

УДК 536.46

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ФРОНТА ПЛАМЕНИ В ВОДОРОДО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ

В.В.Володин, В.В.Голуб, А.Е.Коробов, А.Ю.Микушкин, О.И.Солнцев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
125412, г. Москва, ул. Ижорская, д. 13, стр. 2

Аннотация

Распространение фронта горения при дефлаграции водородо-воздушных смесей в цилиндрической оболочке экспериментально исследовано с помощью ионизационных датчиков и инфракрасной фотографии. Водородо-воздушные смеси различных концентраций в полиэтиленовой оболочке объемом 4,5 м³ поджигались взрывающейся проволокой с энергией 5 Дж. Динамика ускорения фронта горения анализировалась по временным диаграммам положения фронта горения. Для трактовки экспериментальных результатов применена модель, основанная на законе Колмогорова.

Ключевые слова: Горение, Ускорение пламени, Водород, Турбулентность, Закон Колмогорова

Номенклатура

C	концентрация водорода, %
g	Ускорение свободного падения, м/с ²
Fr	Число Фруда
Fr_c	Критическое число Фруда
h	Высота, м
L	расстояние между точками, м
n	Показатель степени
Pe	Число Пекле
Pe_c	Критическое число Пекле
R	Радиус пламени, м
Re	Число Рейнольдса
t	Время, с
v	Скорость фронта пламени, м/с
$Greek$	
ε	удельная скорость диссипации энергии, м ² /с ³
χ	Температуропроводность смеси, м ² /с
λ_0	размер колмогоровского вихря, м
τ_0	время жизни колмогоровского вихря, с

Введение

Водород – высокоэффективное и экологически чистое горючее с удельной энергией сгорания 120.7 МДж/кг, что выше, чем у любого органического топлива. Мировое производство водорода в настоящее время превысило 50 млн. тонн. Многостороннее использова-

ние в энергетике, промышленности и на транспорте требует разработки надежных принципов обеспечения безопасности при обращении с водородом ввиду его повышенной горючести и взрывоопасности в смеси с воздухом.

Для инициации горения водородно-воздушной смеси достаточно искры либо нагретой поверхности. Если инициация произошла, то необходимо минимизировать потери и разрушения. Природа и размеры разрушения определяются режимом горения смеси. Относительно медленная дефлаграция приводит к термическому разрушению окружающего оборудования. При детонационном режиме горения давление во фронте может в десятки раз превышать атмосферное, что может привести к заметно большим разрушениям. Для проведения эффективных мероприятий по обеспечению пожаровзрывобезопасности промышленных объектов необходимо с хорошей точностью предсказывать развитие горения.

На характер распространения пламени влияют многочисленный факторы: способ инициирования горения, концентрация горючей смеси, форма объема горючей смеси, наличие в этом объеме преград, особенности этих преград, положение точки инициирования в объеме горючего газа. Для точного предсказания характера развития горения в таких условиях необходимы достаточно простые теоретические и эмпирические модели, позволяющие оценивать характеристики пламени в больших сложных объемах.

Известны работы, в которых описывается развитие горения водородно-воздушных

смесей в больших объемах [1-10]. Например, в работах [1-4] приведены зависимости положения фронта горения от времени при горении различных водородно-воздушных смесей в объемах от 5.27 м³ до 300 м³. В работе [5] проведен предварительный анализ зависимостей положения фронта горения от времени при горении водородно-воздушных смесей с содержанием водорода от 22% до 54% в кубической оболочке объемом 1 м³. Зависимости были приближены степенными функциями. При этом показатель степени постоянно менялся от 1.04 и 1.16 на начальном этапе распространения горения до 1.39 и 1.4 на конечном этапе соответственно для выбранных смесей. Малый размер экспериментального стенда не позволил авторам получить автомодельный ускоряющийся режим горения, при этом неавтомодельное ускорение горения объясняется развитием турбулентности фронта горения и изменением фрактальной размерности. В работе [6] приведены результаты большого количества экспериментов со смесями с содержанием водорода от 28% до 44% в объемах от 4 м³ до 2094 м³. На некотором расстоянии от точки инициирования все траектории фронта горения с хорошей точностью приближаются степенной функцией с показателем 1.5.

В работе [7] представлены подобные зависимости при распространении фронта пламени в метано-воздушных и пропано-воздушных неподвижных смесях в объеме 550 м³. После короткого отрезка равномерного распространения пламени наблюдается ускорение по степенному закону с показателем степени 1.5. В то же время, в работах [11-17] показаны режимы распространения пламени с иными значениями показателя степени.

В работах [5, 13-18] ускорение фронта пламени объясняется с точки зрения фрактальной структуры горения. Значение фрактальной размерности равно $7/3$ (избыток размерности – $1/3$) [18] соответствует автомодельному случаю с показателем степени равно 1.5. В различных работах значение избытка фрактальной размерности меняется от 0 до 0.45 и изменяется при распространении горения.

