

УДК 536.46 +621.762.212.001

ИЗУЧЕНИЕ ИНИЦИИРОВАННОГО ИСКРОЙ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СМЕСЕЙ ПЕНТАНА С ВОЗДУХОМ МЕТОДОМ СКОРОСТНОЙ ЦВЕТНОЙ КИНОСЪЕМКИ**И.М.Набоко¹, Н.М.Рубцов², Б.С.Сеплярский², К.Я.Трошин³, В.И.Черныш²,
Г.И.Цветков²**¹ *Москва, Объединенный Институт высоких температур РАН,*² *Московская область, г. Черноголовка, Институт Структурной Макрокинематики и Проблем Материаловедения РАН*³ *Москва, Институт Химической Физики им. Н.Н.Семенова РАН*
idnaboko@yandex.ru, nmrubtss@mail.ru**Аннотация**

Показано, что при переходе распространения фронта пламени от сферического к распространению в трубе в реакторе возникают течения, которые способствуют турбулизации холодной горючей смеси в области контакта фронта пламени с поверхностью реактора. Горение в этой области сопровождается появлением на поверхности ярких, увеличивающихся в размерах горячих точек. Показано, что при торможении фронта пламени вблизи торцевой стенки реактора, гладкий фронт пламени приобретает ячеистую структуру. Полученные результаты по визуализации распространения ФП важны при решении вопросов взрывобезопасности для объемов сложной геометрии.

INVESTIGATION INTO SPARK INITIATED IGNITION OF N-PENTANE-AIR MIXTURES BY MEANS OF HIGH-SPEED COLOR CINEMATOGRAPHY

It is shown that at transition of spherical flame front propagation to propagation in cylindrical pipe the flows providing turbulence in cold gas mixture over the region of contact of flame front with a reactor surface occur in the reactor. The combustion in the region is accompanied by occurrence of bright flashpoints on the reactor surface increasing in size. It is shown that at deceleration of flame front at the butt-end of the reactor the smooth front of a flame gets cellular structure. The results obtained on visualization of flame front propagation are important for explosion safety in volumes of complicated geometry.

Введение

Управление процессами горения имеет большое значение для решения практических задач в области химической технологии, проблем взрывобезопасности и т.д. Значительное число химических процессов горения в газовой фазе идет по сложному разветвленно-цепному механизму [1,2], что позволяет управлять этими процессами химическими методами с помощью малых активных добавок [3]. На особенности пространственного развития фронта пламени (ФП) также влияют:

- гидродинамическое поле течения горючей смеси, в котором осуществляется, например, автотурбулизация ФП за счет теплового расширения продуктов горения;
- термодиффузионная неустойчивость в волне горения, определяемая числом Льюиса ($Le = D/\chi$, где D – коэффициент диффузии компонента, определяющего процесс горения, χ – коэффициент температуропроводности) [1,4-8];
- зависимость скорости ФП от кривизны поверхности пламени [6]. Кроме того, существуют такие внешние причины как взаимодействие с акустическими колебаниями, возникающими в процессе горения, взаимодействие со стенками различной конфигурации, влияние действия силы тяжести и естественной конвекции и т.д. Это указывает на необходимость одновременного учета влияния физико-химических и гидродинамических процессов на горение и распространение ФП в объемах различной геометрической формы при разработке методов управления горением.

В настоящей работе на примере горения смеси пентана с воздухом исследовали пространственное распространение ФП в бомбе постоянного объема в условиях, когда устойчивость ФП на определенной стадии распространения определялась характером гидродинамического течения холодной смеси перед ФП и продуктов горения за ФП. Мы полагали, что торможение ФП и продуктов реакции при касании стенки фронтом пламени будет сопровождаться возникновением массовых сил, которые в определенных условиях приведут к возникновению неустойчивости горения; при этом дополнительной причиной неустойчивости горения в наших условиях будет вплеск холодного газа из магистралей и его воспламенение, а также усиление термоакустических колебаний, многократно проходящих через области несгоревшего газа.

С этой целью в настоящей работе с помощью цветной скоростной киносъемки (до 1200 кадров/с) исследовали пространственное распространение ФП стехиометрических смесей пентана с воздухом при атмосферном давлении и начальной температуре 298К в бомбе постоянного давления, в присутствии добавок инертных газов Ar, CO₂, а также малой добавки ингибитора CCl₄.

