

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

М. Т. Парра-Сантос, Ф. Кастро-Руис, Ц. Мендес-Буено

Dpto. Ingeniería Energética y Fluidomecánica E. T. S. Ingenieros Industriales Universidad de Valladolid, 47011 Valladolid, Spain, terpar@dali.eis.uva.es

Настоящая работа посвящена численному моделированию перехода горения в детонацию. Нестационарные уравнения Эйлера сжимаемого и одномерного течения с конечной скоростью химических реакций решались с использованием адаптивной измельченной сетки. Вследствие «жесткости» задачи, чтобы связать уравнения сохранения и уравнения химической кинетики, использовался метод расщепления по времени. Результаты расчета длины участка перехода горения в детонацию смесей H_2-O_2 и CH_4-O_2 в ограниченной области, а также времени развития детонации хорошо согласуются с теоретическими значениями параметров взрывов в постоянном объеме и для условий Чепмена — Жуге. Проведено сравнение длин участка перехода горения в детонацию с экспериментальными данными при изменении начальных концентраций горючего, которое показывает, что модель качественно хорошо предсказывает тенденции, но дает незначительные количественные отклонения.

Ключевые слова: реагирующее течение, сжимаемый поток, горение, детонация, жесткая задача, расщепление по времени.

ВВЕДЕНИЕ

С тех пор как в 1881 г. было обнаружено [1] явление детонации в газовых смесях, проводились обширные исследования по различным аспектам теории газофазной детонации, включая хорошо известный процесс перехода горения в детонацию (ПГД). После воспламенения горючего газа у закрытого конца детонационной трубы формируется волна горения, которая движется по непрореагировавшей газовой смеси. Переход от дозвукового режима распространения пламени (горения) к самоподдерживающейся сверхзвуковой волне горения (детонации) происходит в нестационарном режиме, включающем в себя совокупность связанных термохимических и гидродинамических процессов.

При определенных начальных условиях слияние волн сжатия у фронта пламени дает начало ударной волне, которая может поддерживать воспламенение при сжатии. Процесс ПГД реализуется на определенном расстоянии, называемом длиной участка ПГД, которое зависит от начальных значений температуры и давления, а также от химической активности, соотношения компонентов и диаметра трубы. Детонационная волна обычно характеризуется средней скоростью распространения, детонаци-

онными давлением и температурой, шириной зоны реакции и размерами ячеистой структуры [2].

В то время как параметры детонации, такие как давление и скорость, могут существенно различаться, режимы детонации большинства детонирующих веществ в исследованных газах, жидкостях и твердых веществах похожи. Поэтому классические теории детонации Чепмена — Жуге (ЧЖ) и Зельдовича — Неймана — Дёринга применяются для исследования широкого класса детонирующих веществ, включая газы [3–5], жидкие [6] и высокоэнергетические кристаллические взрывчатые вещества [7].

Выполнен ряд важных экспериментальных [8, 9] и численных двумерных [10] и одномерных [11, 12] исследований. Всесторонний обзор по теории газовой детонации представлен в работе [13]. Интересное исследование характера изменения ПГД в зависимости от энергии активации и начальной температуры газа приведено в [12], изучены два различных механизма ПГД: инициирование детонации от зоны пламени и инициирование вдоль контактного разрыва вблизи основной ударной волны. В последнее время изучались и другие аспекты газофазной детонации, такие как скорость нестационарной детонации в сравнении с теоретическими скоростями ЧЖ [11, 14], детонационные структуры [10], длина участка ПГД

[8, 9, 15], влияние начальной температуры и градиента температуры на ПГД [15]. Исследование критической энергии, необходимой для прямого инициирования, приведено в [14]. Обширные данные по скоростям детонации газов при повышенных начальных давлениях представлены в работе [16].

В данной работе численное моделирование выполнено для изучения характеристик пламени заранее приготовленных водородокислородной или метанокислородной смесей в ограниченной области. При этом основное внимание уделяется характерной длине участка ПГД и детонационным характеристикам горючих газов при различных соотношениях компонентов.

1. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Переход горения в детонацию — процесс нестационарный, поэтому энергия, выделяющаяся в одном месте реагирующего вещества, генерирует в направлении фронта пламени волны с непрерывно возрастающей амплитудой. В результате увеличивается градиент давления вблизи фронта пламени, который ускоряет фронт и, в конце концов, приводит к установившемуся ударному воспламенению. Точное математическое описание ПГД включает в себя решение нестационарных уравнений сохранения для реагирующей среды.