В работе [8] на основе большого количества экспериментальных данных по горению стехиометрических водородно-воздушных смесей в сферических объемах от 2 м³ до 2000 м³ построена модель ускорения пламени на основе закона Колмогорова-Обухова [19] с постоянной массовой скоростью тепловыделе-

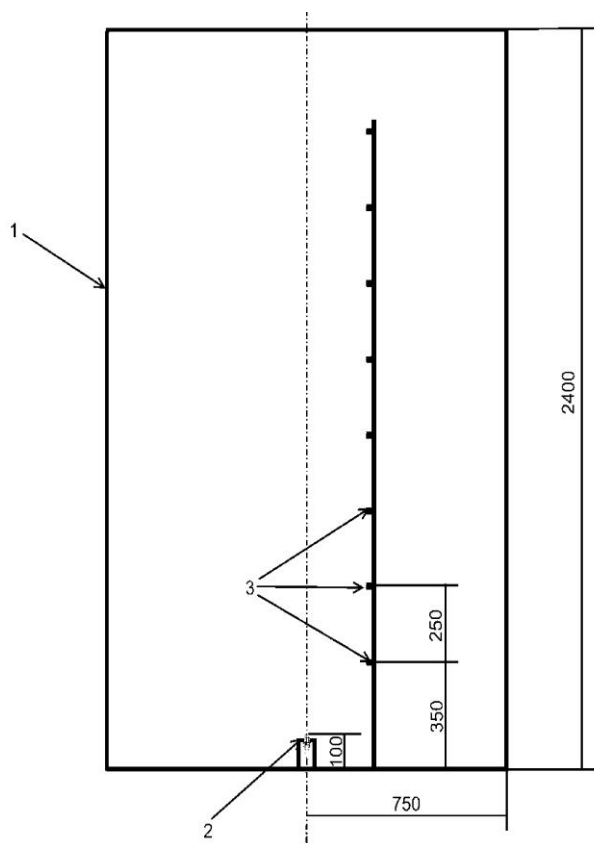
ния. При этом начальный этап формирования горения не рассматривается, а в условиях установившегося автомодельного турбулентного сферического горения теория и эксперимент показывают распространение фронта горения по степенному закону с показателем степени 1.5. Остаются открытыми вопросы распространения горения в несферических объемах, в смеси с составом, отличающимся от стехиометрического. Также, утверждение о постоянной массовой скорости тепловыделения не следует напрямую из теории Колмогорова-Обухова, что предстоит проверить экспериментально.

В данной статье описано экспериментальное исследование распространения горения обедненных и стехиометрических водородно-воздушных смесей в цилиндрическом объеме 4.5 м³ с интерпретацией результатов на основе закона Колмогорова-Обухова. Подход, описанный в [8] дополнен возможностью изменения массовой скорости диссипации турбулентной энергии при распространении фронта горения.

Экспериментальная установка

Экспериментальный стенд представляет собой металлический каркас, ограничивающий цилиндрическую оболочку диаметром 1.5 м и высотой 2.4 м (1) из полиэтилена высокого давления (ПВД) толщиной 100 мкм (см. рис 1).

Сверху цилиндр закрывался тонкой резиновой оболочкой, избыточное давление исходной смеси не превышало 2 Па. Оболочка заполнялась водородно-воздушной смесью заданного состава при нормальном атмосферном давлении и температуре $T \approx 293 \text{ K}$. Наибольшая погрешность состава смеси составляла 3% от содержания водорода для смесей с содержанием водорода 12%, т.е. содержание водорода в смеси может отличаться на 0.36%. Оболочка была помещена внутри взрывной барокамеры ВБК-2, являющейся частью экспериментального комплекса «Сфера». Воспламенение производилось пережиганием тонкой нихромовой проволоки диаметром 0.1 мм длиной 10 мм, закрепленной между двумя стальными электродами диаметром 4 мм у дна конструкции. Энергия, выделявшаяся на проволочке, составляла 5 Дж.

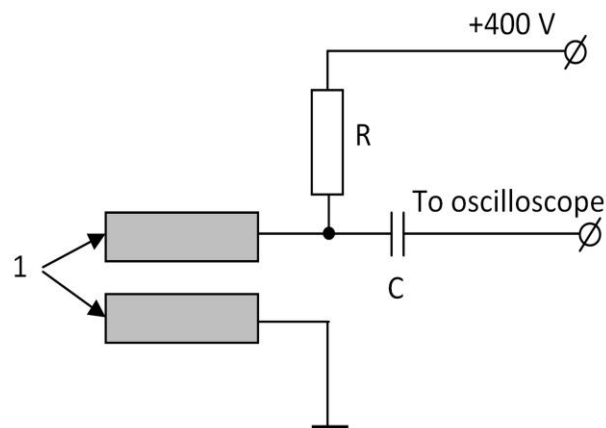


1 – полиэтиленовая оболочка, 2 – взрывающаяся проволока, 3 – датчики ионизации.

Рис. 1- Экспериментальная установка.

Дно конструкции представляло собой сплошной алюминиевый лист на каркасе из стальной полосы. Для измерения скорости распространения пламени использовалось линейка ионизационных датчиков (3). Схема ионизационных датчиков изображена на рис. 2.

Положение фронта горения определялось с точностью 6 мм (диаметр электрода ионизационного датчика), что составляет 1.5% от минимального измеренного расстояния. Время прихода фронта горения измерялось с помощью осциллографа с точностью 100 мкс (время изменения сигнала от минимального до максимального значений), что составляет 0.3% от минимально измеренных времен. Для видеорегистрации распространения пламени использовались видеокамеры ВИДЕОСПРИНТ/G-2 и Optonics CR600x2. ИК визуализация проводилась с помощью камеры FLIR x6530sc. Во всех экспериментах расстояние от свечи зажигания до поверхности оставалось неизменным и составляло 100 мм.



