

## ФОРМИРОВАНИЕ НЕСГОРЕВШИХ «КАРМАНОВ» ПРИ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

М. Сабзпушани, К. Мазахери

Университет Тарбиат Модарес, Тегеран, Иран, kiumars@modares.ac.ir

Формирование несгоревших «карманов» при газовой детонации проходит по двум механизмам: продольному и поперечному. Основу продольного механизма составляет продольная неустойчивость детонационного фронта. В поперечном механизме к формированию несгоревших карманов ведет взаимодействие поперечных волн. В данной работе поперечный механизм исследован посредством численного двумерного моделирования распространения газовой детонации в канале. По мере распространения детонации в канале возникает структура фронта, включающая в себя тройные точки, поперечные волны, падающий скачок и маховскую ножку. Возникновение несгоревших карманов объясняется взаимодействием между поперечными волнами или соответствующими тройными точками, которые отрывают часть реагента от детонационного фронта. Наблюдалось увеличение размера несгоревших карманов и глубины проникновения в продукты с ростом энергии активации, а также изменение формы карманов с энергией активации.

Ключевые слова: численное моделирование, двумерная детонация, газовая детонация, несгоревшие «карманы».

### ВВЕДЕНИЕ

В общем случае в горючей смеси могут существовать различные волны горения, при этом дефлаграция и детонация являются крайними режимами. В случае дефлаграции смесь горит с типичной скоростью  $\approx 1$  м/с или же ускоряется и достигает скорости турбулентного пламени, которая может быть выше на несколько порядков. При детонации волна распространяется со скоростью  $\approx 2000$  м/с, при этом давление увеличивается в 20 раз при переходе через волну. Распространение ламинарной дефлаграции определяется молекулярной диффузией тепла и массы в направлении от зоны реакции к несгоревшей смеси, а распространение детонации сопровождается адиабатическим ударным сжатием несгоревшей смеси. Совместное движение ударного фронта и зоны реакции за ним является основной характеристикой детонационной волны. Если ударный фронт и зона реакции не связаны друг с другом, детонация не происходит.

Классическая теория Чепмена — Жуге (ЧЖ) [1], самая первая теория детонационных волн, позволяет рассчитывать осредненные параметры детонации (т. е. скорость детонации, рост давления в волне и т. д.), которые удивитель-

тельно хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями. Теория ЧЖ основана на термодинамическом равновесии и не требует знания химических процессов. Теория Зельдовича — фон Неймана — Дёринга (ЗНД) является другой важной теорией детонации. Она рассматривает одномерную стационарную структуру детонационных волн, состоящую из прямой ударной волны, за которой следует зона индукции и затем зона реакции. Окончанием зоны реакции является плоскость ЧЖ, или звуковая плоскость, где равновесные состояния соответствуют теории ЧЖ. Эта модель позволяет определять масштаб длины или времени из химической кинетики. Длина зоны реакции в теории ЗНД обычно более чем на порядок меньше эффективной длины зоны реакции реальной детонации [2].

Эксперименты в реагирующих смесях показывают, что на детонационном фронте развивается сложная трехмерная нестационарная ячеистая структура с внутренними поперечными ударными волнами (см., например, [3–5]). Границы ячеек периодически восстанавливаются путем столкновения с поперечными волнами, движущимися в противоположном направлении. Изменения давления и скорости в этой структуре достаточно для того, чтобы формировать ромбические отпечатки на покрытых сажей пластинах (рис. 1). В

Majid Sabzpooshani, Kiumars Mazaheri.  
Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, P. O. Box 14115-143 Tehran, Iran.

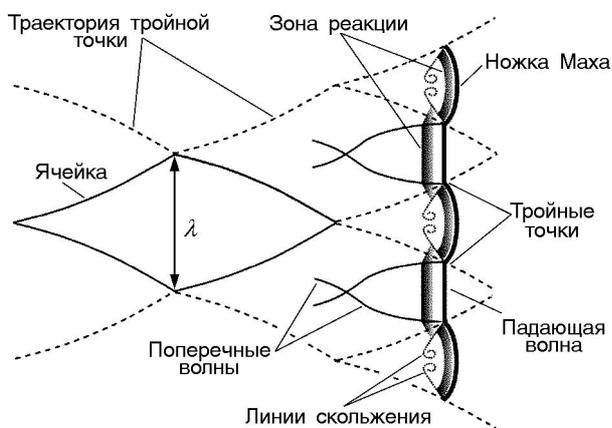


Рис. 1. Диаграмма детонационной структуры (детонация распространяется слева направо)

этих случаях головная ударная волна, состоящая из чередующихся слабых падающих скачков и более сильных ножек Маха, соединяющихся в тройных точках поперечными волнами, которые движутся в обратном направлении и вперед перпендикулярно фронту в пределах зоны реакции, «сморщивается». Траектории тройных точек служат границами «ячейки». Характерный размер ячеек и степень регулярности зависят от состава горючей смеси и начальных условий [6]. Обычно реакции завершаются в пределах одного размера ячеек, который на один-два порядка больше длины зоны реакции стационарной одномерной детонации [2].

