

УДК 536.46

ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ, САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ДЕТОНАЦИЯ

Д. Брэдли¹, М. Лоуэс¹, М. Мансоур²¹Школа машиностроения, Университет Лидса, LS2 9JT Лидс, Великобритания, d.bradley@leeds.ac.uk²Университет науки и технологий короля Абдуллы, Саудовская Аравия

Измерения во взрывных бомбах с вентиляторными мешалками показали, что скорость турбулентного горения первоначально линейно растет при увеличении скорости вращения лопаток и среднеквадратичных значений турбулентных пульсаций скорости. Затем зависимость изгибается и выходит на плато высоких значений, соответствующих максимальной скорости горения. При дальнейшем увеличении скорости вращения лопаток возможно полное гашение пламени за счет увеличения числа очагов гашения вследствие интенсивного растяжения пламени. Чем больше число Маркштейна, тем легче происходит гашение. Проведен одномерный анализ распространения пламени вдоль канала, закрытого с одного конца, с учетом и без учета препятствий, увеличивающих турбулентность. Пламя инициируется у закрытого конца длинного канала. В силу механизма обратной связи для турбулентного горения пламя ускоряется, создавая впереди себя ударную волну, и достигает максимальной для данной смеси скорости турбулентного горения. Смесь, ограниченная стенками, сжимается между пламенем и плоскостью ударной волны до точки, где возможно самовоспламенение, что может сопровождаться переходом дефлаграции в детонацию. Максимальная интенсивность ударной волны достигается при максимальной скорости турбулентного горения, что и определяет предел самовоспламенения смеси. В более реакционноспособных смесях самовоспламенение может произойти при скоростях турбулентного горения ниже максимальных. Самовоспламенение может сопровождаться квази- или полностью развитой детонацией. Обсуждаются вопросы устойчивости возникающей детонации, а также условия ее возможного срыва.

Ключевые слова: турбулентное горение, самовоспламенение, детонация, гашение.

ВВЕДЕНИЕ

При переходе дефлаграции в детонацию в канале, закрытом с одного конца, в силу турбулентного механизма обратной связи турбулентное пламя ускоряется [1]. Турбулентность может развиваться естественным образом, под воздействием нарастающего турбулентного пограничного слоя, или значительно быстрее за счет наличия препятствий, таких как установленные поперек потока цилиндры [2] или спираль Шелкина [3]. В конечном счете при достаточной длине трубы скорость турбулентного горения u_t достигает максимального значения u_{tm} , которое зависит от состава смеси. Наличие максимального значения обусловлено тем, что, несмотря на возросшую из-за увеличения турбулентности морщинистость пламени, локальные повышения скорости растяжения пламени приводят к гашению. Значение u_t

позволяет определить для данной смеси интенсивность ударной волны, генерируемой в реактенте вследствие увеличения скорости газа впереди пламени при расширении газообразных продуктов горения. Предельный состав, при котором реагирующие компоненты, находящиеся между ударной волной и фронтом пламени, еще могут самовоспламениться, зависит от того, достигает ли скорость турбулентного горения максимума (u_{tm}) [4]. Меньшие ее значения не обеспечивают самовоспламенения. Таким образом, достижение u_{tm} является необходимым условием самовоспламенения предельных смесей. Самовоспламенение более реакционноспособных смесей возможно при скоростях u_t , значительно меньших u_{tm} .

Эксперименты в бомбах с вентиляторными мешалками показали, что локализованные гашения пламени и скорость u_{tm} зависят от чисел Льюиса или Маркштейна, которые входят в выражения для скорости деформации и ламинарной скорости горения смеси, и от числа Карловица, которое определяет фактор растяжения [5]. Исходя из этого ключевым теорети-

© D. Bradley¹, M. Lawes¹, M. Mansour², 2012.

¹School of Mechanical Engineering, University of Leeds, LS2 9JT, UK. ²King Abdullah University of Science and Technology, Saudi Arabia.

ческим шагом является получение выражения для u_{tm} . В сочетании со стационарной одномерной теорией ударных волн это позволит получить соответствующие температуры и давления в ударной волне [4]. При таком подходе отношения температур и давлений на скачке в конечном счете выражаются через скорость u_{tm} , нормированную на скорость звука в холодной смеси перед ударной волной. Произойдет ли самовоспламенение или нет, зависит в первую очередь от времени задержки самовоспламенения смеси при температуре и давлении ударной волны. Характер всех локализованных переходов к детонации определяется критерием Зельдовича [6] и временем воздействия интенсивности тепловыделения.

Аналитические подходы ограничены малым количеством данных по ламинарной скорости горения, числу Маркштейна и времени задержки самовоспламенения, приемлемых в области высоких температур и давлений. Кроме того, трудно получить данные по затуханию турбулентного пламени для реагирующих смесей. Однако, как правило, для изучения предельных режимов детонации представляют интерес менее реакционноспособные смеси. Детали перехода к детонации не могут быть предсказаны в рамках одномерного анализа. Тем не менее разработаны критерии, с одной стороны, сильного воспламенения с устойчивой детонацией, с другой — слабого воспламенения с неустойчивой детонацией.

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ВДОЛЬ ТРУБЫ

Схема исследования процесса самовоспламенения в канале показана на рис. 1. Пламя, инициируемое в закрытом конце длинного канала, ускоряется по турбулентному механизму обратной связи, создавая впереди себя ударную волну. Благодаря этому и ограничивающим стенкам, смесь может сжиматься между пламенем и плоскостью ударной волны до состояния самовоспламенения, реализация которого

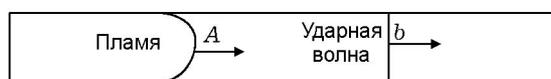


Рис. 1. Генерация ударной волны пламенем: между пламенем и ударной волной происходит «взрыв во взрыве»

дает начало детонации. Весь этот процесс называют переходом дефлаграции в детонацию. Согласно одномерной стационарной теории [4] скорость турбулентного горения связана с интенсивностью лидирующей ударной волны перед самовоспламенением. В теории необходимо выразить скорость турбулентного горения, среднюю скорость газа впереди пламени, отношение давлений, отношение температур и скоростей газа на ударной волне, время задержки самовоспламенения смеси как функции давления и температуры. Условия вверх по потоку от фронта ударной волны обозначены в статье индексом 1, непосредственно за ударной волной — индексом 2. Отношение скорости распространения пламени S_f к скорости горения u_t задается формулой

$$S_f/u_t = (A/b)\sigma. \quad (1)$$

Здесь b — площадь поперечного сечения канала, A — площадь фронта пламени, соответствующая скорости u_t , σ — отношение плотности исходного газа к плотности прореагировавшего газа при горении с постоянным давлением p_2 [4].