1 – медные электроды (расстояние между центрами - 7 мм, диаметр электрода - 6 мм), C – конденсатор, R – резистор.

Рис 2 - Схема датчика ионизации.

Экспериментальные результаты

Эксперименты проводились в водородно-воздушных смесях с содержанием водорода от 12% до 30%. При этом полиэтиленовая оболочка разрывалась после распространения пламени во всем объеме (рис. 3) при содержании водорода в смеси 20% и выше. При меньших концентрациях водорода, полиэтиленовая оболочка после эксперимента оставалась целой.

Последовательность кадров, представленная на рисунке 3, показывает, что при распространении горения геометрия оболочки не меняется и, после полусферического участка, распространение можно считать квазиплоским. При этом фронт пламени остается значительно искривленным, но распространяется вдоль оси оболочки.

На рисунке 4 представлены графики, показывающие зависимость положения фронта горения от времени для различных смесей.

В экспериментах с содержанием водорода 12%, 20% и 30% положение фронта горения регистрировалось датчиками ионизации, данные, представленные на рис. 4 являются усредненными по 2-3 и более экспериментам. Для смеси с содержанием водорода 15% положение фронта горения регистрировалось видеокамерой и на рис. 4 представлены результаты 2 отдельных экспериментов. Также на рис. 4 представлены результаты из работ [6] и [2] для стехиометрической водородно-воздушной смеси.

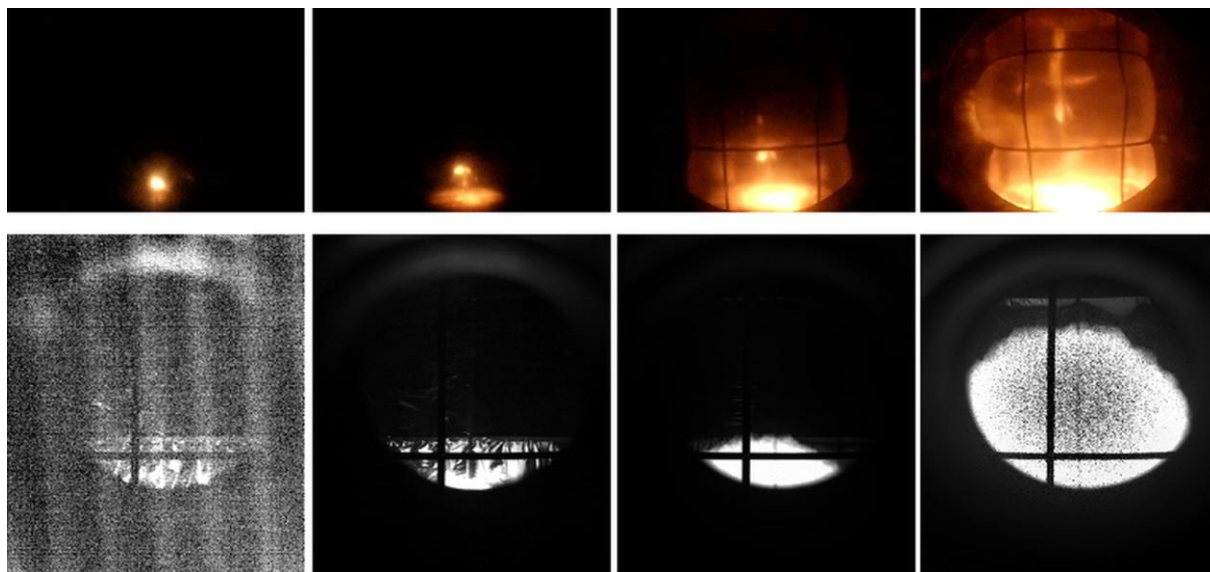


Рис. 3 - Последовательные кадры съемки распространения фронта пламени и формы оболочки при горении водородо-воздушной смеси с содержанием водорода 20% в моменты времени 7 мс, 27 мс, 68 мс и 72 мс. Съемка в видимом спектре (сверху) и в среднем ИК диапазоне (снизу).

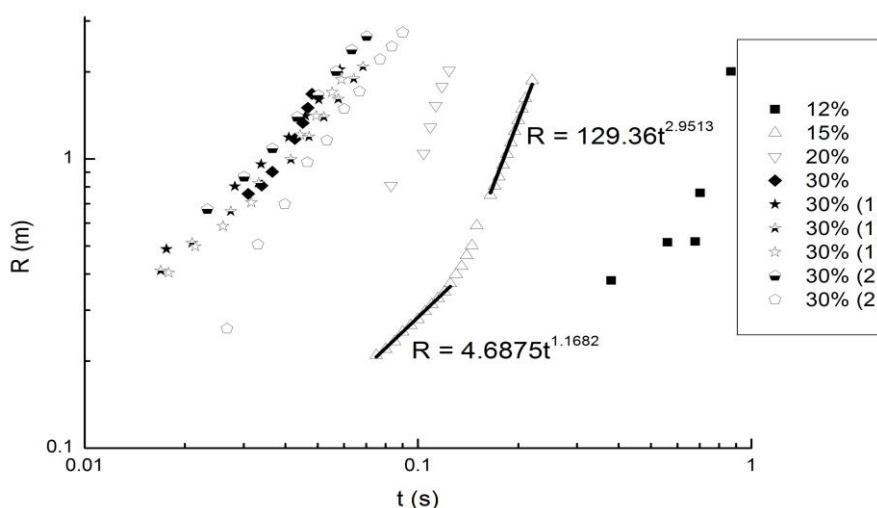


Рис. 4 - Зависимости положения фронта пламени от времени, данные из [6] и [2] отмечены как 1 и 2 соответственно.