Экспериментальная часть

Эксперименты проводили в цилиндрическом реакторе объемом 2826 см³ из нержавеющей стали длиной 25 см и диаметром 12 см, снабженном съемными крышками и окном из оптического кварца на торце (Рис.1). В центре реактора располагали электроды искрового зажигания, расстояние между которыми составляло 0.5 мм. В отдельных экспериментах с торцов в реактор вводили пустотелые вставки, благодаря которым реакционный объем принимал сферическую форму с радиусом 6 см, при этом электроды оказывались в центре реакционного объема.

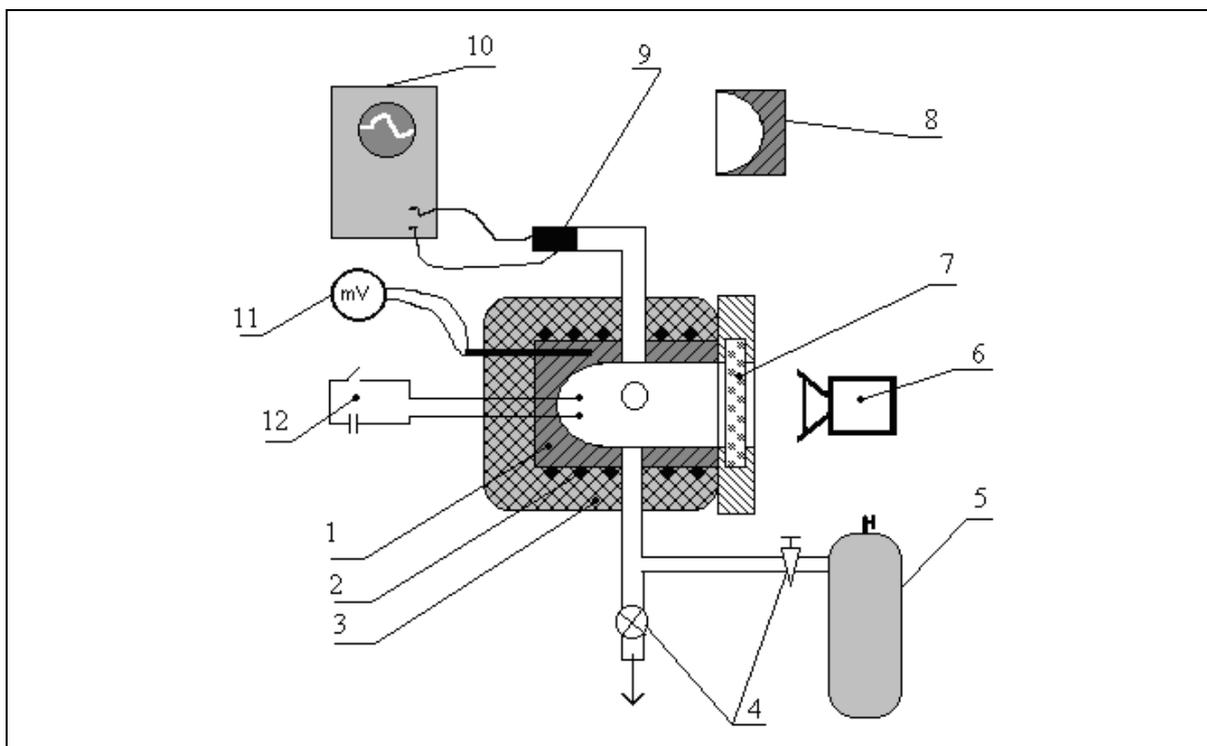


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 – сферически-цилиндрический реактор, 2 – электронагреватель, 3 – теплоизоляция, 4 – вентили, 5 – смеситель, 6 – цифровая кинокамера, 7 – оптическое окно, 8 – полусферическая вставка, 9 – датчик давления, 10 – система регистрации информации на основе АЦП и компьютера, 11 – цифровой милливольтметр, 12 – система искрового зажигания, 13 – газоподводящая магистраль.