Для расчета условий на ударной волне удобно использовать безразмерный параметр c , характеризующий безразмерное объемное расширение при горении с повышенной температурой T_2 и давлением p_2 за ударной волной [4]:

$$c = \frac{A}{b} \frac{u_t}{a_1} (\sigma - 1) \frac{\gamma + 1}{2}. \quad (2)$$

Первые три члена в правой части включают в себя продольную скорость газа перед фронтом пламени, отнесенную к a_1 — скорости звука в холодной смеси перед фронтом ударной волны, γ — отношение теплоемкостей в ударной волне. Для каналов прямоугольного сечения в [7] на основе шпирен-изображений получена оценка $A/b = 1.44$. В каналах с поперечными препятствиями из цилиндрических стержней $A/b \approx 3.5$ [4]. Относительная скорость газовых реагентов в направлении ударной волны u_1 численно равна скорости распространения ударной волны вдоль канала, поскольку газ перед фронтом покоится, а число Маха $M_1 = u_1/a_1$ определяется по формуле [4]

$$M_1 = c/2 + (1 + c^2/4)^{1/2}. \quad (3)$$

Нормированная теоретическая скорость турбулентного пламени находится в соответствии с [4]:

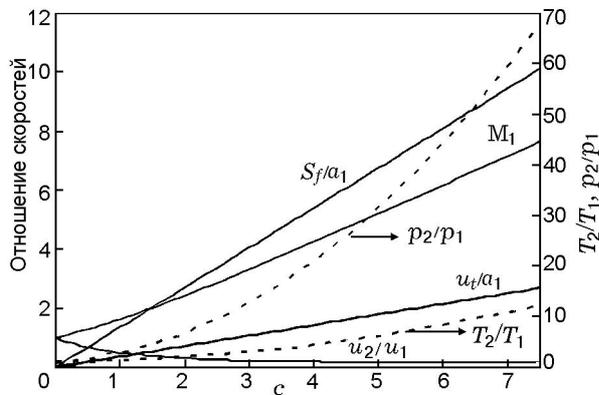


Рис. 2. Отношения скоростей, температур и давлений на ударной волне, полученные из одномерной теории, при $\gamma = 1.4$:

$\sigma = 2.62$ для S_f/a_1 и u_t/a_1 ; $A/b = 1.44$ для u_t/a_1

$$\frac{S_f}{a_1} = \frac{2\sigma c}{(\sigma - 1)(\gamma + 1)}. \quad (4)$$

Выражения для p_2/p_1 , T_2/T_1 и u_2/u_1 в плоской волне (u_2 — скорость газа относительно ударной волны в направлении к пламени и от ударного скачка) представлены в [4] в терминах γ и M_1 . Эти три отношения, а также M_1 показаны на рис. 2 при $\gamma = 1.4$. На рисунке приведены также отношения u_t/a_1 и S_f/a_1 , полученные по уравнениям (2) и (4) при $\sigma = 2.62$, что соответствует условиям [7], как и $A/b = 1.44$.

2. СКОРОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ

2.1. Факторы, влияющие на максимальное значение скорости

Измерение скорости турбулентного горения во взрывных бомбах с вентиляторными мешалками показывает, что первоначально она возрастает линейно со среднеквадратичным значением турбулентной скорости u' [5, 8]. Затем наблюдаются изгиб в ходе кривых и выход на плато высоких значений u_t . Далее, когда скорость вращения лопаток становится достаточно высокой, скорость турбулентного горения падает. Увеличение скорости вращения лопаток приводит к росту локализованных гашений пламени из-за большой скорости его растяжения, пока пламя полностью не затухнет. Как установлено в [5], чем больше число Льюиса, тем лучше пламя подготовлено к тушению. Если смесь имеет относительно высокую скорость ламинарного горения u_l , не всегда удается достичь достаточно высоких значений u' ,

чтобы погасить пламя. Среди водородовоздушных смесей только бедные могут быть погашены таким способом [9]. Это не является обязательным ограничением в данном контексте, поскольку часто существует некоторая неопределенность относительно того, будет ли конкретная смесь самовоспламеняться и детонировать; в наибольшей степени это касается слабореагирующих смесей, находящихся на границе самовоспламенения. Однако поскольку повышение турбулентности в бомбе с вентиляторной мешалкой в конечном итоге уменьшает скорость горения и скорость распространения пламени до точки гашения, значения этих параметров будут близки к максимально достижимым в смеси в силу механизма обратной связи, действующего при распространении пламени вдоль канала.

Измеренные значения u_t/u' и начало погашения пламени были выражены через множитель растяжения Карловица Ka и число Маркштейна степени деформации смеси Ma_{sr} [9]. Число Карловица представляет собой отношение химического времени и времени жизни вихрей:

$$Ka = \frac{\delta_l u'}{u_l \lambda}, \quad (5)$$

где $\delta_l = \nu/u_l$ — толщина ламинарного пламени, ν — кинематическая вязкость. Обратной величиной для u'/λ является «вихревое» время — среднеквадратичная скорость деформации, где λ — тейлоровский масштаб длины. Турбулентное число Рейнольдса, определенное по этому масштабу, связано с числом Рейнольдса, определенным по часто используемому масштабу интегральной длины L , формулой $Re_\lambda = 4Re_L^{1/2}$. Нетрудно показать, что [10]

$$Ka = 0.25(u'/u_l)^2 Re_L^{-0.5}. \quad (6)$$

Типичные экспериментальные отношения u_t/u_l в зависимости от числа Ka представлены на рис. 3. Данные получены для этаноловоздушной смеси с коэффициентом избытка топлива 0.8 при $Ma_{sr} = 4$, с начальным давлением 0.5 МПа и начальной температурой 358 К, соответствующими измерениям [11]. Изображенные точки — результат осреднения по пяти взрывам. Явно однородное плато высоких значений u_t/u_l , близких к максимальному значению $(u_t/u_l)_m$, находится