Несгоревшие «карманы» — области непрореагировавшей газовой смеси, отрывающейся от детонационного фронта, — наблюдались как в экспериментах, так и в численных расчетах [3, 7–10]. Считается, что они существуют на длине порядка размера ячейки вниз по потоку от основного фронта. «Островки» несгоревшего газа, которые становятся изолированными вниз по потоку от основного детонационного фронта, впервые обсуждались в работе [7]. Сообщалось, что в смеси, в которой детонационная волна имеет регулярную ячеистую структуру, несгоревшие карманы не формировались, за исключением случая, когда начальное давление снижалось достаточно. Однако они формировались в смеси, в которой детонационная волна имеет нерегулярную ячеистую структуру. В недавних экспериментах [3], где для визуализации поперечного сечения концентрации ОН за детонационным фронтом использовался метод плоского свечения, индуцирован-

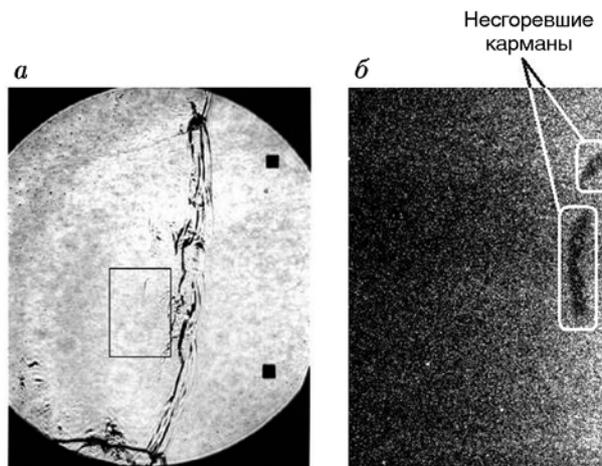


Рис. 2. Изображения детонационного фронта, распространяющегося слева направо в нерегулярной смеси:

видны изолированные области с низкой интенсивностью свечения вниз по потоку от ведущей ударной волны; прямоугольник на шлирен-изображении *a* — положение соответствующего изображения свечения ОН, показанного в части *б* [3]

ного лазером (PLIF), в нерегулярных смесях на расстоянии порядка ширины ячейки вниз по потоку от переднего фронта детонации наблюдались изолированные области с низкой молярной концентрацией ОН. На рис. 2 показаны две такие области, соответствующие слабому сигналу свечения [3].

Одномерные нестационарные численные расчеты идеализированной детонации [8] со скоростью реакции в форме Аррениуса показали, что при достаточно высокой энергии активации продольная неустойчивость фронта детонации может приводить к образованию несгоревших карманов. В работе [9], где использовалось двумерное моделирование, возникновение таких карманов объясняли наклонном поперечной волны. Двумерные численные расчеты [10] также подтвердили образование несгоревших карманов, причем в смесях с низкими энергиями активации несгоревшие карманы имеют треугольную форму с нечеткими границами, в то время как в смесях с более высокой энергией активации образуются четкие нерегулярные карманы, которые существуют и ниже по потоку. Двумерные нестационарные численные расчеты [11] показали, что точность вычислений может играть важную роль в опре-

делении структуры тройной точки и в обнаружении несгоревших областей, а недостаточное разрешение приводит к искусственному завышению скорости реакции.

По-видимому, формирование несгоревших карманов проходит по двум глобальным механизмам: продольному и поперечному. В продольном механизме основную роль играет продольная неустойчивость детонационного фронта, в поперечном — взаимодействие поперечных волн.

В настоящем исследовании показано, как формируются карманы несгоревшего газа посредством поперечного механизма. Для этого выполнено двумерное численное моделирование газовой детонации с использованием адаптивной схемы Годунова второго порядка точности, дополненной алгоритмом отслеживания фронта.

## ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Общепризнанно, что основной механизм, ответственный за существенно нелинейную структуру, наблюдаемую в детонационных волнах, можно установить на основании двумерных уравнений Эйлера для реагирующих потоков с одностадийной реакцией, описываемой уравнением Аррениуса. При этом используются четыре допущения. Первое — двумерный анализ. Второе — пренебрежение диффузией. Действительно, процессы диффузии протекают намного медленнее, чем характерные газодинамические и химические процессы. Третье допущение — использование одностадийной реакции Аррениуса для описания химической кинетики. Хотя с помощью одной необратимой реакции нельзя моделировать никакую химическую реакцию, закон Аррениуса учитывает чувствительность тепловыделения к температуре в ударной волне и энергии активации в зоне реакции, которые наблюдаются при более детальном учете химии. Последнее допущение состоит в том, что смесь ведет себя как идеальный газ.