Эксперименты проводили в следующей последовательности. Заранее приготовленную в баллоне горючую смесь, содержащую добавки, напускали в реактор до атмосферного давления и затем проводили инициирование искрой (0.91 Дж). Регистрацию воспламенения и распространения ФП осуществляли через оптическое окно цветной скоростной кинокамерой Casio Exilim F1 Pro (частота кадров – 60 - 1200 с⁻¹). Полученный видеофайл записывали в память компьютера и затем проводили его покадровую обработку.

Давление в процессе напуска и горения регистрировали с помощью индукционного датчика давления ДД10, сигнал с которого подавали через АЦП на компьютер. Перед каждым опытом реактор откачивали с использованием форвакуумного насоса 2НВР-5Д. Давление в реакторе также контролировали образцовым манометром и вакуумметром. Газы O₂, CO₂, Ar, C₅H₁₂, а также жидкий CCl₄ использовали марки ХЧ.

Эксперименты проводили со стехиометрическими смесями н-пентана (C₅H₁₂) с воздухом, разбавленными углекислым газом (CO₂) и аргоном (Ar), при общем атмосферном давлении и начальной температуре T₀ = 298К. Добавки CO₂ и Ar к стехиометрической смеси 2.5% C₅H₁₂ – 97.5% воздух составляли 10% – 20% для CO₂ и 15% – 30% для Ar. Влияние химически активной добавки на горение углеводородов исследовали, добавляя до 2% CCl₄ к стехиометрической смеси 89.5% (углеводород-воздух) + 10.5% CO₂.

Результаты и обсуждение эксперимента

На Рис. 2-4 представлены кадры скоростной киносъемки распространения ФП для различных составов горючих смесей. По результатам киносъемки можно отметить характерные промежутки времени, соответствующие определенным этапам изменения состояния поверхности ФП и скорости его распространения (Рис. 5), которые присущи горению всех исследованных реакционных смесей от момента искрового поджига до конца горения. Эти промежутки времени представлены на зависимости изменения общего давления от времени в цилиндрическом сосуде (Рис.5а).