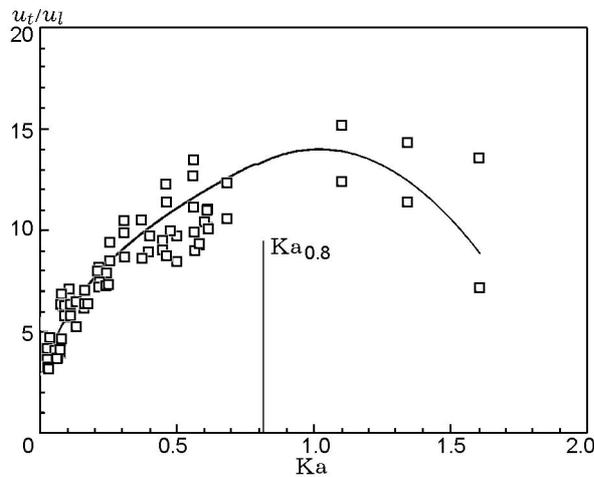


Рис. 3. Установление гашения пламени в бедной этаноловоздушной смеси при $Ma_{sr} = 4$

примерно в диапазоне $Ka = 0.75 \div 1.25$. При росте Ka флуктуации u_t/u_l возрастали, а при большем слиянии флеймлетов (микропламен) наблюдалось быстрое падение этих величин и все более возрастающее затухание пламени вплоть до полного его гашения. Возможность того, что пламя, однажды возникнув, будет распространяться, определялась в серии экспериментов с одинаковыми условиями в бомбе с вентиляторной мешалкой при увеличении скорости ее вращения до точки гашения пламени. Исследовались смеси CH_4 , C_3H_8 и изооктана с воздухом, а также очень бедные водородовоздушные смеси в диапазоне давлений $0.1 \div 1.5$ МПа при комнатной температуре [9].

Полученные результаты и анализ данных измерения u_t/u_l в бомбах с вентиляторными мешалками показывают, что максимальные значения u_t/u_l достигаются в том случае, когда для первоначально установившегося при взрыве пламени вероятность дальнейшего распространения составляет $Ka \approx 0.8$ (далее обозначено $Ka_{0.8}$). Величина $Ka_{0.8}$ может быть выражена через число Ma_{sr} :

$$Ka_{0.8}(Ma_{sr} + 4)^{1.8} = 34.4 \quad (7)$$

при $-3.0 \leq Ma_{sr} \leq 11.0$.

Для взрыва этанола в воздухе соотношение (7) дает значение $Ka_{0.8} = 0.81$, которое на рис. 3 лежит в пределах плато значений u_t/u_l , близких к $(u_t/u_l)_m$. Является ли в общем случае верным тот факт, что значения u_t/u_l при $Ka_{0.8}$ близки к $(u_t/u_l)_m$, проверено измерением значений Ka на нижней и верхней границах плато

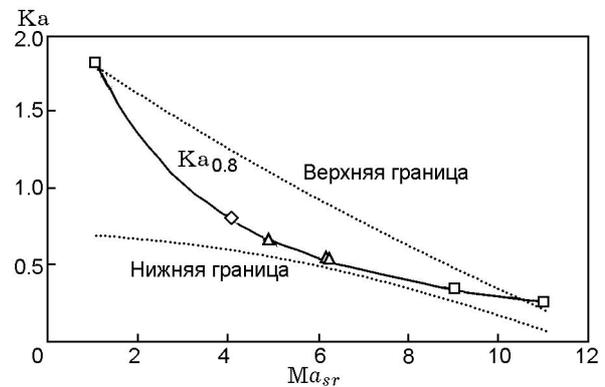


Рис. 4. Экспериментальные верхние и нижние значения Ka в зависимости от числа Ma_{sr} , между которыми значения u_t/u_l близки к максимальным:

треугольники — пропановоздушная смесь [4], квадраты — смесь изооктана с воздухом [4], ромб — этаноловоздушная смесь; толстая кривая — уравнение (7)

для смесей с различными числами Ma_{sr} . Зависимости предельных значений Ka от Ma_{sr} на двух границах изображены на рис. 4 пунктирными линиями. На рисунке приведены также результаты расчета по уравнению (7) и экспериментальные данные [4]. Из рис. 4 видно, что в исследуемом диапазоне Ma_{sr} значения $Ka_{0.8}$ находятся между нижней и верхней границами плато. Следовательно, значения u_t/u_l при $Ka_{0.8}$ близки к $(u_t/u_l)_m$. Интересно, что нижняя граница плато меньше зависит от Ma_{sr} , чем верхняя. Возможно, это связано с увеличением скорости горения в растянутых ламинарных микропламенах при более низких значениях Ma_{sr} . Возрастание значений Ka на верхней границе при уменьшении Ma_{sr} , вероятно, происходит из-за увеличения скорости растяжения для гашения пламени [10].

2.2. Определение $(u_t/u_l)_m$

Подход в [4] базировался в значительной степени на теоретическом анализе работы [10]. Применяемый здесь подход использует результаты обработки экспериментальных данных по скорости турбулентного горения, полученных для многих видов топлива в широком диапазоне коэффициента избытка топлива при давлениях до 3 МПа. Выбранная средняя поверхность пламени, связанная с u_t , позволяла определить массовую скорость горения при умножении на u_t и плотность несгоревшей смеси.