С учетом вышеперечисленных допущений основные уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} + \frac{\partial G(U)}{\partial y} = S, \quad (1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho \beta \end{bmatrix}, \quad F(U) = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho u E + up \\ \rho u \beta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$G(U) = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho v E + vp \\ \rho v \beta \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho W \end{bmatrix}.$$

Здесь  $S$  — источниковый член, учитывающий горение;  $\rho$  — плотность;  $u, v$  — скорости частицы в направлениях  $x$  и  $y$ ;  $p$  — давление;  $\beta$  — доля непрореагировавшего вещества, меняющаяся от 1 (для несгоревшего реагента) до 0 (для продукта);  $E$  — внутренняя энергия единицы массы, определяемая по формуле

$$E = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} + \frac{u^2 + v^2}{2} + \beta Q, \quad (2)$$

где  $Q$  — тепловыделение единичной массы реагента,  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей;  $W$  — скорость реакции, которая следует закону Аррениуса:

$$W = -k\beta \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right), \quad (3)$$

где  $E_a$  — энергия активации,  $R$  — газовая постоянная,  $k$  — предэкспоненциальный множитель,  $T$  — абсолютная температура. Зависимые переменные обезразмериваются параметрами несгоревшей смеси: плотность — значением  $\rho_0$ , давление — значением  $\gamma p_0$ . Скорость звука несгоревшей смеси  $c_0$  используется в качестве характерной величины для скорости. Характерный масштаб длины — длина, которую проходит частица жидкости от головного скачка до положения, где  $\beta = 0.5$  в структуре ЗНД. Это так называемая длина зоны полуреакции (HRL). В данных расчетах она выбирается для смеси с параметрами  $Q/RT_0 = 50$  и  $E_a/RT_0 = 25$  и показателем адиабаты  $\gamma = 1.2$ . Характерный масштаб времени — это длина зоны полуреакции, деленная на скорость звука в свежей смеси. Безразмерный предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса записывается в виде  $\varkappa = k\text{HRL}/c_0$ . В расчетах принято  $\varkappa = 0.30445$  для смеси с  $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 25$  и  $\gamma = 1.2$ . Значение  $\varkappa$  постоянно

при вариации параметра  $E_a/(RT_0)$ . В действительности, единичная длина и единичное время одни и те же для всех случаев.

Предполагается, что смесь ведет себя как идеальный газ и безразмерное уравнение состояния имеет вид

$$p = \rho T. \quad (4)$$

### ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

В этом исследовании используется метод расщепления для удаления источников членов из системы уравнений (1), который реализуется следующим образом. Сначала решается система двумерных уравнений газовой динамики в декартовых координатах:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} + \frac{\partial G(U)}{\partial y} = 0. \quad (5)$$

Эта система дискретизируется нерасщепленным методом с направленными разностями [12]:

$$U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[ F(U_{i-1/2,j}^{n+1/2}) - F(U_{i+1/2,j}^{n+1/2}) \right] + \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[ G(U_{i,j-1/2}^{n+1/2}) - G(U_{i,j+1/2}^{n+1/2}) \right]. \quad (6)$$

Здесь

$$U_{i,j}^n = \int U(x, y, t^n) dx dy, \quad (7)$$

$\Delta t$  — временной шаг;  $\Delta x$  и  $\Delta y$  — размеры ячейки в направлениях  $x$  и  $y$ , нижние индексы  $i$  и  $j$  указывают номер пространственной ячейки в направлениях  $x$  и  $y$  соответственно;  $F(U_{i+1/2,j}^{n+1/2})$  и  $G(U_{i,j+1/2}^{n+1/2})$  — осредненные во времени приближенные потоки на границах ячейки. Векторы переменных состояния  $U_{i+1/2,j}^{n+1/2}$  и  $U_{i,j+1/2}^{n+1/2}$  определяются как решение задачи Римана, спроектированной в направлениях  $x$  и  $y$  с левыми и правыми состояниями  $(U_{i+1/2,j,L}^{n+1/2}, U_{i+1/2,j,R}^{n+1/2})$  и  $(U_{i,j+1/2,D}^{n+1/2}, U_{i,j+1/2,U}^{n+1/2})$ .

Решение уравнения (5) используется в качестве начальных условий для систем обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dU}{dt} = S. \quad (8)$$

Наличие очень интенсивных реакций в окрестности ударного фронта требует использовать здесь очень мелкие сетки. Однако вдали от скачка эффективные масштабы длины намного превышают длину зоны реакции. Поэтому экономичнее в этой области применять мелкие сетки, а в других подобластях — грубые сетки. Чтобы удовлетворить этому требованию, в данной работе применялся простой вариант адаптивного сгущения сетки Бергера и Колеллы [13].