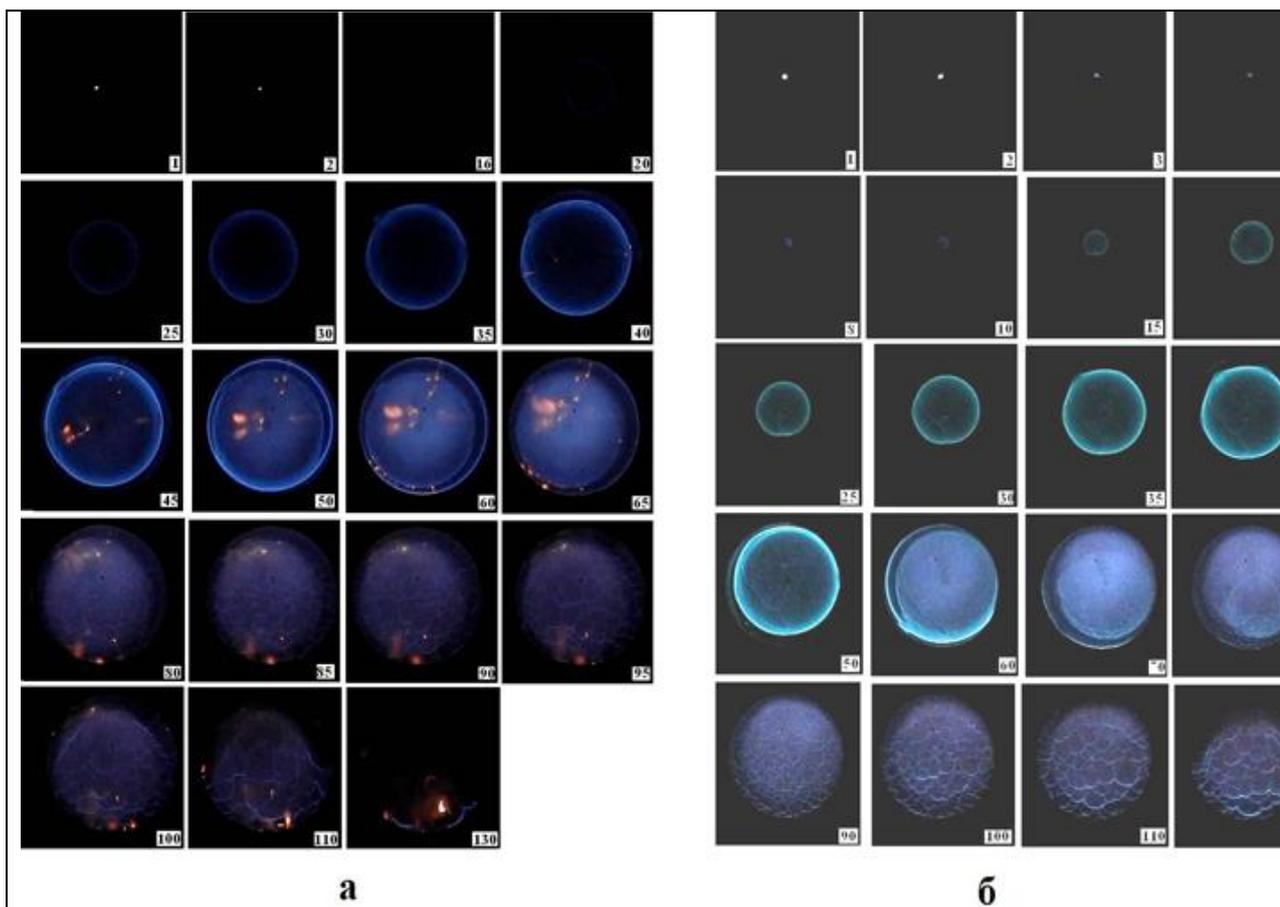


Рис.2. Киносъемка процесса распространения сферического фронта пламени с частотой кадров 600 с^{-1} . Цифра на кадре соответствует номеру кадра при съемке.
 а – $(\text{C}_5\text{H}_{12} + \text{O}_2)_{\text{стех}} + 10\% \text{ CO}_2$, $T_0 = 298\text{K}$
 б – $89.5\% (\text{C}_5\text{H}_{12} + \text{O}_2)_{\text{стех}} + 10\% \text{ CO}_2 + 0.5\% \text{ CCl}_4$, $T_0 = 298\text{K}$, $E_0 = 0.91 \text{ Дж}$