Значение u_t находили из формулы [11, 12]

$$u_t/u' = \alpha \text{Ka}^\beta, \quad (8)$$

в которой константы α и β можно рассчитать по выражениям первого порядка относительно числа Ма. Точнее, значения α и β даны для положительных и отрицательных значений Ма в следующем виде [12]:

$$\alpha = \begin{cases} 0.022(30 - \text{Ma}_{sr}) & \text{для } \text{Ma}_{sr} > 0, \\ 0.0311(30 - \text{Ma}_{sr}) & \text{для } \text{Ma}_{sr} < 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$\beta = \begin{cases} 0.0105(\text{Ma}_{sr} - 30) & \text{для } \text{Ma}_{sr} > 0, \\ -0.0075(\text{Ma}_{sr} + 30) & \text{для } \text{Ma}_{sr} < 0. \end{cases}$$

В тех случаях, когда генерируется турбулентность пламени, достаточная для достижения $(u_t/u_l)_m$, значение u' , в отличие от ситуации в бомбе с вентиляторной мешалкой, не может быть увеличено в дальнейшем, иначе это приведет к уменьшению u_t , а следовательно, и u' по механизму обратной связи.

Перепишем уравнение (6) в форме, содержащей u_t :

$$\frac{u_t}{u_l} = \frac{u_t}{u'} \left[\frac{\text{Ka}}{0.25} \left(\frac{u_l L}{\nu} \right)^{1/2} \right]^{2/3}. \quad (10)$$

Значения $\text{Ka}_{0.8}$ определяются из уравнения (7) при соответствующих числах Ma_{sr} за ударной волной в смеси. Подставляя их в формулы (8) и (9), находим u_t/u' при $(u_t/u_l)_m$. По известным

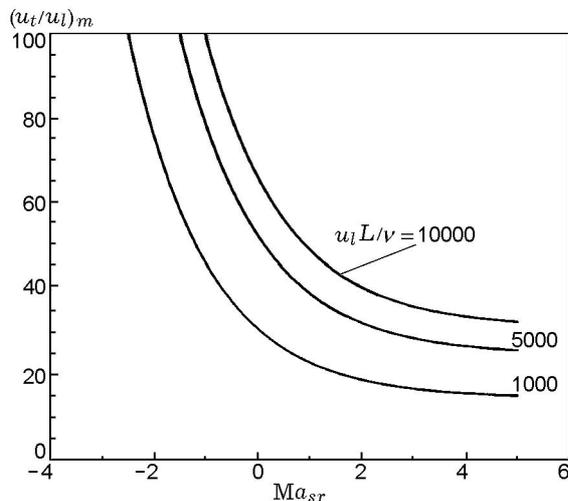


Рис. 5. Зависимость экспериментальных значений $(u_t/u_l)_m$ от параметров Ma_{sr} и $u_l L/\nu$

значениям u_l и ν для смеси определяем $u_l L/\nu$ при заданном значении L . Тогда $(u_t/u_l)_m$ можно найти по формуле (10). Эти значения представлены на рис. 5 в зависимости от числа Ma_{sr} при $u_l L/\nu = 1000, 5000$ и 10000 . Видно, что $(u_t/u_l)_m$ увеличиваются при малых числах Ma_{sr} , особенно отрицательных, и при высоких значениях $u_l L/\nu$. Следует, однако, отметить, что данные рис. 5 выходят за пределы исходных экспериментальных соотношений.

3. ТУРБУЛЕНТНАЯ СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ, ИНТЕНСИВНОСТЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ

Как видно из рис. 2, отношения давлений и температур на ударной волне определяются через u_t/a_1 . Его максимальное значение, обозначаемое $(u_t/a_1)_m$, можно найти из произведения $(u_t/u_l)_m(u_l/a_1)$ при известном u_l/a_1 и значениях $(u_t/u_l)_m$, выраженных как на рис. 5. Из приведенных на рис. 2 значений u_t/a_1 и заданных значений σ и A/b можно получить оценку максимально достижимых отношений давлений $(p_2/p_1)_m$ и температур $(T_2/T_1)_m$ в зависимости от Ma_{sr} и $u_l L/\nu$. Результаты приведены на рис. 6 при $u_l/a_1 = 0.001$ и различных значениях $u_l L/\nu$. На рис. 7 показаны эти отношения на ударной волне $u_l L/\nu = 1000$ и при

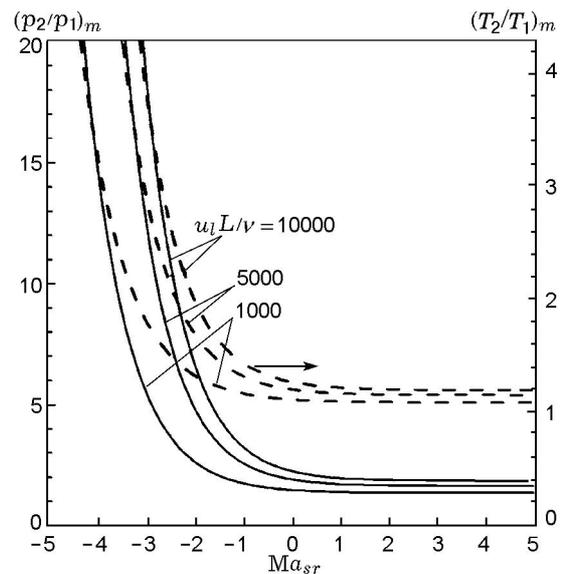


Рис. 6. Максимальные отношения давлений (сплошные линии) и температур (штриховые линии) на ударной волне при различных значениях Ma_{sr} и $u_l L/\nu$ ($u_l/a_1 = 0.001$, $\sigma = 4$, $A/b = 3.5$)

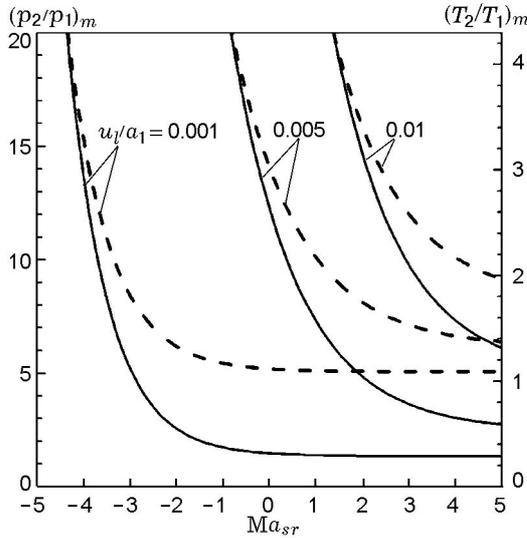


Рис. 7. Максимальные отношения давлений (сплошные линии) и температур (штриховые линии) на ударной волне при различных значениях Ma_{sr} и u_1/a_1 ($u_1L/\nu = 1000$, $\sigma = 4$, $A/b = 3.5$)

различных значениях u_1/a_1 . Для обоих рисунков $\sigma = 4$, $A/b = 3.5$.