Известно, что признаками формирования детонации являются: формирование волн сжатия, их слияние (трансформация) в ударную волну, переход от ламинарного к турбулентному пламени, появление поперечных волн, взаимодействие ударной волны с пограничным слоем. Все это означает, что полная модель должна быть неоднородной. Однако для моделирования сверхзвуковых реагирующих течений часто используются одномерные нестационарные модели. Эти модели не рассматривают молекулярные и турбулентные явления. Авторы работы [11] воспроизвели теоретическое положение модели Зельдовича — Неймана — Дёринга, используя одномерную нестационарную модель. Их результаты дают небольшое отклонение от идеальной скорости детонации Чепмена — Жуге. Поэтому в нашей модели течение газа описывается уравнениями Эйлера для нестационарного сжимаемого реагирующего потока.

Движение сжимаемого реагирующего газа описывается уравнениями Эйлера (диффузией

и турбулентным переносом пренебрегаем, так же как в работах [11, 17, 18]):

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ E \\ \rho Y_k \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 \\ uE \\ \rho u Y_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\partial p / \partial x \\ -\partial u p / \partial x \\ W_k \dot{\omega}_k \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь ρ — плотность газовой смеси, u — скорость, p — давление, Y_k — массовая доля k -го компонента, E — сумма внутренней, кинетической и химической энергии:

$$E = \rho \left(c_v T + u^2 / 2 + \sum_{k=1}^{KK} Y_k h_k^0 \right), \quad (2)$$

c_v — теплоемкость при постоянном объеме, h_k^0 — энтальпия образования k -го компонента, $W_k \dot{\omega}_k$ — скорость образования массы k -го компонента, определяемая как произведение молекулярной массы W_k на скорость мольного образования $\dot{\omega}_k$. Обратимые химические реакции моделируются в виде



где II — число обратимых химических реакций ($II = 22$), KK — число химических компонентов ($KK = 14$), ν_{ki} — стехиометрические коэффициенты, χ_k — химические вещества. Скорость мольного образования определяется формулой

$$\dot{\omega}_k = \sum_{i=1}^{II} (\nu''_{ki} - \nu'_{ki}) \left(k_{fi} \prod_{k=1}^{KK} [\chi_k]^{\nu'_{ki}} - k_{ri} \prod_{k=1}^{KK} [\chi_k]^{\nu''_{ki}} \right), \quad (3)$$

где $[\chi_k]$ — мольная концентрация k -го компонента. Предполагается, что константы прямых скоростей реакций k_{fi} описываются аргениусовской зависимостью $k_{fi} = A_i T^{\beta_i} \exp(-E_i/RT)$, где предэкспонент A_i , показатель экспоненты β_i и энергия активации E_i определены экспериментально. Скорости обратных реакций k_{ri} вычисляются с использованием констант равновесия.

Упрощенный механизм реакций, рассмотренный в данной работе (см. таблицу), является результатом анализа чувствительности,

Упрощенный механизм реакций

Реакции	A_i , см·с·К	β_i	E_i , кал/моль
1. $H + O_2 = O + OH$	$1,86 \cdot 10^{14}$	0	16 790
2. $H_2 + O = H + OH$	$1,82 \cdot 10^{10}$	1	8 900
3. $H_2O + O = OH + OH$	$3,39 \cdot 10^{13}$	0	18 350
4. $H_2O + H = H_2 + OH$	$9,55 \cdot 10^{13}$	0	20 300
5. $H_2O + M = H + OH + M$	$2,19 \cdot 10^{16}$	0	105 000
6. $O_2 + M = O + O + M$	$5,13 \cdot 10^{15}$	0	115 000
7. $H_2 + M = H + H + M$	$2,19 \cdot 10^{14}$	0	96 000
8. $CO + OH = CO_2 + H$	$1,29 \cdot 10^7$	1,3	-770
9. $CO + O + M = CO_2 + M$	$5,89 \cdot 10^{15}$	0	4 100
10. $CO_2 + O = CO + O_2$	$2,75 \cdot 10^{12}$	0	43 830
11. $HCO + M = H + CO + M$	$1,45 \cdot 10^{14}$	0	19 000
12. $CH_2O + M = HCO + H + M$	$3,31 \cdot 10^{16}$	0	81 000
13. $CH_2O + OH = HCO + H_2O$	$7,59 \cdot 10^{12}$	0	170
14. $CH_2O + H = HCO + H_2$	$3,31 \cdot 10^{14}$	0	10 500
15. $CH_2O + O = HCO + OH$	$5,01 \cdot 10^{13}$	0	4 600
16. $CH_4 + M = CH_3 + H + M$	$1,41 \cdot 10^{17}$	0	88 400
17. $CH_4 + H = CH_3 + H_2$	$1,26 \cdot 10^{14}$	0	11 900
18. $CH_4 + OH = CH_3 + H_2O$	$3,47 \cdot 10^3$	3,1	2 000
19. $CH_4 + O = CH_3 + OH$	$1,58 \cdot 10^{13}$	0	9 200
20. $CH_3 + O = CH_2O + H$	$1,29 \cdot 10^{14}$	0	2 000
21. $CH_3 + O_2 = CH_3O + O$	$4,79 \cdot 10^{13}$	0	29 000
22. $CH_3O + M = CH_2O + H + M$	$5,01 \cdot 10^{13}$	0	21 000