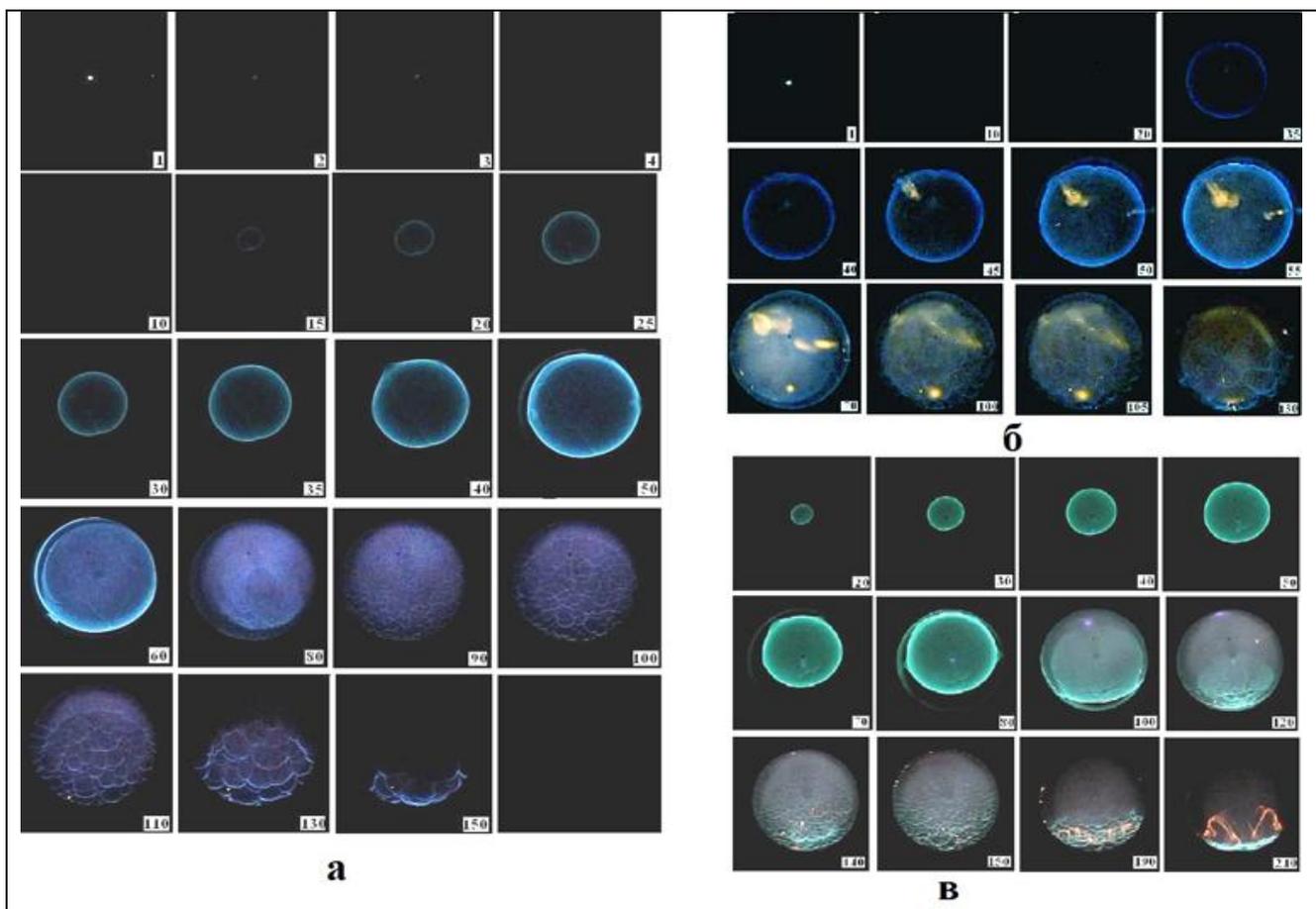


Рис.3. Киносъемка процесса распространения сферического фронта пламени с частотой кадров 600 с^{-1}
 Цифра на кадре соответствует номеру кадра при съемке.
 а – $89\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{O}_2)_{\text{стех}} + 10\% \text{CO}_2 + 1\% \text{CCl}_4$,
 б – $70\% (\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{O}_2)_{\text{стех}} + 30\% \text{Ar}$,
 в – $88\% (\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{O}_2)_{\text{стех}} + 10\% \text{CO}_2 + 2\% \text{CCl}_4$, $T_0 = 298\text{K}$, $E_0 = 0.91\text{ Дж}$