На рис. 6 и 7 видно, что отношения $(p_2/p_1)_m$ и $(T_2/T_1)_m$ увеличиваются при уменьшении числа Ma_{sr} и росте отношений u_1L/ν и u_1/a_1 . Практически увеличение u_1L/ν и u_1/a_1 подразумевает высокие значения u_1 и L . Последнее предполагает большой размер трубы, что также позволяет обеспечить в канале критический размер детонационных ячеек.

Использование максимальных значений $(u_t/u_1)_m$, $(p_2/p_1)_m$ и $(T_2/T_1)_m$ важно для определения предельных условий самовоспламенения. Это продемонстрировано в [4] для смесей CH_4 — воздух и H_2 — воздух. Для более реакционноспособных смесей самовоспламенение возможно при $u_t/u_1 < (u_t/u_1)_m$. В таких случаях анализ противоположный. Отправной точкой служат значения p_2 и T_2 , при которых время индукции является достаточно коротким, чтобы самовоспламенение произошло до того, как сжатые в ударной волне реагенты будут поглощены пламенем, или же при которых скорость распространения пламени достигает скорости Чепмена — Жуге [13]. Тогда из рис. 2 можно определить значение u_t/a_1 , которое требуется для обеспечения отношений давлений и температур, необходимых для самовоспламенения.

4. ПЕРЕХОД ОТ САМОВОСПЛАМЕНЕНИЯ К ДЕТОНАЦИИ

4.1. Самовоспламенение в горячих точках

На практике процесс самовоспламенения и перехода к квазидетонации либо к самоподдерживающейся детонации более сложен. Реагирующая смесь неоднородна и очень чувствительна к локализованным «горячим точкам», характеризуемым градиентом растущей реакционной способности [6]. Сложный характер перехода к детонационной волне виден из высокоскоростных шпирен-фотографий, приведенных в основополагающей работе [7]. Например, локализованное самовоспламенение внутри пограничного слоя у стенки трубы может создавать локализованную ударную волну, которая, что важно, инициирует раннее самовоспламенение. Затем фронт самовоспламенения распространяется с большей скоростью, чем турбулентное пламя, и охватывает реагирующие компоненты до проникновения в лидирующую ударную волну и формирования самоподдерживающейся детонации. В то же время это порождает поперечные волны и создает трехволновые взаимодействия. Рассмотрим более детально самовоспламенение в горячих точках.

Интенсивность волны давления, генерируемой в отдельной сферической горячей точке, определяется скоростью распространения фронта самовоспламенения относительно несгоревшей смеси u_a , которая рассчитывается по формуле

$$u_a = \frac{dr}{d\tau_i}, \quad (11)$$

где r — расстояние в направлении градиента, τ_i — время индукции. Будем предполагать, что смесь однородна, а неоднородности возникают исключительно из-за градиентов температуры. Отсюда

$$u_a = \left(\frac{dT}{dr}\right)^{-1} \left(\frac{d\tau_i}{dT}\right)_p^{-1}. \quad (12)$$

Для удобства использования введем безразмерный параметр

$$\xi = \frac{a}{u_a} = a \left(\frac{dT}{dr}\right) \left(\frac{d\tau_i}{dT}\right)_p, \quad (13)$$

где a — скорость звука в исходной смеси. Как показано в [14], амплитуда волны давления,

связанной с самовоспламенением, отнесенная к среднему давлению, составляет порядка ξ^{-2} . Значения $(d\tau_i/dT)_p$ при заданных p и T удобно выразить через локальную энергию активации E глобальной реакции:

$$\left(\frac{d\tau_i}{dT}\right)_p = -\tau_i \frac{E}{RT^2}. \quad (14)$$

Для близких к единице значений ξ волна давления является сильной и скорость распространения самовоспламенения резонирует со звуковой скоростью. Волна химической реакции соединяется со звуковой волной, усиливая ее, и в дальнейшем превращается в локализованную развивающуюся детонацию, которая необязательно распространяется за пределы горячей точки. Этот режим обычно ассоциируется с низкими значениями τ_i , E/R и dT/dr .

Время пребывания звуковой волны в горячей точке радиуса r_0 составляет примерно r_0/a . Продолжительность тепловыделения измеряется временем возбуждения реакции τ_e [мкс] [15]. Оно характеризуется другой глобальной энергией активации, отличной от связанной с τ_i [мс] в уравнении (14) [16]. Увеличение амплитуды импульса давления при преобразовании химической энергии в энергию звуковой волны можно приближенно оценить, выразив следующим образом число возбуждений [16, 17], которые могут произойти в горячей точке за время ее существования r_0/a :

$$\varepsilon = r/a\tau_e. \quad (15)$$

Прямое численное моделирование самовоспламенения и развития детонации в отдельных горячих точках включало в [16, 17] расчеты τ_i и τ_e с детальной химической кинетикой, что позволило определить ξ и ε в широком диапазоне условий. Некоторые результаты моделирования в терминах ξ и ε показаны на рис. 8. Как указывалось выше, развитие детонации зависит не только от ξ , но и от ε . На рисунке показаны пределы ξ_u и ξ_l (верхний и нижний) развивающегося детонационного режима. Они образуют «полуостров» с удлиненным выступом. В области этого «полуострова» детонация может развиваться внутри горячей точки, но необязательно продолжается за ее пределы. Как установлено в [18], для выхода детонации за пределы единичной горячей точки необходимы значения ξ , близкие к единице, и высокие значения ε .

