент времени у нижней стенки канала около области подвода энергии, при прочих равных условиях приводит к формированию другой устойчивой детонационной структуры. В этом случае в рассматриваемом канале формируется волна детонации с одной ячейкой (фиг. 2, б). Подобная ситуация имеет место и в случае канала ширины $l = 2.2$. При отсутствии указанной локальной неоднородности в канале формируется устойчивая детонационная волна с двумя с половиной ячейками (фиг. 2, в), однако наличие неоднородности приводит к формированию другой устойчивой детонационной структуры: с двумя ячейками поперек канала (фиг. 2, г). При этом поперечный размер формирующихся в этих каналах детонационных ячеек заключен в пределах возможного изменения поперечного размера. Вместе с тем в некоторых каналах (фиг. 1, б), в частности в каналах ширины $l = 1.1$ и $l = 2.0$, указанная локальная начальная неоднородность плот-



Фиг. 2. Формирование ячеистой детонации в каналах ширины $l = 1.2$ и $l = 2.2$: а, в – без дополнительного возмущения течения; б, г – при наличии локальной начальной неоднородности



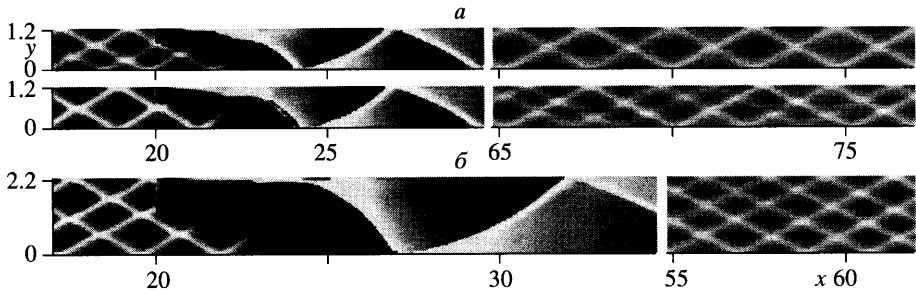
Фиг. 3. Распространение детонации в каналах с неразрушающей поперечной стенкой при $L = 20$: $(l, l_1) = (1.0, 0.5)$; $(1.0, 0.4)$; $(2.0, 1.0)$; $(2.0, 0.9)$ (а–г)

ности и температуры не меняет ячеистую структуру волны, т.е. не приводит к изменению количества формирующихся поперек канала детонационных ячеек.

Возможность формирования (в численных расчетах) в одном и том же канале различного числа целых детонационных ячеек с помощью специально подобранных начальных условий отмечалась в работе [6]. В ней для создания определенного числа ячеек предлагалось использовать такое же число равномерно распределенных поперек канала, перед плоской детонационной волной, одинаковых локальных неоднородностей плотности, приводящих к возмущению плоского фронта и формированию поперечных волн. Однако вопрос устойчивости сформированных таким специальным образом ячеистых структур в работе не обсуждался.

В настоящей работе с целью изучения устойчивости формирующихся в проведенных расчетах ячеистых волн исследовано влияние расположенного на расстоянии L от закрытого конца канала неразрушающегося бесконечно тонкого поперечного препятствия (стенки) высоты l_1 , меньшей ширины канала, на процесс распространения ячеистой волны детонации. Расстояние L выбиралось так, чтобы, с одной стороны, оно не было очень большим (для ограничения времени расчета), с другой стороны, чтобы к препятствию подходила сформировавшаяся ячеистая детонационная волна.

Установлено, что существует критическая высота препятствия, зависящая от ширины канала, при превышении которой происходит “срыв” детонационного режима горения (фиг. 3). Следует заметить, что в случае $l = 2.0$ (фиг. 3, в, г) для сокращения расстояния, на котором в результате искривления первоначально плоского фронта формирует-



Фиг. 4. Восстановление отличной от первоначальной ячеистой структуры детонационной волны после взаимодействия с неразрушающей поперечной стенкой докритической высоты в каналах, допускающих неединственность ячеистой структуры: $a - l = 1.2, l_1 = 0.4$; $б - l = 2.2, l_1 = 1.0$