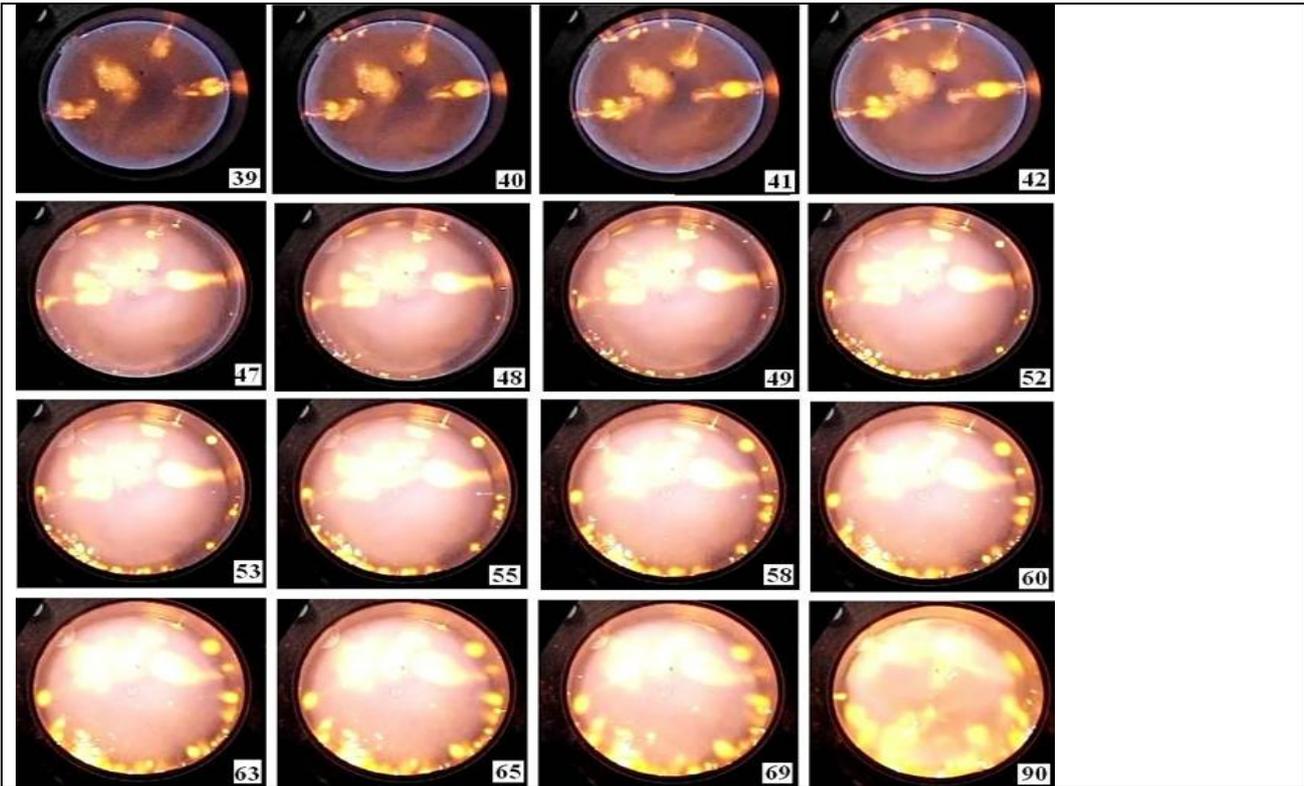


Рис.4. Киносъемка процесса распространения сферического фронта пламени с частотой кадров 600 с^{-1} . Цифра на кадре соответствует номеру кадра при съемке. $80\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{O}_2)_{\text{стех}} + 20\% \text{ Ar}$. $T_0 = 298\text{K}$, $E_0 = 0.91\text{ Дж}$.

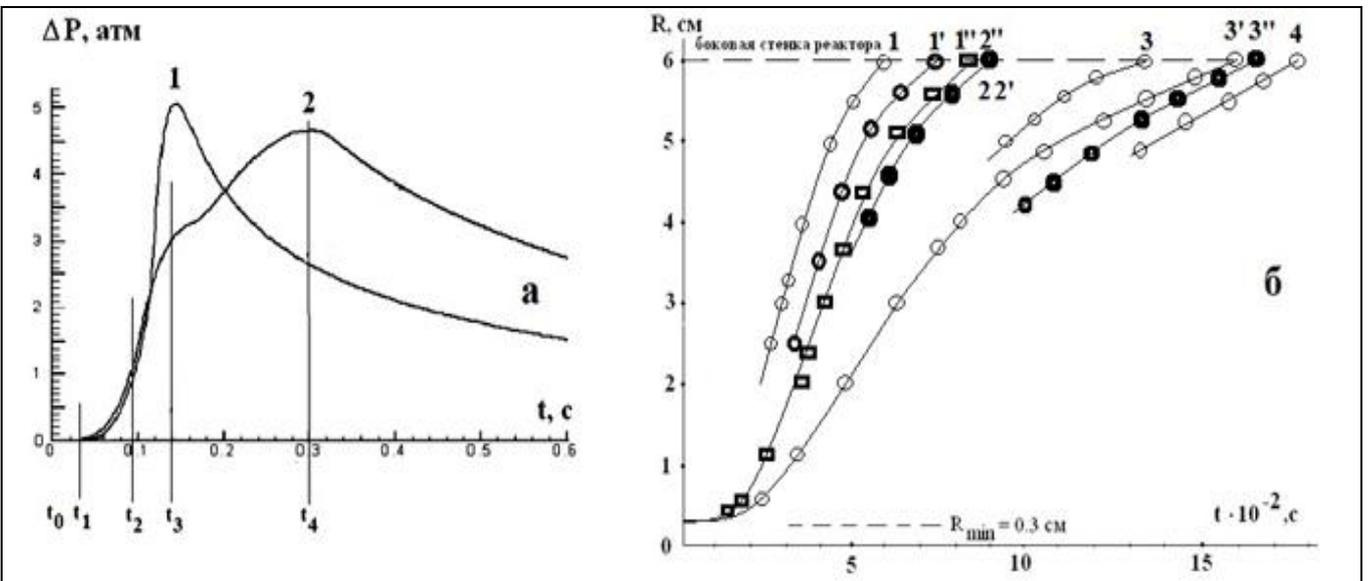


Рис. 5. Изменение давления и видимого радиуса пламен н-пентана.