Примечание. Элементы — H, O, C, N; компоненты — H, H₂, O, O₂, OH, H₂O, CH₃, CH₄, CH₂O, CH₃O, CO, CO₂, HCO, N₂.

проведенного в [19]. Количества компонентов недостаточно для того, чтобы корректно определить время запуска, но достаточно, чтобы исследовать химическую структуру пламени в условиях затухания.

1.1. Алгоритм численного решения

Общеизвестной вычислительной проблемой при численном моделировании ударных волн и реагирующих течений является «жесткость» системы, характеризующаяся значительным изменением временных масштабов. С математической точки зрения это предполагает большие отношения между собственными значениями матрицы Якоби. Поскольку типичное время химических реакций мало по отношению к длительности конвективного переноса, необ-

ходимо применять технику разбиения по времени [20]. Процедура состоит в совместном решении уравнений одного и того же вида, таких как уравнения химической кинетики или уравнения сохранения, а затем в соединении отдельных результатов для получения полного решения. Поэтому шаг по времени при расчете конвективного переноса разбивается на более мелкие, адаптированные к вычислениям химических процессов. При расчете всех шагов по времени химической реакции источник член в уравнениях сохранения компонентов определяется по скоростям образования и исчезновения каждого компонента.

Развитый на основе этого код называется SECIBA (модель взрывов в замкнутом объеме и их взаимодействие с водяными преградами).

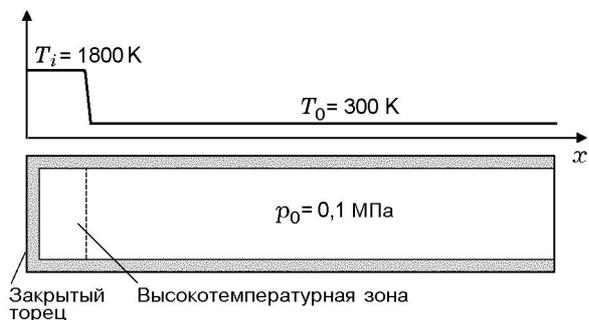


Рис. 1. Схема расчетной области и начальные условия

В данной работе он применяется при моделировании ПГД.

Законы сохранения решаются с использованием алгоритма переноса с коррекцией потока, разработанного в [20, 21]. Этот алгоритм является конечно-разностной схемой, которая обеспечивает монотонность и положительность сохраняемых величин. Поскольку схема явная, условие устойчивости Куранта — Фридрихса — Леви должно контролироваться. Схема строилась в два шага. Шаг-предиктор решает уравнения сохранения на половине шага по времени, чтобы оценить среднее давление в течение всего шага по времени. Это давление на втором шаге-корректоре используется для расчета всех зависимых переменных в конце временного шага. Уравнения химической кинетики реакций решались с использованием алгоритма CHEM2Q, развитого Янгом для решения «жестких» задач (цит. по [20, гл. 5]). Эта программа использует метод асимптотического интегрирования для уравнений с малым временным масштабом и схему Эйлера первого порядка реакций с медленными скоростями. Величина «химического шага» по времени определяется как функция теплового времени индукции, т. е. времени, необходимого для увеличения температуры смеси на 1 К. Все термодинамические свойства газовой смеси находились как функция локальной температуры и состава по библиотеке стандартных подпрограмм RG-CHEMKIN [22].