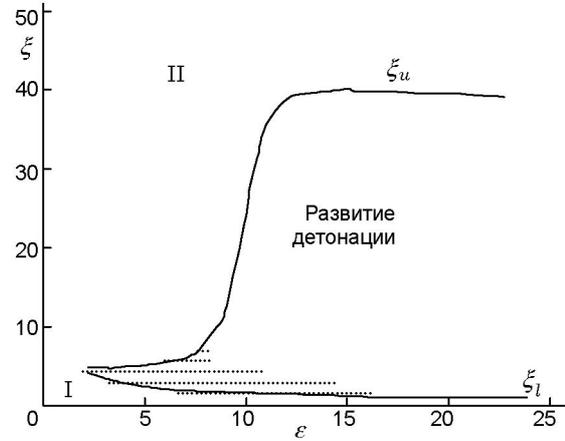


Рис. 8. Режимы самовоспламенения в отдельных горячих точках:

ξ_u и ξ_l — границы «полуострова», соответствующего развитию детонации внутри горячей точки, I — режим сверхзвукового распространения волны, II — дозвукового; заштрихованная горизонтальными пунктирными линиями область — режим сильного воспламенения

За пределами «полуострова» находятся режимы сверхзвуковых и дозвуковых скоростей распространения волн самовоспламенения (соответственно области I и II на рис. 8). Мгновенный тепловой взрыв представлен близкими к нулю значениями ξ вне «полуострова». В этом режиме при $\xi < 1$ скорость волны реакции выше скорости звуковой волны и между ними нет связи, а максимальная степень роста давления меньше, чем при детонации.

4.2. Квазидетонация и развитая детонация

При высоком уровне турбулентности, создаваемой поперечными цилиндрическими или другими препятствиями, первоначальные горячие точки самовоспламенения могут не сгенерировать ударные волны, достаточно сильные для устойчивой детонации [2, 19]. Возникает стохастический режим, промежуточный между турбулентным пламенем и развитой детонацией. Этот режим квазидетонации обладает характеристиками обоих соседствующих явлений. Генерируются ударные волны, которые взаимодействуют с пламенем, общая скорость пламени высока, но меньше скорости Чепмена — Жуге. Пламя затухает и вновь реиницируется, развиваются распространяющиеся волны самовоспламенения, и некоторые из них,

опираясь на отраженные ударные волны, переходят в детонацию, которая может затухнуть.

Пульсации давления, возникающие из-за таких гашений и реинициирований пламени и детонации, могут быть ослаблены дифракцией на препятствиях [2]. Непосредственно за этим режимом «появляется детонация, когда местные условия в непрореагировавшей среде позволяют образоваться спонтанной волне, переходящей в ударную волну, которая достаточно сильна, чтобы стать детонацией, распространяющейся за пределы градиента» [19]. Даже в отсутствие полностью развитой детонации квазидетонационный режим может иметь высокую скорость пламени и сильные ударные волны, характеризующиеся значительными колебаниями давления, и быть, таким образом, очень разрушительным.

Существует множество сценариев образования стационарных детонационных волн. Если детонация установилась, ее целостности угрожает нарушение связи между лидирующей ударной волной и последующей химической реакцией. На основе одномерного анализа можно предсказать, когда происходят самовоспламенение и детонация, но не детали соответствующего процесса. На самом деле одномерная плоская детонация неустойчива по отношению к поперечным волнам, которые неизбежно генерируются. Она стабилизируется только путем создания сложных трехмерных структур, в которых поперечные волны взаимодействуют с лидирующей ударной волной. Ударные волны отражаются от стенок, и на пересечении падающей и отраженной волн формируются тройные точки. По мере удаления пересечений от стенки образуются ножки Маха. Дорожки интенсивного сгорания вблизи тройной точки формируют ячеистую структуру. Отражения ударных волн служат причиной того, что фронт лидирующей ударной волны довольно сильно пульсирует в направлении распространения с чередованием сильных ножек Маха и слабых падающих волн. Несмотря на эти сложности, в конечном итоге достигаются скорость и равновесное состояние Чепмена — Жуге, и стохастически устойчивое одномерное представление детонационных волн [20] кажется вполне допустимым.

4.3. Устойчивость и срыв детонации

Самовоспламенение и последующее развитие детонации рассматривались для двух

противоположных механизмов: один касается сильного взрыва, другой — слабого многоочечного взрыва [21, 22]. Сильный взрыв характеризуется практически мгновенным установлением непрерывного фронта давления при малых значениях как $(d\tau_i/dT)_p$, так и ξ . Слабый взрыв характеризуется более медленным ростом горячих точек, разбросанных по области, и большими значениями $(d\tau_i/dT)_p$ и ξ . Более того, в случаях слабого или умеренного инициирования существует достаточно равномерная согласованность в пульсациях давления, когда τ_i/τ_e является переменной и большой величиной. Это связано с тем, что при больших значениях τ_i/τ_e пульсации мощности отдельных горячих точек распределены уже не так равномерно, а выделение тепла происходит быстро, что приводит к неустойчивости в зоне реакции [23]. Из рис. 8, построенного для отдельной горячей точки, видно, что сильная и устойчивая детонация обеспечивается малыми (хотя и не равными нулю) значениями ξ и ε . В пределах «полуострова» режим сильного воспламенения связан с удлиненным выступом в области значений $\varepsilon \approx 8 \div 2$ (или даже меньше) и $\xi = 2 \div 7$ (на рисунке эта область заштрихована горизонтальными пунктирными линиями).

Произведение $(E/R)(\tau_i/\tau_e)$ обеспечивает критерий устойчивости установившейся детонации [24, 25]. Это обусловлено тем, что при увеличении E/RT из-за чувствительности τ_i к температуре (см. формулу (14)) зона реакции начинает отрываться от ударной волны и скорость волны опускается ниже значения в точке Чепмена — Жуге [26, 27]. Кроме того, при возрастании τ_i/τ_e , как уже говорилось, развивается неустойчивость в зоне реакции. Очевидно, меньшие значения $(E/R)(\tau_i/\tau_e)$ ассоциируются с более устойчивой детонацией, а большие значения — с неустойчивой. Из уравнений (13)–(15) следует

$$\frac{E}{RT} \frac{\tau_i}{\tau_e} = -(\xi\varepsilon) \left(\frac{d \ln T}{dr} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Последний член — обратная величина градиента реактивности. Уравнение показывает, что существует связь между предложенным критерием слева и настоящим критерием для сильного воспламенения и устойчивости, основанным на низких значениях ξ , ε , соответствующих выступу на рис. 8. В этом режиме сильного воспламенения при низких значениях E/RT

и близких к единице значениях ξ детонационный фронт выглядит плоским, устойчивым и одномерным. Поперечные волны достаточно сильны, чтобы наряду с тройными точками, формировать регулярные ячеистые структуры [27, 28]. Тем не менее эти поперечные волны не играют существенной роли в распространении, которое зависит от основного ударного фронта [29]. Сильное воспламенение и устойчивость также связаны с перекрытием отдельных пульсаций мощности при малых значениях τ_i/τ_e , способствуя тем самым общей стабилизации.