а) Сравнение осциллограмм давления, полученных в сферическом -1 и сферически-цилиндрическом - 2 реакторах. Стехиометрическая смесь пентана с воздухом +10%CO₂.

б) Динамика увеличения видимого радиуса фронта ламинарного пламени в зависимости от состава горючей смеси до момента контакта с боковой поверхностью реактора ($P_0 = 1\text{ атм}$, $T_0 = 298\text{K}$): 1 – $80\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 20\% \text{ Ar}$; 2 – $70\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 30\% \text{ Ar}$, 3 – $65\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 35\% \text{ Ar}$; 1' – $90\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 10\% \text{ CO}_2$; 2' – $85\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 15\% \text{ CO}_2$; 3' – $82.5\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 17.5\% \text{ CO}_2$; 4 – $80\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 20\% \text{ CO}_2$; 1'' – $89.5\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 10\% \text{ CO}_2 + 0.5\% \text{ CCl}_4$; 2'' – $89\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 10\% \text{ CO}_2 + 1\% \text{ CCl}_4$; 3'' – $88\%(\text{C}_5\text{H}_{12}+\text{воздух})_{\text{стех}} + 10\% \text{ CO}_2 + 2\% \text{ CCl}_4$

Интервал $0-t_1$ соответствует времени выхода скорости распространения ФП на стационарный режим с момента поджига. При этом регистрируется очаг ФП диаметром 0.2-0.3 см [9,10], скорость роста которого с некоторой задержкой во времени, определяемой горючестью смеси ([9,10], также см. Рис.5б, кривые 1'', 3') увеличивается, пока не достигнет стационарной. Возможность существования минимального размера очага сферического пламени следует уже из самого вида уравнения распространения пламени для случая $Le = 1$ в сферических координатах [1,11]:

$$\partial T/\partial t = \chi \Delta T + F(T) = \chi 1/r^2 \partial/\partial r (r^2 \partial T/\partial r) + F(T) = \chi \partial^2 T/\partial r^2 + 2\chi/r \partial T/\partial r + F(T) \quad (1)$$

где $F(T)$ – скорость тепловыделения, r – радиус. Полагая систему инвариантной к сдвигу, т.е. $\xi = R - U_n t$, получаем из уравнения (1) [11]:

$$- U_n dT/d\xi = \chi d^2 T/d\xi^2 + 2\chi/r dT/d\xi + F(T) \quad (2)$$

Переносим второй член из правой части налево, получаем, что в отличие от плоской задачи в левую часть вместо U_n^0 войдет $U_n + 2\chi/R$, т.е.

$$U_n = U_n^0 - 2\chi/R, \quad (3)$$

где U_n, U_n^0 – нормальные скорости искривленного и плоского пламени соответственно, R – радиус ФП.

Из уравнения (3) следует, что значению $U_n = 0$ соответствует величина радиуса очага $R_{min} = 2\chi/U_n^0 = 2L \approx 0.25$ см, в согласии с его экспериментальным значением 0.3 см ([9,10], Рис.5б, кривые 1'', 3') где $L = \chi/U_n^0$ – толщина ФП [1]. Например, для $Le = 1$; $\chi = D = D_0(T_{bp}/T_0)^{1.5} P/P_0$ [1]; $P = P_0 = 1$ атм, $D_0 \approx 0.1$ см²/с, $T_{bp} \approx 1400$ К (температура пламени), $U_n^0 = 10$ см/с.

Интервал $t_1 - t_2$ соответствует стационарному распространению ФП до момента t_2 касания боковой поверхности реактора. Непосредственно перед моментом касания видимая скорость фронта ФП уменьшается (Рис.5б) и ФП деформируется вблизи отверстий газоподводящих магистралей (Рис. 2б, кадры 35, 40; Рис.3 а, кадры 40, 50; Рис. 3в, кадры 70, 80).