### ГРАНИЧНЫЕ И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Предполагается, что детонационная волна распространяется в двумерном канале слева направо в положительном направлении оси  $x$ . Поскольку жидкость перед детонацией находится в спокойном состоянии, правое граничное условие не имеет значения. Граничные условия на левом конце, верхней и нижней границах являются отражающими условиями или условиями свободного скольжения на стенке в предположении, что на стенке нет потери массы или энергии.

Термохимические характеристики начальной несгоревшей смеси следующие:  $Q/RT_0 = 50$  и  $E_a/RT_0 = 20$ ; показатель адиабаты  $\gamma = 1.2$ . Линейный анализ устойчивости, а также одномерное численное моделирование предсказывают устойчивое распространение волны для этой смеси [14].

Инициирование детонации проводится одномерной плоской взрывной волной — это начальное условие. Фронт взрывной волны расположен первоначально в точке  $x = 5.0$ , движется вправо и формирует одномерную детонацию. Затем в плотность окружающей среды между  $x = 5.0$  и  $x = 7.0$  вносится возмущение [15], имеющее следующий вид:

$$\rho' = \begin{cases} 0, & x < 5.0, \\ 0.25[1 + \cos(\pi y/w)] \times \\ \quad \times \sin(\pi(1-x)), & 5.0 \leq x \leq 6.0, \\ 0, & x > 6.0, \end{cases} \quad (9)$$

где  $w$  — ширина области. Это возмущение быстро стимулирует возникновение поперечной волны в канале.

В [11] отмечалось, что сеточное разрешение менее  $\approx 20$  ячеек на длину полуреакции HRL дает плохое предсказание структуры детонации. В настоящей работе во всех расчетах используются 48 точек на длине полуреакции.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Формирование и распространение  
детонационной структуры

Сильная начальная плоская взрывная волна создает плоскую детонационную волну, которая в течение некоторого времени остается плоской. Возмущения растут по мере распространения фронта и индуцируют сложную нестационарную структуру. В пределах структуры формируются поперечные волны и конфигурации с тремя скачками, взаимодействующие друг с другом и со стенками канала. Изобары за фронтом в одном положении представлены на рис. 3; различаются поперечные волны, ножки Маха и падающие волны, которые, возможно, приводят к возникновению тройной волновой конфигурации. На рис. 3 фронт детонации показан в точке  $x = 844$ . В этом положении посреди канала формируется ножка Маха, генерируются падающие ударные волны у вершины и основания ножки Маха. Формируются также две поперечные волны вдали друг от друга. Ясно видно, что тройные точки движутся по направлению к стенкам. Перед их столкновением со стенкой на последнюю набегают протяженная поперечная волна и возникает отраженная ударная волна. Эта конфигурация очень похожа на конфигурацию сильной детонации, которая наблюдалась в работе [2]. Как объяснялась в [2], такая конфигурация не

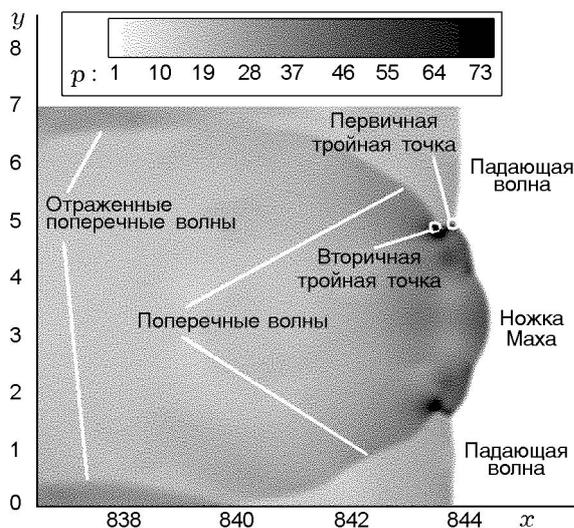


Рис. 3. Мгновенный «снимок» изобар для положения детонационного фронта в точке  $x = 844$  ( $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 20$ ,  $\gamma = 1.2$ )

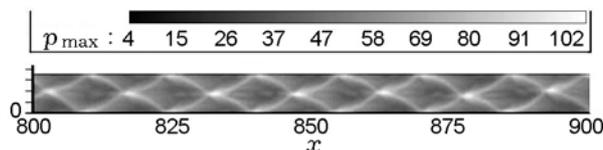


Рис. 4. Изображение, аналогичное следовому, детонационной структуры в канале, полученной численным моделированием ( $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 20$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $w = 7$ )

зависит от ширины канала, и поэтому в смеси с химическими свойствами  $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 20$  при показателе адиабаты  $\gamma = 1.2$  создается сильная детонация.

Развитие детонационной структуры иллюстрирует рис. 4. Светлые контуры показывают траекторию тройных точек, образующих ячеистую структуру. Между появлением и исчезновением тройных точек устанавливается динамическое равновесие, и детонация распространяется в квазистационарном режиме. Рис. 4 показывает, что за длительное время поперек канала образуется только одна ячейка.