1.2. Граничные и начальные условия

Для того чтобы аккуратно отслеживать сходящиеся волны сжатия и взаимодействие между фронтом пламени и волной давления, необходимо применение алгоритма сгущения

сетки [15, 21]. В настоящих расчетах использовалась адаптивная сетка, покрывавшая ограниченную область длиной 1,5 м. Независимость некоторых результатов, таких как положение точки ПГД, от шага сетки обеспечивалась за счет оптимизации сеточного разбиения. Начальные условия задаются в виде равномерных полей давления ($p_0 = 0,1$ МПа) и состава. Массовые концентрации соответствуют стехиометрическим, а также бедным и богатым смесям водород — кислород или метан — кислород. Начальная температура в высокотемпературной зоне выше, чем температура вспышки. Поэтому самовоспламенение вызывает появление волн сжатия и горения, которые распространяются по несгоревшей смеси. Горение возникает, когда типичная скорость волны давления меньше, чем скорость волны воспламенения, поэтому фронт пламени и ударная волна разделены. Однако детонация возникает в двух различных случаях: во-первых, когда значения скоростей волн сжатия и воспламенения близки и, во-вторых, когда пик давления достаточно велик, чтобы вызвать воспламенение сжатой смеси. Начальная температура высокотемпературной зоны мало влияет на длину участка ПГД, так как эта область намного меньше, чем длина трубы. Тем не менее и начальная температура холодной газовой смеси, и температурный градиент между высокотемпературной зоной и свежей смесью влияют на длину участка ПГД, как это показано в работе [15]. В настоящей работе моделирование проведено при минимальном градиенте, необходимом для обеспечения ПГД. Начальная температура холодной газовой смеси $T_0 = 300$ К. Температура с левой стороны $T_i = 1800$ К моделирует горячую область воспламенения, как показано на рис. 1. Обнаружено, что необходимо создание градиента температуры для обеспечения перехода к детонации. В [15] сделана оценка минимального градиента ($3\,000$ К/м), необходимого для развития ПГД стехиометрической смеси H_2-O_2 при постоянном давлении $0,1$ МПа.

Для плотности, энергии и компонентов ставились отражающие граничные условия, а для импульса — антисимметричные, чтобы моделировать закрытую область канала.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРЕХОДА ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ

Типичная структура детонационной вол-

ны представляет собой ударный фронт, за которым следуют зона индукции и зона реакции; эти особенности являются почти постоянными. Выделение тепла в результате химических реакций приводит к росту температуры и уменьшению давления в зоне реакции. Зона реакции заканчивается в точке, называемой точкой Чепмена — Жуге, в которой достигается химическое равновесие и скорость равна скорости звука. Критерием, который показывает, что горение перешло в детонацию, служит достижение этой точкой стационарного состояния, определяемого теоретически предсказываемым значением давления в точке ЧЖ. Даже если химик (точка Зельдовича — Неймана — Дёринга) продолжает возрастать, значения параметров в точке ЧЖ во время детонации остаются постоянными.

При моделировании ПГД важны такие параметры, как расположение, длина участка ПГД и скорость распространения индукционной зоны, а также давление, температура и состав в точке ЧЖ.

2.1. Теоретическое исследование

На рис. 2 представлены результаты расчета параметров взрыва в постоянном объеме и для состояния Чепмена — Жуге для смесей водород — кислород и метан — кислород при $p_0 = 0,1$ МПа и $T_0 = 300$ К. Значения давления и температуры как функции концентраций изменяются в диапазоне мольной доли водорода от 30 до 85 % и мольной доли метана от 15 до 50 %. Стехиометрические концентрации изображены вертикальными штриховыми линиями. Параметры получены из равновесных расчетов с уравнением состояния идеального газа. Результаты для взрыва в постоянном объеме рассчитаны с использованием стандартной процедуры минимизации свободной энергии Гиббса.

2.2. Временная эволюция перехода

На рис. 3 показаны профили давления и температуры в различные моменты времени, иллюстрирующие развитие во времени ПГД для стехиометрической смеси $\text{CH}_4\text{-O}_2$.