В дополнение к проблемам зарождения детонации встает вопрос, способна ли она сохраниться или затухнет. Сильные воспламенения с большей вероятностью сохраняют свою целостность и выживут. Слабые воспламенения, скорее всего, распадутся, с отрывом зоны реакции от ударной волны. Любое продувание газа за фронтом ударной волны приводит к уменьшению давления и скорости газа перед фронтом пламени, движущим ударную волну. Если продув инициируется в предельной смеси при $u_t/u_l = (u_t/u_l)_m$, то детонация срывается. Если смесь не является предельной, распространение пламени может ускориться вновь до своей первоначальной скорости, при которой самовоспламенение было возможно. Как уже говорилось, структура поперечных волн является фактором поддержания детонации.

По проблеме, может ли установившаяся детонация сохраняться в направлении продува или против продува, проведено не так много исследований. Одно из них работа [29]. Для быстрого формирования устойчивой детонации в трубе использовалась спираль Шелкина. Детонация распространялась в часть канала с пористыми стенками, и ее скорость уменьшалась, когда она достигала этой части. Хотя поперечные волны стремились стабилизировать детонацию, они были неспособны преодолеть потери, связанные с оттоком массы в стенку, что привело к изгибу фронта ударной волны. Установлено, что неустойчивая детонация проходит меньшее расстояние до срыва, чем устойчивая. Конечно, чем выше максимальная скорость турбулентного горения, тем больше возможностей компенсировать отток через стенки и падение давления. Еще одной причиной срыва детонации является уменьшение реакционной способности смеси в процессе распространения за счет изменения коэффициента избытка

топлива в направлении распространения. При уменьшении u_l/a_1 и $u_l L/\nu$, обусловленном снижением u_l , уменьшаются значения $(p_2/p_1)_m$ и $(T_2/T_1)_m$, т. е. самовоспламенение затрудняется. Кроме того, хотя ε и может уменьшиться, увеличение ξ будет, возможно, более значимым.

В численном моделировании развития детонации в [30] градиент коэффициента избытка топлива предполагается перпендикулярным направлению распространения. В расчетах прослеживались столкновения между тройными точками и поперечными волнами. При высоких значениях E/R развивались значительные флуктуации температуры поперек зоны индукции, которая расширялась до тех пор, пока зона реакции не отделялась от лидирующей ударной волны и детонация не разрушалась. При низких значениях E/R во всех случаях детонация сохранялась, отражения и столкновения тройных точек играли решающую роль в определении не только формы детонационной волны, но и скорости ее распространения, а при высоких значениях E/R — также и для сценария затухания. В связи с наличием градиента коэффициента избытка топлива, тем не менее, при высоких E/R возможно сохранение и распространение детонации по смеси, значительная часть которой недостаточно реакционноспособна для поддержания детонации в ней самой.

Существует еще один важный практический вопрос, требующий дальнейших разработок: в какой степени полностью развитая детонация может продолжать распространяться в той же смеси, но за пределами ограниченного пространства. Это имеет отношение к различным угрозам безопасности в промышленности, как, например, взрыв в Бунсфильде в Великобритании [31, 32].

ВЫВОДЫ

Простой одномерный анализ устанавливает связь отношений давлений и температур на лидирующей ударной волне перед турбулентным пламенем в канале с турбулентной скоростью горения, нормированной на скорость звука перед ударной волной. Механизм обратной связи обуславливает ускорение пламени на начальном этапе, но турбулентная скорость горения может достигать максимального значения вследствие возникновения локализованных затуханий, вызванных возрастающей ско-

ростью растяжения фронта пламени. Показано, что плато скоростей горения, близких к максимальным, достигается, когда для первоначально установившегося при взрыве пламени вероятность дальнейшего распространения около 0.8. Это максимальное значение турбулентной скорости горения для данной смеси определяет максимальные отношения давлений и температур на фронте ударной волны. Закон, по которому время задержки самовоспламенения меняется в зависимости от этих величин, определяет, будет ли происходить самовоспламенение и как будет развиваться детонация.

Предельными для самовоспламенения являются те смеси, которые самовоспламеняются лишь при максимальных отношениях давления и температуры. Более реакционноспособные смеси могут самовоспламеняться при более низких отношениях и при турбулентных скоростях горения, меньших максимального значения. Одномерный анализ является полезным инструментом для определения вероятности самовоспламенения, хотя его точность ограничивается наличием данных по горению и самовоспламенению различных смесей.

На практике самовоспламенение происходит не равномерно, а в горячих точках, и детали процесса в любом случае влияют на установление детонации. Между режимом высокоскоростного горения и режимом развитой детонации находится важный режим квазидетонации. Получены и проанализированы условия, определяющие развитие и устойчивость (или наоборот) режима детонации. Наконец, эти условия соотнесены с обстоятельствами, при которых развитая детонация может подавляться.