На рисунке 4 представлены зависимости положения фронта горения от времени в логарифмических координатах. Степенные зависимости вида $X = A \cdot t^n$ в логарифмических координатах описываются прямыми $\lg(X) = \lg(A) + n \cdot \lg(t)$. Как видно из приведенного уравнения, тангенс угла наклона прямой соответствует степени аргумента, а точка пересечения прямой с вертикальной осью $t = 1$ соответствует логарифму множителя A . Все представленные на рисунке 4 зависимости демонстрируют изменение наклона прямой на расстоянии X от 0.6 м (12% водорода) до 1.1 м

(30% водорода). Условно разобьем процесс ускорения фронта пламени на две стадии: полусферический фронт пламени (3D) и квази-плоский фронт пламени (1D). Эти две стадии разделяются переходным участком. При этом число Рейнольдса перехода от полусферической к квази-плоской стадии составляет от $4.8 \cdot 10^4$ до $1.2 \cdot 10^6$. Согласно [8], свободное сферическое или цилиндрическое ламинарное пламя от слабого источника зажигания в отсутствие каких либо существенных внешних влияний теряет устойчивость, становится турбулентным и самоускоряющимся при числах Рейнольдса фронта пламени 10^3 - 10^5 . Согласно

[13] для ускорения фронта пламени число Пекле ($Pe = v * L / \chi$) должно быть выше критического значения $Pe_c \approx 300$. Во всех представленных экспериментах число Пекле достигает критического значения на расстоянии менее 10 мм от точки зажигания. Таким образом, ламинарное горение не попадает в наблюдаемый отрезок, и ускорение пламени не может быть объяснено ламинарно-турбулентным переходом. Подробнее, данные о расстоянии и скорости, при которых наблюдается переход от полусферического к квази-плоскому горению, изложены далее.

Полусферический фронт пламени

На рисунке 5 представлены графики, показывающие зависимость положения фронта пламени от времени для различных смесей на начальном этапе распространения. Видно, что во всем диапазоне исследованных смесей пламя распространяется с небольшим ускорением, причем во всех случаях показатель степени близок к 1.1.

При этом множитель монотонно растет с увеличением концентрации водорода в исследованном диапазоне смесей.

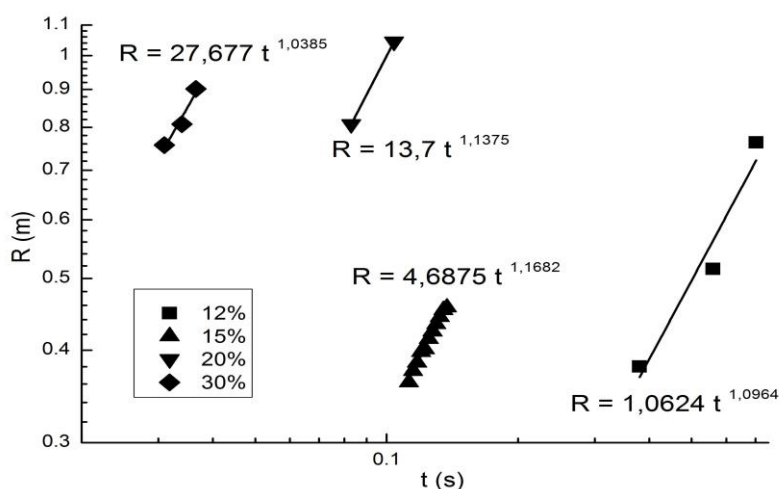


Рис. 5 - Зависимости положения фронта пламени от времени при полусферическом распространении.

Квази-плоский фронт пламени

На рисунке 6 представлены графики, показывающие зависимость положения фронта горения от времени для различных смесей на конечном этапе распространения. Видно, что во всем диапазоне исследованных смесей го-

рение резко ускоряется, причем во всех случаях показатель степени близок к 3. При этом множитель, как и в случае полусферического распространения горения, монотонно растет с увеличением концентрации водорода в исследованном диапазоне смесей.