Следующее за воспламенением ламинарное пламя начинает движение через несгоревший газ, генерируя волны сжатия низкой интенсивности. Локально режим горения похож

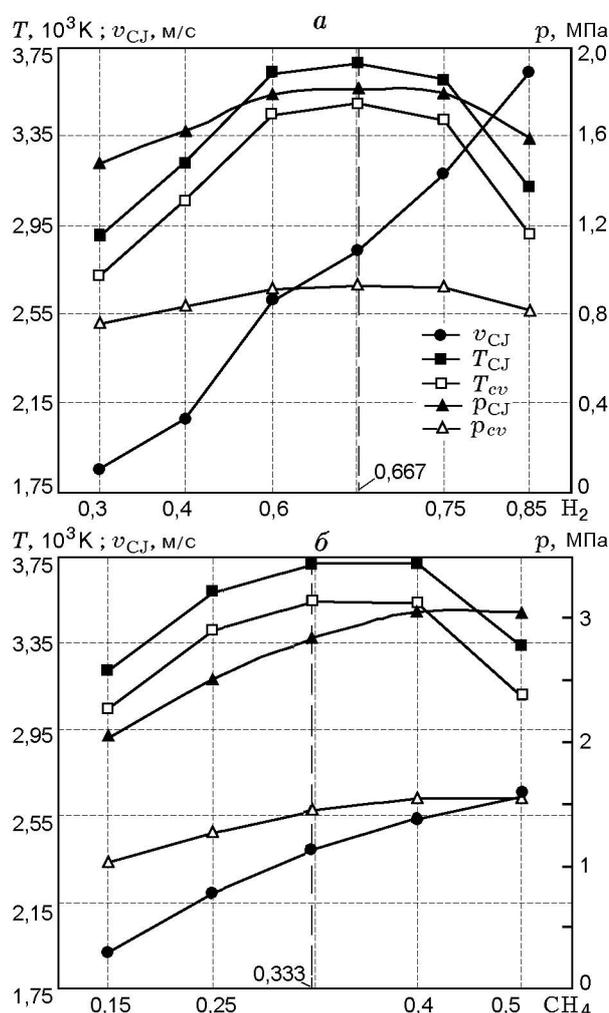


Рис. 2. Параметры детонации Чепмена — Жуге (v_{CJ} , T_{CJ} , p_{CJ}) и равновесного взрыва в постоянном объеме (T_{cv} , p_{cv}), вычисленные с использованием уравнений состояния идеального газа:

a — смесь $\text{H}_2\text{-O}_2$; *b* — $\text{CH}_4\text{-O}_2$, штриховые вертикальные линии — стехиометрия

на взрыв в постоянном объеме. Однако существует локальная скорость потока, обусловленная конвективным переносом, зависящим от градиента давления. С течением времени давление за фронтом пламени увеличивается, что приводит к ускорению потока в зоне реакции, сокращению длины зоны индукции и увеличению скорости распространения. Через 600 мкс начинает формироваться пик давления, а волны сжатия объединяются, образуя ударный фронт. После того как волна горения догоняет ударную волну, происходит переход к детонации и обе волны движутся совместно. В тот момент, когда возникает детонационная волна, форми-

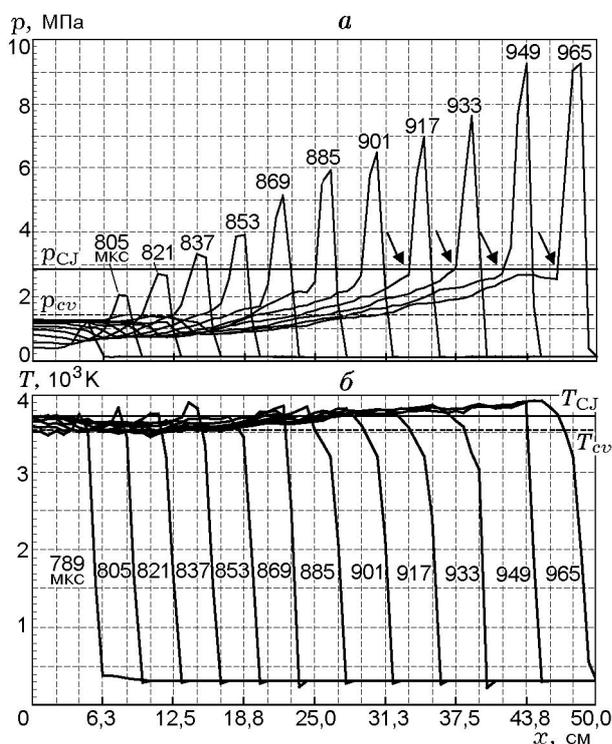


Рис. 3. Пространственная эволюция давления (а) и температуры (б) в различные моменты времени для стехиометрической смеси $\text{CH}_4\text{-O}_2$

руется вторая волна, движущаяся в обратном направлении (ретонационная волна), сжигающая остаток топлива за ударным фронтом.