Механизм поперечного формирования  
несгоревших карманов

Как упоминалось во введении, формирование несгоревших карманов в газовой детонации вызывается продольным и поперечным механизмами. В данном параграфе изучается возникновение несгоревших карманов по поперечному механизму.

Рис. 5–7 иллюстрируют три последовательных положения детонационного фронта: перед столкновением двух тройных точек, во время столкновения и после столкновения.

На рис. 5 детонационный фронт находится приблизительно в точке  $x = 838$ , перед столкновением двух тройных точек. На рис. 5, а, б показаны соответственно изобары и изолинии параметра  $\beta$ . Тройные точки  $P_1$  и  $P_2$  (см. рис. 5, а) и соответствующие поперечные волны движутся навстречу друг другу. Головной скачок между этими тройными точками является падающей ударной волной. Поскольку падающая волна слабее маховской ножки, зона реакции за падающей волной длиннее, чем за ножкой Маха. Мгновенный «снимок» параметра реакции  $\beta$  на рис. 5, б отчетливо показывает это явление. Большая зона реакции за падающей волной, которая названа в [16] «крае-

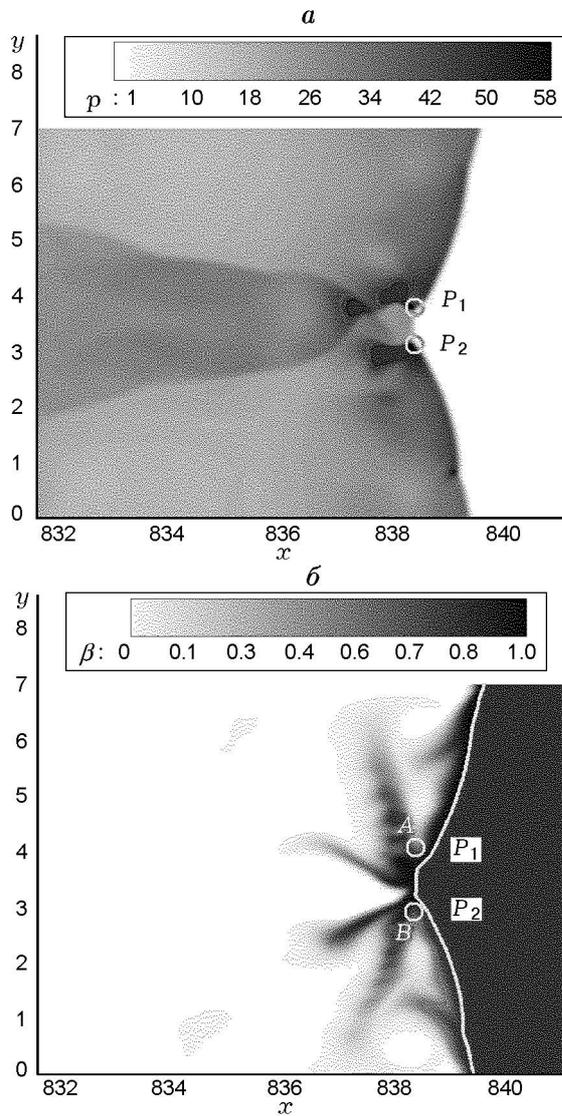


Рис. 5. Положение фронта детонационной волны перед столкновением тройных точек  $P_1$  и  $P_2$ :

$a$  — мгновенные «снимки» изобар,  $b$  — изолинии параметра  $\beta$ ;  $A$  и  $B$  — границы между зонами реакции за ножкой Маха и падающими волнами;  $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 20$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $w = 7$

угольной областью», лежит между двумя линиями скольжения и падающей волной (см. также рис. 1). По мере движения поперечных волн навстречу друг другу несгоревший материал в «краеугольной области» частично расходится за ними. Точки  $A$  и  $B$  (рис. 5, б) — это границы между зоной реакции за маховской ножкой и «краеугольной областью». Точка  $A$  лежит над тройной точкой  $P_1$ , а точка  $B$  — под тройной точкой  $P_2$ .