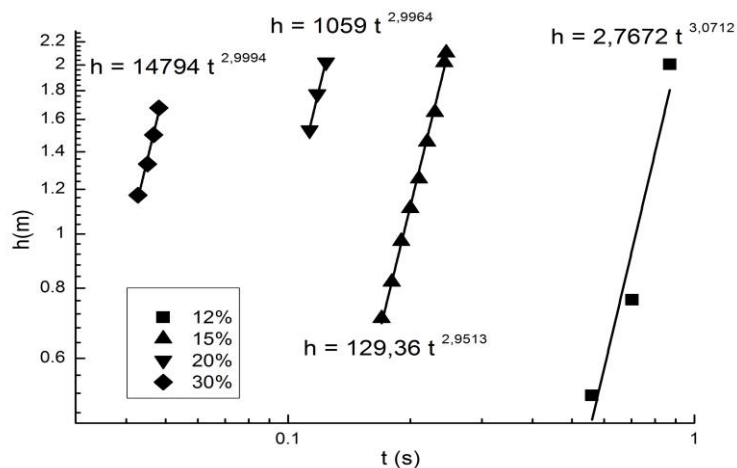


Рис. 6 - Зависимости положения фронта пламени от времени при квази-плоском распространении.

Обсуждение результатов

Поскольку во всех проведенных экспериментах видимая скорость пламени не превышала 20% от скорости звука в исходной смеси, процесс горения можно считать глубоко дозвуковым. Давление и температура также поддерживались постоянными. Из этого следует, что резких изменений в механизме распространения пламени можно не ожидать. В таком случае, отклонения показателя степени на 6% в случае полусферического и на 2% в случае квази-плоского распространения пламени можно считать обусловленными погрешностью измерения и общей несферичностью/неплоскостью фронта пламени. При ап-

проксимации положения полусферического фронта пламени функцией вида:

$$X = A * t^{1.1},$$

а квази-плоского фронта пламени степенной функцией вида:

$$X = B * t^3$$

(средние значения по проведенным экспериментам), получаем зависимости множителя от концентрации водорода в исходной смеси для полусферического и квази-плоского этапов распространения горения. Графики полученных зависимостей представлены на рисунке 7.

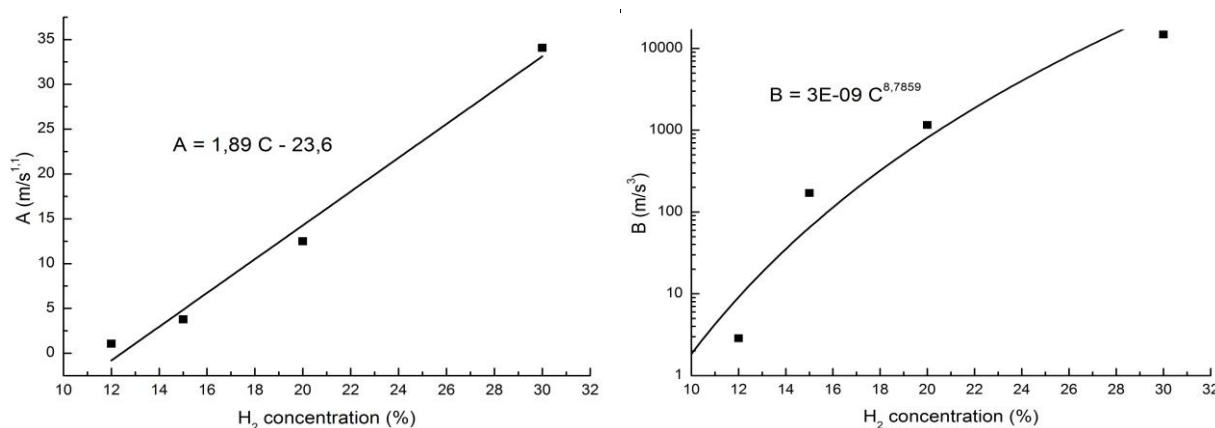


Рис. 7- Зависимости множителя от концентрации водорода в смеси при полусферическом (слева) и квази-плоском (справа) распространении пламени.

Из зависимостей, представленных на рисунке 4, можно получить время и расстояние от точки инициирования, при которых наблюдается переход от медленно ускоряющегося полусферического пламени к быстро ускоряющемуся квази-плоскому. Для этого, для каждой смеси нужно решить систему уравнений:

$$\begin{cases} X = A * t^{1.1} \\ X = B * t^3 \end{cases}$$

Результаты представлены на рис. 8. График на рис. 8 показывает, что расстояние, на котором наблюдается переход от полусферического к квази-плоскому распространению фронта пламени может меняться до 2 раз в исследованном диапазоне.

Это увеличение может быть объяснено влиянием отражения волн сжатия от оболочки при горении бедных смесей. Отраженные волны сжатия поворачивают поток газа перед

расширяющимся облаком продуктов сгорания, направляя его вдоль стенок оболочки. Таким образом, квази-плоское распространение фронта горения в бедных смесях наблюдается на меньших расстояниях. Скорость распространения фронта горения в смесях, близких к стехиометрии, на 1-1.5 порядка выше, чем в бедных смесях. При этом газ, вытесняемый продуктами сгорания, деформирует оболочку, и переход к квази-плоскому распространению наблюдается на расстояниях, превышающих диаметр оболочки.

При этом время перехода сильно сокращается с ростом концентрации водорода в связи со значительным ростом скорости распространения горения.

Средняя скорость и число Рейнольдса в точке перехода растут с повышением концентрации водорода. Зависимости представлены на рис. 9.