Расчетные параметры взрыва в состоянии ЧЖ ($p_{CJ} = 2,83$ МПа, $T_{CJ} = 3719$ К) и в постоянном объеме ($p_{cv} = 1,43$ МПа, $T_{cv} = 3536$ К) изображены горизонтальными линиями на рис. 3. В начальной стадии область воспламенения характеризуется изобарическим поведением и низким градиентом температуры, поэтому область горения на этой стадии можно представлять как взрыв в постоянном объеме, а ее давление и температура стремятся к соответствующим значениям в постоянном объеме. На детонационной волне четко выделяется точка ЧЖ (точки указаны стрелками на рис. 3,а), давление достаточно хорошо соотносится со значениями, предсказываемыми теорией, погрешность $\approx 7\%$. Что касается температуры в точке ЧЖ, ошибка здесь еще меньше — около 3%. В то время как точка ЧЖ движется с постоянным давлением и температурой, в точке химпика Зельдовича — Неймана — Дёринга, характеризуемой макси-

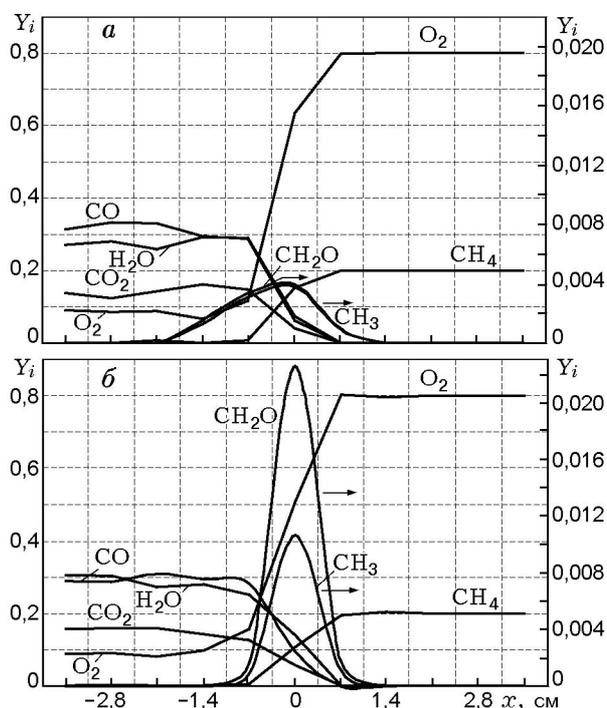


Рис. 4. Химическая структура метаноокислородного пламени:

а — горение ($t = 789$ мкс); б — детонация ($t = 869$ мкс)

мумом давления, оно продолжает непрерывно увеличиваться.

2.3. Химическая структура пламени

Интересно изучить химическую структуру пламени во время ПГД. На рис. 4 представлены результаты сравнения химической структуры пламени при горении (а) и детонации (б) для заранее перемешанной смеси метан — кислород. Начало оси абсцисс располагается на фронте пламени, который отождествляется с максимумом градиента температуры. Показаны основные компоненты, такие как метан, кислород, оксид углерода, диоксид углерода и пары воды, и неосновные — метиловый радикал и формальдегид, которые существуют только в зоне реакции*. При горении зона реакции шире, чем в условиях детонации. Значения концентраций неосновных компонентов также выше на фронте пламени.

Известно, что при горении большую роль играет химическая структура пламени, обес-

*Разрешение по оси абсцисс на рисунках увеличено для того, чтобы сравнить поведение несущественных компонентов, появление которых ограничивается окрестностью фронта пламени.