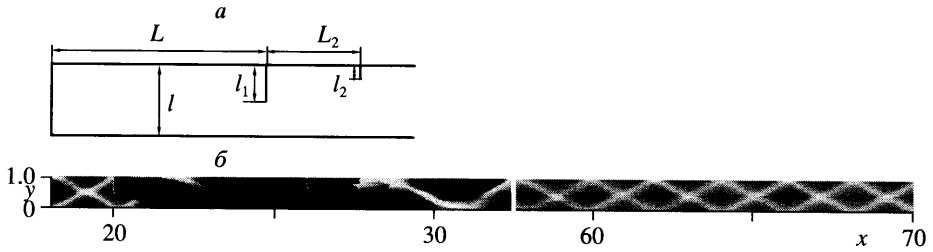
ся устойчивая ячеистая структура, использовалась описанная выше локальная начальная неоднородность плотности и температуры, расположенная у нижней стенки канала около области энергоподвода. Как было отмечено, при распространении детонации в канале такой ширины указанная неоднородность не меняет структуру формирующейся детонационной волны.

Расчеты показали, что в случаях сохранения детонации после прохождения препятствия (фиг. 3, б, з), структура детонационной волны на некоторое время видоизменяется, а затем восстанавливается прежняя картина течения, что говорит об устойчивости формирующейся ячеистой структуры волны как режима распространения детонации.

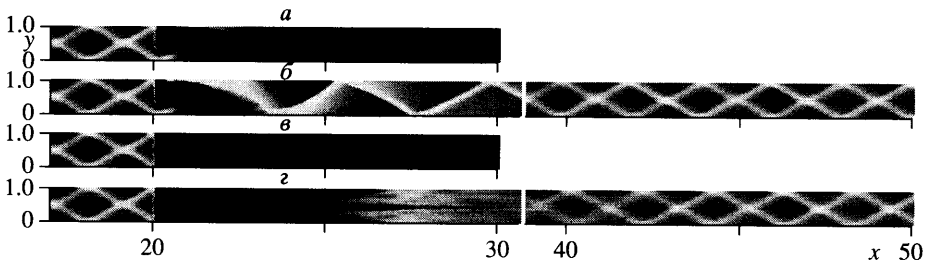
В этой связи вызывает особый интерес исследование взаимодействия детонационной волны с препятствием в каналах ширины $l = 1.2$ и $l = 2.2$, где была обнаружена неединственность ячеистой структуры. Получено, что в случае сохранения детонации после прохождения препятствия может сформироваться не первоначальная, а другая, возможная в этом канале структура детонационной волны, что свидетельствует о существовании в данных случаях нескольких устойчивых к малым возмущениям режимов. Формирование после взаимодействия с препятствием отличной от первоначальной ячеистой структуры волны детонации иллюстрирует фиг. 4. В случае, когда в канале ширины $l = 2.2$ формируется детонация с двумя с половиной ячейками (фиг. 2, в), возмущение от поперечного препятствия докритической высоты ($l_1 = 1.0$) не приводит к изменению количества формирующихся поперек канала детонационных ячеек.

Таким образом, расчеты показали, что существуют каналы, ширина которых неоднозначно определяет формирующуюся ячеистую структуру детонационной волны. Согласно проведенным исследованиям, реализация той или иной структуры определяется уже такими факторами, как локализованная в малой области начальная неоднородность плотности и температуры или возмущение от расположенного в канале препятствия. В тех случаях, когда формирующаяся устойчивая ячеистая структура волны детонации единственна, она восстанавливается в канале даже после достаточно сильного, но неразрушающего детонационный режим горения возмущения. В тех же случаях, когда формирующаяся структура волны неоднозначно определяется шириной канала, после возмущения течения, не приводящего к "срыву" детонации, восстанавливается один из возможных в этом канале устойчивых к малым возмущениям режимов распространения детонационной волны.