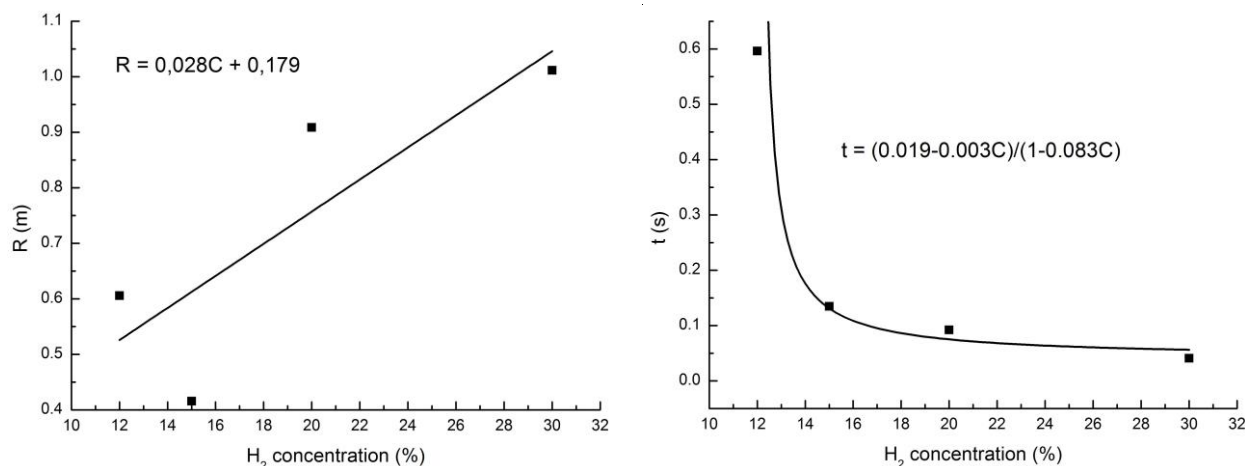


Рис. 8. Зависимости расстояния (слева) и времени (справа) точки перехода от полусферического к квази-плоскому распространению пламени от концентрации водорода в смеси.

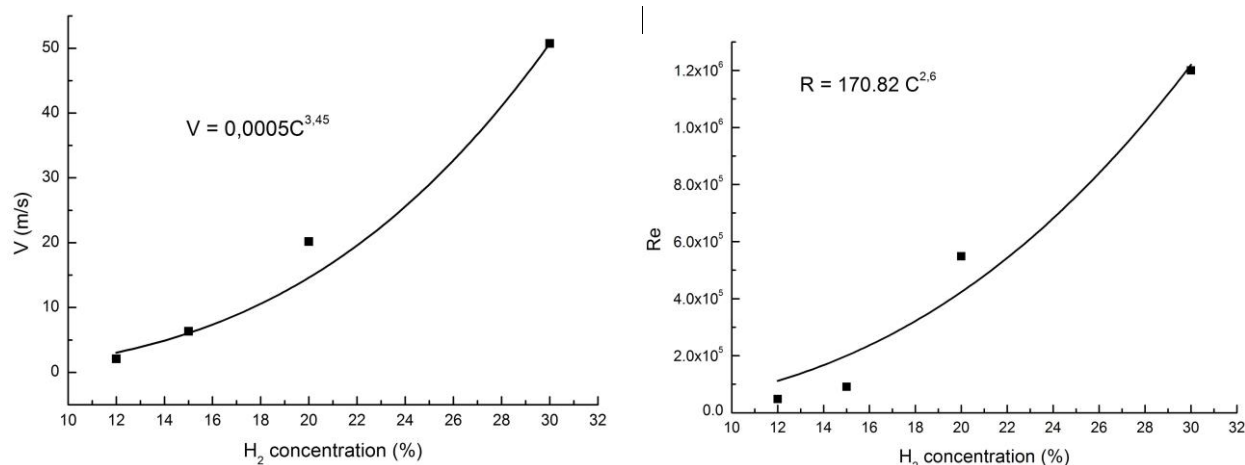


Рис. 9. Зависимости средней скорости (слева) и числа Рейнольдса фронта пламени (справа) точки перехода от концентрации водорода в исходной смеси.

Трактовка экспериментально полученных данных проводилась с использованием закона Колмогорова-Обухова (К-41). Детально такой подход описан в работах [8, 19].

Согласно теории К-41 структурная функция поля скоростей (статистически средний квадрат разности скоростей в двух точках наблюдения M и M') в условиях локально-изотропного турбулентного потока равна

$$\langle [V(M') - V(M)]^2 \rangle = (\varepsilon * L)^{2/3}, \quad (1)$$

где L - расстояние между точками M и M' .

Изначально смесь неподвижна, единственное существенное выделение энергии происходит при химической реакции окисления водорода кислородом воздуха. Следова-

тельно, турбулентная диссипация энергии ε пропорциональна удельной скорости тепловыделения при окислении водорода кислородом воздуха. В работе [8] величина ε считается постоянной, что может быть допустимо в постановке экспериментов, описанных в [6], когда горение развивается в сферической оболочке с зажиганием в центре. В общем же случае, величина ε не обязательно постоянна и зависит от характеристик фронта горения и граничных условий. Единственное существенное условие – удельная скорость тепловыделения должна мало меняться на масштабе колмогоровского

вихря $\lambda_0 = \left(\frac{\chi^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$ и за время жизни колмогоровских вихрей $\tau_0 = \left(\frac{\chi}{\varepsilon}\right)^{1/2}$.