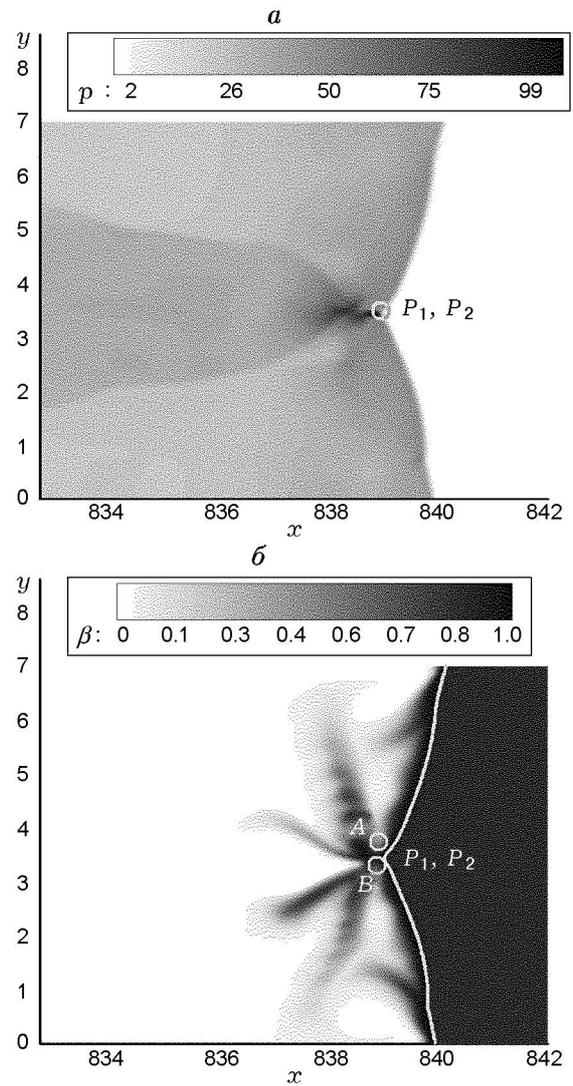


Рис. 6. Положение детонационного фронта во время столкновения тройных точек  $P_1$  и  $P_2$ :

$a$  — изобары,  $b$  — изолинии параметра  $\beta$ ;  $A$  и  $B$  — границы между зонами реакции за ножкой Маха и падающими волнами;  $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 20$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $w = 7$

Подобно тройным точкам, точки  $A$  и  $B$  движутся навстречу друг другу. Рис. 6 иллюстрирует столкновение тройных точек  $P_1$  и  $P_2$ . Изолинии параметра реакции  $\beta$  (рис. 6, б) показывают, что точка  $A$  достигает окрестности точки  $B$ . Эти точки сталкиваются и отрезают «краеугольную область» от фронта. Эта область неполовностью прореагировавшего газа, оторвавшаяся от основного детонационного фронта, образует несгоревший карман. Не следует путать данный несгоревший карман с непрореагировавшим газом в индукционной

зоне за падающей волной, которая образует «краеугольные области». Иными словами, хотя эта область и называется «несгоревший карман», в действительности газ в ней частично сгорел.

На рис. 7 изображен детонационный фронт после столкновения тройных точек. Возникают две новые тройные точки (рис. 7, *a*), которые удаляются друг от друга. С другой стороны, отчетливо видно, что несгоревший карман отрывается полностью от фронта и окру-

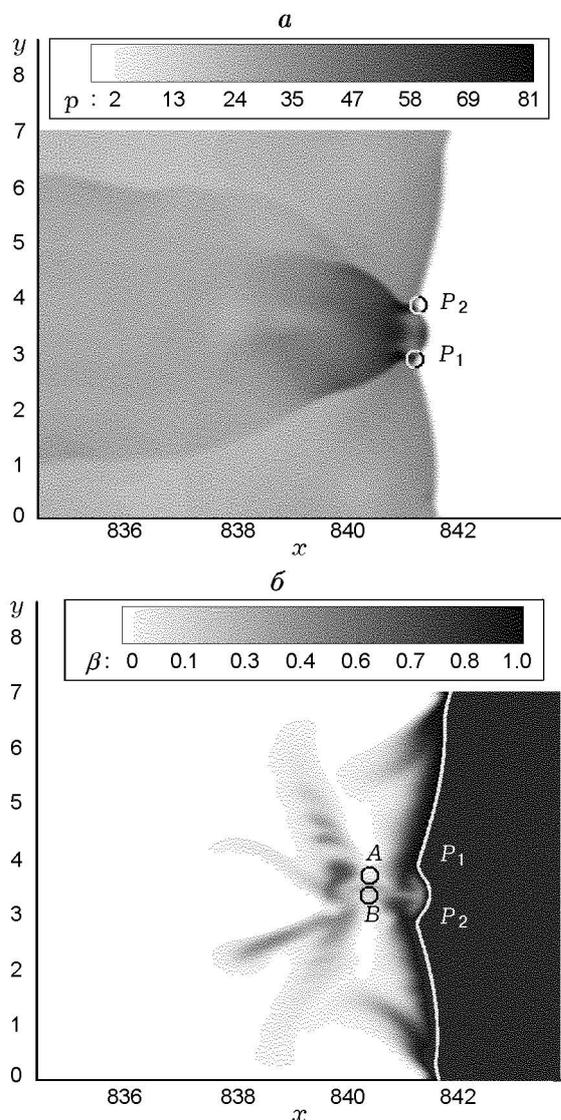


Рис. 7. Положение детонационного фронта после столкновения тройных точек  $P_1$  и  $P_2$ :

*a* — изобары, *b* — изолинии параметра  $\beta$ ; *A* и *B* — границы между зонами реакции за ножкой Маха и падающими волнами;  $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 20$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $w = 7$

жается сгоревшими газами (рис. 7, *b*). Предполагается, что несгоревшие карманы существуют до расстояния порядка размера ячейки вниз по потоку от главного фронта и диспергируют на длине порядка ширины ячейки. В процессе распространения детонационного фронта несгоревший карман частично был израсходован и отошел далеко от основного детонационного фронта.