Влияние препятствия на распространение детонационной волны может быть не только негативным. При разрушении волны взаимодействием с поперечной стенкой, высота которой больше критической, в некоторых случаях установлена возможность восста-



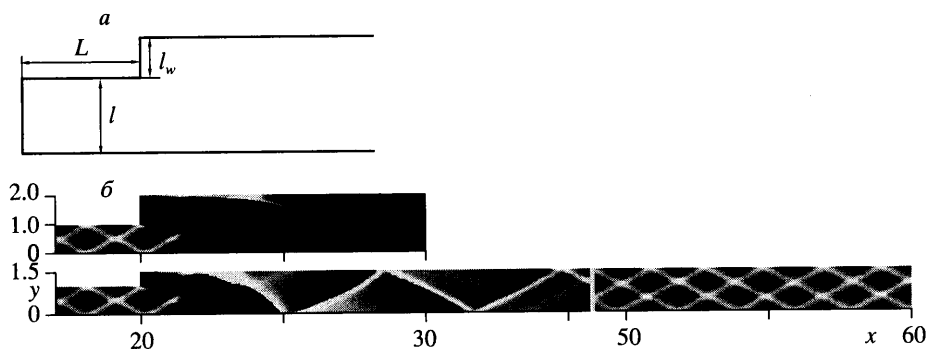
Фиг. 5. Восстановление детонации с помощью дополнительного поперечного препятствия в канале: *a* – схема канала; *б* – траектории изломов фронта волны, иллюстрирующие восстановление детонации при $l = 1.0$, $L = 20$, $l_1 = 0.5$, $L_2 = 6$, $l_2 = 0.3$



Фиг. 6. Распространение детонации в канале ширины $l = 1.0$ с разрушающейся со временем поперечной стенкой: $(l_1, t_1) = (0.6, 1.0 \text{ мкс})$; $(0.6, 0.5 \text{ мкс})$; $(1.0, 0.3 \text{ мкс})$; $(1.0, 0.2 \text{ мкс})$ (*a*–*г*), $l_1 = 1.0$ – препятствие полностью перекрывает канал

новления детонационного режима горения с помощью дополнительной поперечной стенки. Схема расположения препятствий в канале представлена на фиг. 5, *a*. Однако даже в этих случаях влияние дополнительного препятствия на формирующееся течение определяется его положением (расстоянием от первого препятствия) L_2 и его высотой l_2 . Эти два параметра следует подбирать так, чтобы возмущение течения от взаимодействия с ним привело к достаточному усилению поперечной волны за лидирующим фронтом (фиг. 5, *б*). Так, если дополнительное препятствие расположено очень близко к основному (в частности, примыкает к нему), поперечная волна не усиливается и детонация не восстанавливается. Очевидно, что для восстановления детонационного режима горения дополнительное препятствие не должно располагаться и очень далеко, так как поперечные волны за лидирующим фронтом к моменту взаимодействия с ним затухнут настолько, что возмущение от препятствия не сможет их достаточно усилить. Не менее важна и высота дополнительного препятствия. Так, в случае, когда высота мала, незначительно и возмущение от взаимодействия с ним, с другой стороны, дополнительное препятствие очень большой высоты не только не усилит, а еще больше ослабит необходимые для существования детонации поперечные волны.

Далее рассмотрено распространение детонации в канале с одним поперечным препятствием (стенкой), разрушающимся спустя время t_1 после взаимодействия с лидирующим фронтом волны. В том случае, когда высота препятствия l_1 больше критической, исследовано влияние времени его существования t_1 на процесс распространения детонации. Установлено, что для сохранения детонационного режима горения в канале время существования препятствия не должно превышать некоторое критическое значение (фиг. 6, *a, б*). В этой связи интересно рассмотреть распространение детонации в канале с разрушающейся поперечной стенкой, полностью перекрывающей канал. В этом случае



Фиг. 7. Распространение детонации в резко расширяющемся канале: a – схема канала; b – разрушение детонации при $l_w = 1.0$ и сохранение при $l_w = 0.5$

детонация также сохраняется, если время существования препятствия не превосходит некоторое значение (фиг. 6, b , z). В связи с тем, что такая стенка не вносит в течение дополнительное двумерное возмущение, характер восстановления волны при сохранении детонационного режима горения после разрушения препятствия качественно отличается от наблюдаемого ранее (фиг. 6, z).

Рассмотрим переход сформировавшейся ячеистой волны детонации из канала постоянного сечения в резко расширяющуюся часть (фиг. 7, a). Экспериментально установлено [13], что при выходе детонационной волны из плоского канала в открытое пространство детонационный режим горения сохраняется (а волна трансформируется в цилиндрическую), если ширина канала превосходит некоторое критическое значение l_* . Тогда для исследования выхода детонации в резко расширяющуюся часть, естественно, имеет смысл рассматривать лишь те каналы, ширина которых l не превышает половины критического значения l_* , поскольку в противном случае детонационный режим горения сохранится при любом значении расширения канала l_w .