Авторы чрезвычайно признательны Э. Оран, В. С. Бабкину и Г. Шарпу за помощь, которую они получили в результате обсуждений.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ciccarellia G., Dorofeev S.** Flame acceleration and transition to detonation in ducts // *Prog. Energy and Combust. Sci.* — 2008. — V. 34. — P. 499–550.
2. **Chao J., Lee J. H. S.** The propagation mechanism of high speed turbulent deflagrations // *Shock Waves.* — 2003. — V. 12. — P. 277–289.
3. **Lindstedt R. P., Michels H. J.** Deflagration to detonation transitions and strong deflagrations in alkane and alkene air mixtures // *Combust. Flame.* — 1989. — V. 76. — P. 169–181.
4. **Bradley D., Lawes M., Kexin Liu.** Turbulent flame speeds in ducts and the deflagration/detonation transition // *Combust. Flame.* — 2008. — V. 154. — P. 96–108.
5. **Abdel-Gayed R. G., Bradley D., Hamid M. N., Lawes M.** Lewis number effects on turbulent burning velocity // *Twentieth Symp. (Intern.) on Combustion.* — Pittsburgh: The Combustion Inst., 1985. — P. 505–512.
6. **Zeldovich Ya. B., Librovich V. B., Makhviladze G. M., Sivashinsky G. I.** On the development of detonation in non-uniformly preheated gas // *Astronautica Acta.* — 1970. — V. 15. — P. 313–321.
7. **Urtiew P. A., Oppenheim A. K.** Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas // *Proc. Roy. Soc. Lond.* — 1966. — V. A295. — P. 13–28.
8. **Карпов В. П., Северин Е. С.** Влияние коэффициентов молекулярного переноса на турбулентную скорость выгорания // *Физика горения и взрыва.* — 1980. — Т. 16, № 1. — С. 45–51.
9. **Bradley D., Lawes M., Kexin Liu, Woolley R.** The quenching of premixed turbulent flames of iso-octane, methane and hydrogen at high pressures // *Proc. Combust. Inst.* — 2007. — V. 31. — P. 1393–1400.
10. **Bradley D., Gaskell P. H., Gu X. J., Sedaghat A.** Premixed flame modelling: factors influencing the turbulent heat release rate source term and the turbulent burning velocity // *Combust. Flame.* — 2005. — V. 143. — P. 227–245.
11. **Bradley D., Lawes M., Mansour M. S.** Correlation of turbulent burning velocities of ethanol-air, measured in a fan-stirred bomb up to 1.2 MPa // *Combust. Flame.* — 2011. — V. 158. — P. 123–138.
12. **Bradley D., Lawes M., Mansour M. S.** Measurement of turbulent burning velocities in implosions at high pressures // *Proc. Combust. Inst.* — 2011. — V. 33. — P. 1269–1275.
13. **Bradley D.** Autoignitions and detonations in engines and ducts // *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* — 2012. — V. A370. — P. 389–714.
14. **Bradley D., Kalghatgi G. T.** Influence of autoignition delay time characteristics of different fuels on pressure waves and knock in reciprocating engines // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156. — P. 2307–2318.
15. **Lutz A. E., Kee R. J., Miller J. A., Dwyer H. A., Oppenheim A. K.** Dynamic effects of autoignition centers for hydrogen and C_{1,2}-hydrocarbon fuels // *Proc. Combust. Inst.* — 1988. — V. 22. — P. 1683–1693.
16. **Gu X. J., Emerson D. R., Bradley D.** Modes of reaction front propagation from hot spots // *Combust. Flame.* — 2003. — V. 133. — P. 63–74.
17. **Bradley D., Morley C., Gu X. J., Emerson D. R.** Amplified pressure waves during autoignition: relevance to CAI engines // *SAE Paper 2002-01-2868.*

18. **Bradley D., Gu X. J., Emerson D. R.** Modes of reaction front propagation from hot spots in flammable gaseous premixtures // Proc. Fourth Intern. Seminar on Fire and Explosion Hazards 2004 / D. Bradley, D. Drysdale, V. Malkov (Eds). — FireSERT, University of Ulster, 2004. — P. 819–828.
19. **Oran E. G., Gamezo V. N.** Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion // Combust. Flame. — 2007. — V. 148. — P. 4–47.
20. **Radulescu M. I., Sharpe G. J., Law C. K., Lee J. H. S.** The hydrodynamic structure of unstable cellular detonations // J. Fluid Mech. — 2007. — V. 580. — P. 31–81.
21. **Voevodsky V. V., Soloukhin R. I.** On the mechanism and explosion limits of hydrogen-oxygen chain self-ignition in shock waves // Tenth Symp. (Intern.) on Combustion. — Pittsburgh: The Combustion Inst., 1965. — P. 279–283.
22. **Meyer J. W., Oppenheim A. K.** On the shock-induced ignition of explosive gases // Thirteenth Symp. (Intern.) on Combustion. — 1971. — P. 1153–1164.
23. **Radulescu M. I., Hoi Dick Ng, Lee J. H. S., Varatharajan B.** The effect of argon dilution on the stability of acetylene/oxygen detonations // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29. — P. 2825–2831.
24. **Short M., Sharpe G. J.** Pulsating instability of detonations with a two-step chain-branching reaction model: theory and numerics // Combust. Theory and Modelling. — 2003. — V. 7. — P. 401–416.
25. **Liang Z., Browne R., Deiterding R., Shepherd J. E.** Detonation front structure and the competition for radicals // Proc. Combust. Inst. — 2007. — V. 31. — P. 2445–2453.
26. **Austin J. M., Pintgen F., Shepherd J. E.** Reaction zones in highly unstable detonations // Proc. Combust. Inst. — 2005. — V. 30. — P. 1849–1857.
27. **Shepherd J. E.** Detonation in gases // Proc. Combust. Inst. — 2009. — V. 32. — P. 83–98.
28. **Gamezo V. N., Desbordes D., Oran E. S.** Formation and evolution of two-dimensional cellular detonations // Combust. Flame. — 1999. — V. 116. — P. 154–165.
29. **Radulescu M. I., Lee J. H. S.** The failure mechanism of gaseous detonations: experiments in porous wall tubes // Combust. Flame. — 2002. — V. 131. — P. 29–46.
30. **Kessler D. A., Gamezo V. N., Oran E. S.** Gas-phase detonation propagation in composition gradients // Phil. Trans. Roy. Soc. A. — 2012. — V. A370. — P. 567–596.
31. **The Buncefield Incident.** 11 December 2005. The final report of the Major Incident Investigation Board; V. 1 and 2. — Buncefield Major Incident Investigation Board, 2008, Crown copyright. — URL: <http://www.buncefieldinvestigation.gov.uk>.
32. **Bradley D., Chamberlain G. A., Drysdale D. D.** Large vapour cloud explosions, with particular reference to that at Buncefield // Phil. Trans. Roy. Soc. A. — 2012. — V. A370. — P. 544–566.

Поступила в редакцию 14/X 2011 г.