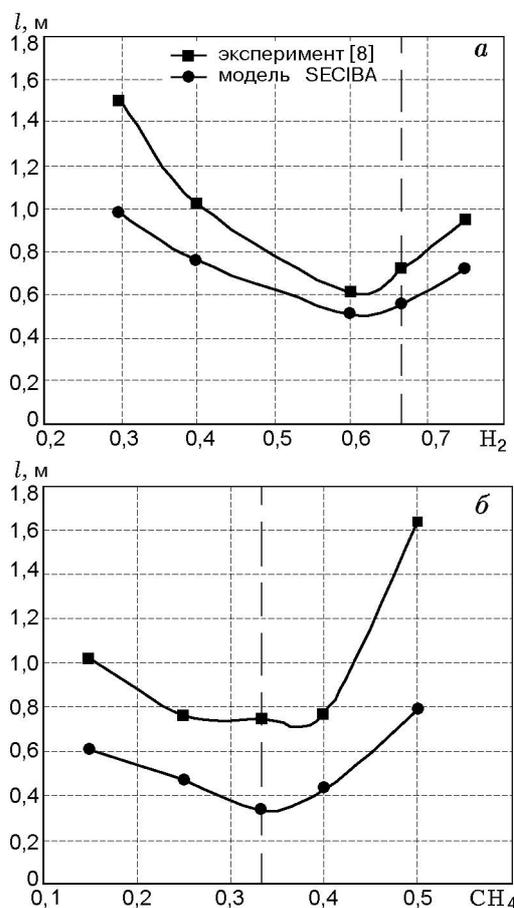


Рис. 5. Прогнозы длины участка ПГД в сравнении с данными экспериментов [8]:
 а — H_2-O_2 ; б — CH_4-O_2

печивающая его устойчивое развитие, поскольку химическая кинетика сильно зависит от состава и температуры [23]. Однако при детонации более важным представляется генерируемый тепловой поток, позволяющий сохранять сверхзвуковые условия [24]. В дальнейшем детальный механизм реакций можно будет использовать при исследовании влияния химической структуры на характеристики детонационной волны.

2.4. Параметрическое исследование

На рис. 5 представлены результаты расчета длин участка ПГД. Для верификации использовались результаты экспериментов [8]. Видно, что численная модель, как и эксперимент, чувствительна к изменению начального состава. Расчетные значения длин участка ПГД для водородных смесей, близких к стехиометрии, отличаются от экспериментальных на

$\approx 17\%$, а для бедных и богатых составов — на $\approx 25\%$. Для метаноокислородных смесей отклонение от эксперимента даже выше. В работе [8] нет информации об энергии инициирования, поэтому затруднительно проведение количественного сопоставления результатов экспериментов и модели, так как предсказываемые численной моделью длины участка ПГД очень чувствительны к энергии воспламенения.

ВЫВОДЫ

В одномерной постановке путем численного решения соответствующих уравнений сохранения и кинетики с упрощенным механизмом реакций изучено горение, возникающее от горячей точки воспламенения в ограниченной области. Исследовано взаимодействие фронта пламени и волны сжатия, обуславливающее переход от горения к детонации.

Для различных смесей H_2-O_2 и CH_4-O_2 представлены равновесные параметры взрыва в постоянном объеме и в точке Чепмена — Жу́ге. Результаты расчетов подтверждают следующую структуру детонационной волны: первоначальная область воспламенения ведет себя локально как взрыв в постоянном объеме; точки Чепмена — Жу́ге и Зельдовича — Неймана — Дёринга легко идентифицируются.

Результаты расчета длин участка перехода горения в детонацию сравниваются с известными экспериментальными данными [8]. Модель SECIBA предсказывает качественные изменения, связанные с промежуточной энергией активации, но не в состоянии точно рассчитывать длины участка перехода горения в детонацию.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и технологий Испании за поддержку этой работы (грант REN2002-1598, 70% — из Европейского регионального исследовательского фонда ERDF), а также правительству региона Кастилии и Леона за их финансовую помощь (VA035/02). Авторы благодарят проф. Барри Батлера (Университет штата Айова) за значительную поддержку в начале проведения исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bauer P. A., Dabora E. K., Manson N. Chronology of early research on detonation-wave // Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 133: Dynamics of Detonations