Рассмотрим цилиндрическую оболочку, заполненную горючей водородно-кислородной смесью. Минимальное число Фруда $Fr = \frac{v^2}{gL}$ наблюдается для смеси с содержанием водорода 12% и составляет 0.75, что существенно выше критического значения $Fr_* = 0.11$. Это означает, что «всплытие» облака горячего газа пренебрежимо мало по сравнению с распространением фронта горения. При условии неподвижного центра тяжести $M = 0$ на начальном полусферическом этапе распространения пламени удобно использовать сферические координаты $L \sim R$, тогда уравнение (1) переписывается в виде:

$$\dot{R} = (\varepsilon(R) * R)^{1/3}$$

Отсюда можно получить зависимость удельной скорости тепловыделения от расстояния до источника инициирования:

$$\varepsilon(R) = \frac{\dot{R}^3}{R}$$

Поскольку экспериментальные данные на полусферическом этапе распространения пламени показывают общие зависимости положения и скорости видимого фронта пламени в виде:

$$R(t) = At^{1.1},$$

$$\dot{R}(t) = 1.1At^{0.1},$$

где A ($\text{м/с}^{1.1}$) – коэффициент, зависящий от концентрации водорода в смеси, тогда

$$\varepsilon(R) = 1.331A^2t^{-0.8} = 1.331A^{\frac{30}{11}}R^{-\frac{8}{11}}.$$

Физический смысл полученной зависимости означает снижение удельной скорости тепловыделения с удалением от источника инициирования. При этом общая скорость выделения энергии растет, но масса, вовлеченная в движение, растет быстрее. Поэтому ускорение фронта горения ниже, чем в автомоделном случае при постоянной массовой скорости выделения энергии.

На квази-плоском этапе распространения пламени удобно использовать цилиндрические координаты $L \sim h$, тогда получим:

$$\dot{h} = (\varepsilon(h) * h)^{1/3}$$

Отсюда можно получить зависимость удельной скорости тепловыделения от расстояния до источника инициирования:

$$\varepsilon(h) = \frac{\dot{h}^3}{h}$$

Поскольку экспериментальные данные на квази-плоском этапе распространения пламени показывают общие зависимости положения и скорости видимого фронта пламени в виде:

$$h(t) = Bt^3,$$

$$\dot{h}(t) = 3Bt^2,$$

где B (м/с^3) – коэффициент, зависящий от концентрации водорода в смеси,

$$\varepsilon(h) = 27B^2t^3 = 27Bh.$$

Физический смысл полученной зависимости означает линейное повышение удельной скорости тепловыделения с удалением от источника инициирования. Общая скорость выделения энергии растет быстрее прироста массы вовлеченного вещества. Поэтому ускорение фронта горения выше, чем в автомоделном случае при постоянной массовой скорости выделения энергии.

Выводы

1. Получены экспериментальные данные по распространению горения в водородно-воздушных смесях с содержанием водорода от 12% до 30% в цилиндрических оболочках объемом 4.5 м³ при инициировании горения энергией 5 Дж.

2. Обнаружено, что процесс распространения горения разделен на два этапа.

2.1. На начальном этапе наблюдается полусферическое распространение горения, причем для всех исследованных смесей зависимость положения фронта горения описывается степенной функцией с показателем 1.1.

2.2. На следующем этапе наблюдается квази-плоское распространение пламени, причем для всех исследованных смесей зависи-

мость положения фронта горения описывается степенной функцией с показателем 3.

3. Переход от полусферического к квази-плоскому распространению горения наблюдается на расстоянии близком к радиусу оболочки.

4. Показано, что экспериментальные данные по распространению горения в несферических объемах, в смеси с составом, отличающимся от стехиометрического, могут быть объяснены с помощью теории Колмогорова-Обухова, если учесть, что удельная скорость тепловыделения зависит от линейного размера и скорости фронта горения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант РНФ 14-50-00124.