Результаты численного моделирования ясно иллюстрируют существование поперечного механизма возникновения несгоревших карманов. В этом механизме поперечное движение тройных точек и соответствующих поперечных волн отрывает часть непрореагировавших газов от индукционной зоны позади падающей волны. Островки несгоревших карманов проникают в продукты детонации и расходуются.

#### Влияние энергии активации на формирование несгоревших карманов

В этом параграфе изучается формирование несгоревших карманов для смесей как с низкими, так и с высокими энергиями активации.

Изобары и изолинии параметра реакции  $\beta$  показаны на рис. 8 для смеси с низкой энергией активации ( $E_a/RT_0 = 10$ ). Изобары показывают, что при этой энергии активации структура детонации регулярная. С другой стороны, длина зоны реакции за падающим скачком («краеугольная область») очень короткая для этой

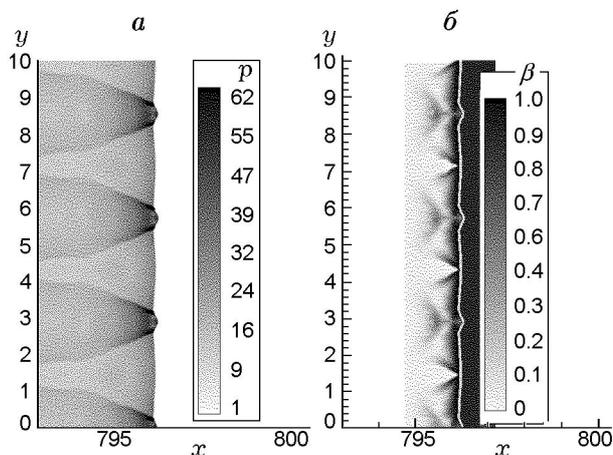


Рис. 8. Изобары (*a*) и изолинии параметра  $\beta$  (*b*) для смеси с низкой энергией активации ( $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 10$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $w = 10$ )

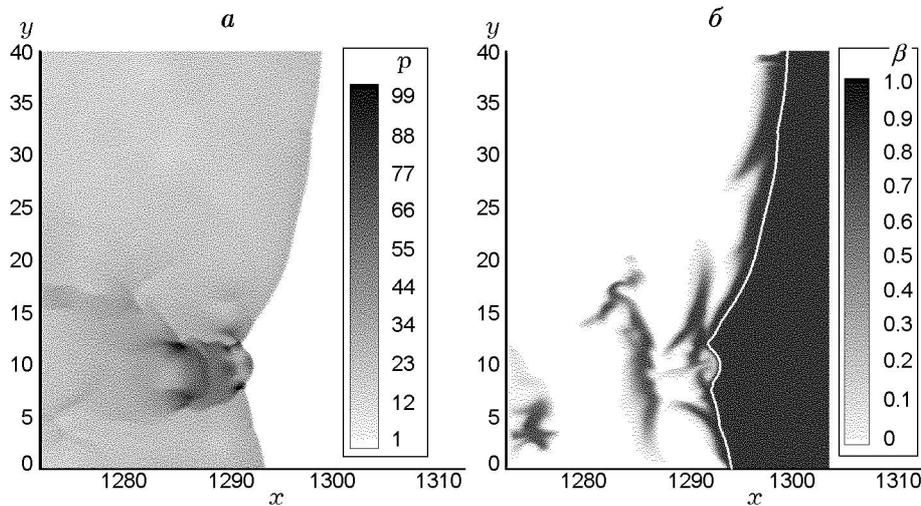


Рис. 9. Изобары (а) и изолинии параметра  $\beta$  (б) для смеси с высокой энергией активации ( $Q/RT_0 = 50$ ,  $E_a/RT_0 = 28.5$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $w = 40$ )

энергии активации ( $\approx 0.2$ ). Карманы несгоревших газов отходят от детонационного фронта (темные области вниз по потоку от фронта на рис. 8). По форме они похожи на треугольник. Такие же результаты наблюдались в численных расчетах [9], а также в экспериментах [7]. Ширина этих карманов порядка 0.2, высота около 1.0. Положения карманов очень близки к фронту ударной волны ( $\approx 0.5$  от фронта). Значение параметра реакции  $\beta$  внутри карманов меньше 0.4. Это указывает на то, что смесь в них прореагировала лишь частично. Вследствие высокой реакционной способности реагента длина зоны реакции и размер карманов малы для реагентов с низкой энергией активации. Такие типы детонации классифицируются как устойчивая детонация [1].