- and Explosions: Detonations / A. L. Kuhl, J. C. Leyer, A. A. Borisov, W. A. Sirignano (Eds). Washington, DC: AIAA, 1991. P. 3–18.
2. **Schmitt R. G., Butler P. B.** Detonation properties of gases at elevated initial pressures // *Combust. Sci. Technol.* 1995. V. 106. P. 167–193.
 3. **Shepherd J. E.** The chemical kinetics of hydrogen-air diluent detonations // *Progress in Astronautics and Aeronautics*; V. 106: Dynamics of Explosions / J. R. Bowen, J.-C. Leyer, R. J. Soloukhin (Eds). Washington, DC: AIAA, 1986. P. 263–293.
 4. **Nettleton M. A.** Gaseous Detonations, their Nature, Effects and Control. Chapman and Hall, 1987.
 5. **Westbrook C. K.** Chemical kinetics of hydrocarbon oxidation in gaseous detonations // *Combust. Flame.* 1982. V. 46. P. 191–210.
 6. **Dobratz B. M.** LLNL Explosives Handbook, Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants // Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-52997, March 1981.
 7. **Fickett W., Davis W. C.** Detonation. The Univ. of California Press, 1979.
 8. **Bollinger L. E., Fong M. C., Edse R.** Experimental measurements and theoretical analysis of detonation induction distances // *ARS Journal.* 1961. V. 31. P. 588–595.
 9. **Hinkey J. B., Bussing T. R. A., Kaye L.** Shock tube experiments for the development of a hydrogen-fueled pulse detonation engine // AIAA Paper N 95-2578. 1995.
 10. **Kailasanath K., Oran E. S., Boris J. P., Young T. R.** Determination of detonation cell size and the role of transverse waves in two-dimensional detonations // *Combust. Flame.* 1985. V. 61. P. 199–209.
 11. **Brüls H. K., Lefebvre M. H., Berghmans J.** On derivations from ideal Chapman—Jouguet detonation velocity // Twenty-Fifth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1994. P. 37–44.
 12. **Smirnov N. N., Panfilov J. J.** Deflagration to detonation transition in combustible gas mixtures // *Combust. Flame.* 1995. V. 101. P. 91–100.
 13. **Oppenheim A. K., Manson N., Wagner H. G. G.** Recent progress in detonation research // *AIAA Journal.* 1963. V. 1. P. 2243–2252.
 14. **Lee J. H. S.** Dynamics parameters of gaseous detonations // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1984. V. 16. P. 311–336.
 15. **Weber H. J., Mack A., Roth P.** Combustion and pressure wave interaction in enclosed mixture initiated by temperature nonuniformities // *Combust. Flame.* 1994. V. 97. P. 281–295.
 16. **Bauer P. A., Presles H. N., Dunard M.** Detonation characteristics of gaseous methane-oxygen-nitrogen mixtures at extremely elevated initial pressures // *Progress in Astronautics and Aeronautics*; V. 133: Dynamics of Detonations and Explosions: Detonations / A. L. Kuhl, J. C. Leyer, A. A. Borisov, W. A. Sirignano (Eds). Washington, DC: AIAA, 1991. P. 56–62.
 17. **He L., Calvin P.** Critical conditions for detonation initiation in cold gaseous mixtures by nonuniform hot pockets of reactive gases // 24th Symp. on Combustion. 1992. P. 1861–1867.
 18. **Bielert U., Sichel M.** Numerical simulation of premixed combustion processes in closed tubes // *Combust. Flame.* 1998. V. 114. P. 397.
 19. **Warnatz J., Maas U., Dibble R. W.** Combustion. Springer, 1996.
 20. **Oran E. S., Boris J. P.** Numerical Simulation of Reactive Flow. New York: Elsevier, 1987.
 21. **Gross R. J., Baer M. R.** ETBFCT A Solver for One-Dimensional Transport Equations // Sandia National Laboratories Report N SAND85-1273. 1985.
 22. **Schmitt R. G., Butler P. B., French N.** Chemkin Real Gas: A Fortran Package for the Analysis of Thermodynamics and Chemical Kinetics in High Pressure Systems // University of Iowa Report N UIIME-PBB 93-006. 1993.
 23. **Bechtold J. K., Law C. K.** Extinction of premixed methane-air flames with reduced reaction mechanism // *Combust. Sci. Technol.* 1994. V. 100. P. 371–378.
 24. **Thomas G. O., Edwards M. J., Edwards D. H.** Studies of detonation quenching by water sprays // *Combust. Sci. Technol.* 1990. V. 71. P. 233–245.

Поступила в редакцию 8/IV 2004 г.