Литература

1. Groethe M., Merilo E., Colton J., Chiba S., Sato Y., Iwabuchi H. Large-scale hydrogen deflagrations and detonations // Int J Hydrogen Energy. -2007. -№32. -С. 2125–2133.
2. Петухов В.А., Бублик Н.П., Гусев П.А., Гуткин Л.Д., Солнцев О.И. Влияние энергии инициирования на развитие горения водородно-воздушных смесей в больших сферических объемах // Теплофизика высоких температур. -2016. -№54(1). -С. 92-98.
3. Sato Y., Iwabuchi H., Groethe M., Merilo E., Chiba S. Experiments on hydrogen deflagration // J Power Sources. -2006. -№159. -С. 144–148.
4. Мольков В.В., Макаров Д.В., Жумбаев М.Р., Мансуров З.А. Численное моделирование крупномасштабных водородо-воздушных взрывов в закрытом сосуде и открытой атмосфере // Горение и плазмохимия. -2005. -№3(3). -С. 185-196.
5. Kim W.K., Mogi T., Dobashi R. Flame acceleration in unconfined hydrogen/air deflagrations using infrared photography // J Loss Prev Process Ind. -2013. -№26. -С. 1501–1505.
6. Гостинцев Ю.А., Истратов А.Г., Шуленин Ю.В. Автомодельный режим распространения свободного турбулентного пламени в перемешанных газовых смесях // Физика горения и взрыва. -1988. -№5. -С. 63-70.
7. Bradley D., Cresswell T.M., Puttock J.S. Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large-scale explosions // Combust Flame. -2001. -№124(4). -С.551–559.
8. Гостинцев Ю.А., Шацких Ю.В., Шуленин Ю.В., Фортов В.Е. Эволюция свободных турбулентных сферических газовых пламен и обобщенные законы Колмогорова-Обухова // Химическая физика. -2008. -том 27. -№6. -С. 27-32.
9. Breitung W., Dorofeev S., Kotchourko A., Redlinger R., Scholtyssek W., Bentaib A., L'Heriteau J.-P., Pailhories P., Eyink J., Movahed M., Petzold K.-G., Heitsch M., Alekseev V., Denkevits A., Kuznetsov M., Efimenko, A., Okun M.V., Huld T., Baraldi D. Integral large scale experiments on hydrogen combustion for severe accident code validation-HYCOM // Nucl Eng Des. -2005. -№235. -С.253–270.
10. Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Dvoishnikov A.E., Breitung W. Deflagration to detonation transition in large confined volume of lean hydrogen-air mixtures // Combust Flame. -1996. -№104. -С.95–110.
11. Akkerman V., Law C.K., Bychkov V. Self-similar accelerative propagation of expanding wrinkled flames and explosion triggering // Phys Rev E - Stat Nonlinear, Soft Matter Phys. -2011. -№83. -С. 1–6.
12. Karlin V., Sivashinsky G. Asymptotic modelling of self-acceleration of spherical flames // Proc Combust Inst. -2007. -№31. -С. 1023–30.
13. Kim W.K., Mogi T., Kuwana K., Dobashi R. Self-similar propagation of expanding spherical flames in large scale gas explosions // Proc Combust Inst. -2015. -№35. -С. 2051–2058.
14. Liberman M.A., Ivanov M.F., Peil O.E., Valiev D.M., Eriksson L.E. Self-acceleration and fractal structure of outward freely propagating flames // Phys Fluids. -2004. -№16. -С. 2476–2482.
15. Pan K.L., Fursenko R. Characteristics of cylindrical flame acceleration in outward expansion // Phys Fluids. -2008. -№20. -094107.
16. Wada Y., Kuwana K. A numerical method to predict flame fractal dimension during gas explosion // J Loss Prev Process Ind. -2013. -№26. -С. 392–395.
17. Wu F., Jomaas G., Law C.K. An experimental investigation on self-acceleration of cellular spherical flames // Proc Combust Inst. -2013. -№34. -С. 937–945.
18. Гостинцев Ю.А., Фортов В.Е., Шацких Ю.В. Автомодельный закон распространения и фрактальная структура поверхности свободного расширяющегося турбулентного сферического пламени // Доклады Академии Наук. -2004. -т.397. -№1. -С. 68-71.

19. Колмогоров А.Н. Рассеяние энергии при локально изотропной турбулентности. //

Доклады АН СССР. -1941. -т.32. -С. 19-21.

PROPAGATION OF TURBULENT FLAME FRONT IN HYDROGEN-AIR MIXTURES

V.V.Volodin, V.V.Golub, A.E.Korobov, A.Yu.Mikushkin, O.I.Solntsev

Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
125412, Moscow, Izhorskaya st., 13, bld. 2

Abstract

Combustion front behavior during hydrogen/air mixtures deflagration in cylindrical envelopes was experimentally studied using ionization gauges and infrared photography. Hydrogen/air mixtures of various concentrations were filled in the polyethylene envelope of 4.5 m³ and ignited with exploding wire of 5 J energy. Dynamics of the combustion front acceleration was analyzed by the time histories of combustion front position. The results are explained by the model based on the Kolmogorov law.

Keywords: Combustion, Self-acceleration, Hydrogen, Turbulence, Kolmogorov law

СУТЕКТІ-АУА ҚОСПАЛАРЫНДАҒЫ ТУРБУЛЕНТТІ ЖАЛЫН ФРОНТЫНЫҢ ТАРАЛУЫ

В.В.Володин, В.В.Голуб, А.Е.Коробов, А.Ю.Микушкин, О.И.Солнцев

Ғылымның федералды мемлекеттік бюджеттік мекемесі
Ресей ғылым академиясының жоғары температуралар біріккен институты,
125412, Мәскеу қ., Ижорская к., 13 үй, 2-құрылыс

Аннотация

Инфрақызыл сурет және ионизациялық датчиктер көмегімен цилиндрлік қабықшада сутекті-ауа қоспасының дефлаграция кезінде жану фронтының тарлауы тәжірибелік зерттелген. Әр түрлі концентрациядағы сутекті-ауа қоспасы көлемі 4,5 м³ полиэтилен ыдыста энергиясы 5 Дж болатын сыммен тұтатылды. Жану фронтының үдету динамикасы уақытша күй диаграммасының жану фронты бойынша анализденді. Тәжірибелік нәтижелерді зерттеу үшін Колмогоров заңына негізделген модель қолданылды.

Кілтті сөздер: жану, жану үдеуі, сутек, турбуленттілік, Колмогоров заңы