На рис. 9 показан фронт детонации для смеси с высокой энергией активации ( $E_a/RT_0 = 28.5$ ). Распределение изобар показывает, что при этой энергии структура детонации нерегулярна. Средняя длина зоны реакции за падающим скачком  $\approx 2.0$ , что примерно на порядок выше соответствующих значений для смеси с низкой энергией активации. Форма несгоревших карманов в смеси с высокой энергией активации весьма нерегулярная. Размеры карманов примерно на порядок больше соответствующих значений для смеси с низкой энергией активации. Из рис. 9 видно, что карманы проникают глубоко вниз по потоку от фронтов ударных волн. Максимальное значение параметра реакции  $\beta \approx 1.0$  указывает на

то, что для смеси с высокой энергией активации газы внутри карманов почти не прореагировали. Поэтому несгоревшие карманы могут отрывать большое количество реагента от детонационного фронта. Отсюда следует, что несгоревшие карманы при высокой энергии активации могут значительно ослабить детонационный фронт.

## ВЫВОДЫ

Формирование несгоревших карманов внутри структуры газовой детонации вызывается двумя механизмами: продольным и поперечным. В основе продольного механизма лежит продольная неустойчивость детонационного фронта. В поперечном механизме к формированию несгоревших карманов приводит взаимодействие поперечных волн. В данной работе численно исследован поперечный механизм. Возникновение карманов по этому механизму представляется как взаимодействие между поперечными волнами и тройными точками, в результате которого часть реагента отрывается от детонационного фронта. Полученные результаты хорошо согласуются с численными результатами, описанными в работе [10].

Показано, что общий размер несгоревших карманов и глубина их проникновения в продукты детонации увеличиваются с ростом энергии активации. Наблюдалось изменение формы карманов при вариации энергии активации. Почти треугольные, частично прореагировавшие карманы типичны для смесей с

низкими энергиями активации. С другой стороны, увеличение энергии активации вызывает появление довольно нерегулярных, не про-реагировавших полностью карманов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Fickett W., Davis W. C.** Detonation. — Univ. of California Press, 1979.
2. **Lee J. H. S.** Dynamic parameters of gaseous detonations // Ann. Rev. Fluid. Mech. — 1984. — V. 16. — P. 311–336.
3. **Austin J. M.** The Role of Instability in Gaseous Detonation: Ph. D. Thesis. — California Inst. of Technology, Pasadena, California, 2003.
4. **Voitsehovskii B. V., Mitrofanov V. V., Topchian M. E.** The structure of a detonation front in gases // Techn. Report FTD-MT-64-527 (AD 633821). — Wright-Patterson AFB, 1966.
5. **Shchelkin K. I., Troshin Ya. K.** Gasdynamics of Burning // NASA-TT-F-23, 1964.
6. **Strehlow R. A.** The nature of transverse waves in detonations // Astronaut. Acta. — 1969. V. 14. — P. 39–48.
7. **Субботин В. А.** Два типа структуры поперечных волн в многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. — 1975. — Т. 11, № 1. — С. 96–102.
8. **Sharpe G. J., Falle S. A. E. G.** One-Dimensional Numerical Simulations of Idealized Detonations // Proc. Roy. Soc. Lond. — 1999. — V. A 455. — P. 1203–1214.
9. **Oran E. S., Weber J. R., Stefaniw E. I., Lefebvre M. H., Anderson J. D.** A numerical study of two-dimensional  $H_2-O_2-Ar$  detonation using a detailed chemical reaction model // Combust. Flame. — 1998. — V. 113. — P. 147–163.
10. **Gamezo V. N., Desbordes D., Oran E. S.** Two-dimensional reactive flow dynamics in cellular detonation waves // Shock Waves. — 1999. — V. 9. — P. 11–17.
11. **Sharpe G. J.** Transverse wave in numerical simulations of cellular detonation // J. Fluid Mech. — 2001. — V. 447. — P. 31–51.
12. **Colella P.** Multidimensional upwind methods for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. — 1990. — V. 87. — P. 171–200.
13. **Berger M. J., Colella P.** Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics // J. Comput. Phys. — 1989. — V. 82. — P. 64–84.
14. **Mazaheri K.** Mechanism of the onset of detonation in direct initiation: Ph. D. Thesis. — Department of Mechanical Engineering, McGill University, Canada, 1997.
15. **Sharpe G. J., Falle S. A. E. G.** Two-dimensional numerical simulations of idealized detonations // Proc. Roy. Soc. Lond. — 2000. — V. A 456. — P. 2081–2100.
16. **Pintgen F., Eckett C. A., Austin J. M., Shepherd J. E.** Direct observations of reaction zone structure in propagating detonations // Combust. Flame. — 2003. — V. 133. — P. 211–229.

*Поступила в редакцию 30/VII 2007 г.,  
в окончательном варианте — 25/VII 2008 г.*