Установлено, что при выходе детонации в резко расширяющуюся часть из канала (ширина которого меньше половины критической ширины) детонационный режим горения сохраняется, если величина расширения канала l_w не превосходит некоторое критическое значение (фиг. 7, b). В случае сохранения детонации согласно увеличению ширины канала меняется и количество формирующихся поперек него детонационных ячеек, фиг. 7, b .

Установленные особенности влияния поперечных стенок и резкого расширения канала на процесс распространения ячеистой волны детонации имеют место и в случае использования более простой, менее детальной кинетики [12]. Результаты исследования с использованием этой кинетики кратко представлены в [14].

Заключение. Проведено численное исследование распространения волны детонации в плоских каналах, заполненных стехиометрической водородно-воздушной смесью при нормальных условиях, с учетом реальной кинетики химического взаимодействия.

Рассмотрено распространение детонации в плоских каналах с параллельными стенками. Обнаружены каналы, ширина которых не определяет однозначно ячеистую структуру формирующихся в них детонационных волн. В этих случаях установлено существование двух устойчивых к малым возмущениям режимов распространения детонации. После возмущения течения, не приводящего к “срыву” детонационного режима горения, в таких каналах восстанавливается один из возможных устойчивых режимов. В случае единственности формирующейся в канале ячеистой детонационной структуры она

восстанавливается даже после достаточно сильного, но не разрушающего детонацию возмущения.

Изучено влияние поперечных стенок и резкого расширения канала на распространение ячейистой детонационной волны. Определены условия, обеспечивающие сохранение и восстановление детонационного режима горения.

Автор выражает глубокую признательность В.А. Левину и В.В. Маркову за ценные советы, поддержку в работе и обсуждение результатов. Автор благодарит А.А. Бармина за ценные замечания.

Работа поддержана РФФИ (№ 05-01-00004, 05-08-33391), грантом Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ (НШ – 6791.2006.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Солоухин Р.И. Ударные волны и детонация в газах. М.: Физматгиз, 1963. 175 с.
2. Митрофанов В.В. Теория детонации. Новосибирск: Изд-во Новосиб. гос. ун-та, 1982. 91 с.
3. Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчийн М.Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. № 5. С. 109–131.
4. Таки С., Фудзивара Т. Численный анализ двумерных нестационарных детонационных волн // Ракетная техника и космонавтика. 1978. Т. 16. № 1. С. 93–98.
5. Марков В.В. Численное моделирование образования многофронтной структуры детонационной волны // Докл. АН СССР. 1981. Т. 258. № 2. С. 314–317.
6. Седов Л.И., Коробейников В.П., Марков В.В. Теория распространения взрывных волн // Тр. Мат. ин-та АН СССР. 1986. Т. 175. С. 178–216.
7. Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А., Осинкин С.Ф. Нелинейные волновые процессы при инициировании и распространении газовой детонации // Тр. Мат. ин-та им. В.А. Стеклова. 2005. Т. 251. С. 200–214.
8. Maas U., Warnatz J. Ignition processes in hydrogen-oxygen mixtures // Combust. and Flame. 1988. V. 74. № 1. P. 53–69.
9. Singh S., Rastigejev Ye., Paolucci S., Powers J. Viscous detonation in H_2-O_2-Ar using intrinsic low-dimensional manifolds and wavelet adaptive multilevel representation // Combust. Theory and Modelling. 2001. V. 5. № 2. P. 163–184.
10. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В.П. Глушко и др. Т. I. М.: Наука, 1978. 327 с.
11. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
12. Takai R., Yoneda K., Hikita T. Study of detonation wave structure // Proc. 15th Intern. Symp. Combustion. Pittsburgh, 1974. P. 69–77.
13. Митрофанов В.В., Солоухин Р.И. О дифракции многофронтной детонационной волны // Докл. АН СССР. 1964. Т. 159. № 5. С. 1003–1006.
14. Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F. Influence of obstacles on detonation wave propagation // Pulsed and Continuous Detonations / Eds. G. Roy et al. Moscow: TORUS PRESS, 2006. P. 176–180.