Дальнейшее распространение ФП продолжается в цилиндрической части реактора в направлении торца. Интервалу $t_2 - t_3$ соответствует распространение ФП в цилиндрическом канале. При этом наблюдается инжекция холодной горючей смеси из объема магистралей в продукты горения в реакторе и появление очагов излучения (горячих точек) по периметру контакта ФП с поверхностью при переходе к режиму горения в цилиндре (Рис.4); в этом режиме к моменту t_3 на поверхности ФП возникают ячейки. Действительно, плоское пламя с гидродинамической точки зрения должно быть неустойчивым. Для сферического фронта пламя устойчивость объяснялась тем, что радиус фронта пламени растет так быстро, что на этом фоне неустойчивость не развивается. Поэтому на этапе сферического пламени фронт невозмущенный. На этапе же распространения вдоль реактора возникают ячейки, как и предсказывает теория [1].

Интервалу времени $t_3 - t_4$ соответствует процесс догорания, при этом некоторые смеси догорают без образования ячеек. Образование ячеек характерно для определенной степени разбавления инертной добавкой – в быстрогорящих и сильно разбавленных смесях ячейки не регистрируются. Догорание ячеистой структуры сопровождается ее смещением в направлении силы тяжести, стабилизацией размеров ячеек и догоранием вблизи нижней части реактора (Рис. 2а, кадры 110, 130; Рис.3 а, кадры 110, 150; Рис. 3в, кадры 120-210).

Рассмотрим подробнее результаты визуализации поведения ФП в указанных интервалах времени ($t_1 - t_2 - t_3 - t_4$). В интервале времени $t_1 - t_2$ при движении фронта пламени к боковой стенке реактора, скорость роста $R(t)$ уменьшается (Рис.5, см. также [9,10]). Однако, в области расположения газоподводящих магистралей (Рис.1) торможение ФП не происходит: ФП деформируется и вытягивается в сторону отверстий магистралей. Наиболее отчетливо этот эффект наблюдается на Рис. 2б, кадры 35, 40; Рис.3 а, кадры 40, 50; Рис. 3в, кадры 70, 80. Это связано с тем, что расширяющийся ФП отесняет холодную

горючую смесь к стенкам реактора, приводя ее в движение и затем инициирует горение в ней. В области отверстий газоподводящих магистралей сопротивление движению ФП со стороны стенок отсутствует и некомпенсированное течение холодной смеси внутрь отверстий растягивает ФП в спутном потоке (Рис. 3 а, кадр 40; Рис.3в, кадр 80).

Наличие достаточно протяженной зоны течения холодного газа перед расширяющимся сферическим ФП экспериментально подтверждено в [12] теньевым методом исследования с использованием тепловых меток для визуализации движения холодного газа.

В интервале $t_2 - t_3$ изменение характера движения газовых потоков наиболее ярко проявляется для смеси 80% $(C_5H_{12}+O_2)_{стех}$ + 20% CO_2 (Рис. 4, кадры 39-52) в виде турбулентных факелов горючей смеси, выдуваемой из газоподводящих магистралей (см. Рис.1) в объем реактора. Причина этого заключается в том, что при движении ФП вдоль стенки цилиндрического реактора, за счет вязкости линии тока преломляются, и продукты горения при расширении получают составляющую скорости, направленную от стенки к оси реактора [13,14], при этом вдоль поверхности образуется застойная зона. Этот момент перехода (начальный участок временного интервала $t_2 - t_3$) от течения со сферической симметрией к течению в цилиндрической трубе приводит изменению направления инерционного движения массы слоя холодного газа перед ФП. Дополнительное влияние на этот процесс оказывает также общее уменьшение массовой скорости горения из-за уменьшения поверхности ФП при переходе от сферического горения к цилиндрическому.

Отметим также, что характер свечения струи, поступающей в объем, заполненный продуктами горения, показывает, что происходит объемное выгорание холодной горючей смеси, разбавленной продуктами горения. Этот процесс сопровождается движением области излучающих продуктов горения под действием подъемной силы (Рис.4).

При инъекции газа из газоподводящих магистралей в объем, уже заполненный продуктами горения, на поверхности реактора появляются горячие точки (Рис. 2а, Рис.4). При дальнейшем движении ФП к торцу реактора количество горячих точек увеличивается. Возможной причиной образования горячих точек является турбулизация контактной поверхности ФП в вязком слое в результате изменения характера гидродинамического течения холодной смеси перед ФП и продуктов горения за ФП.

К моменту времени t_3 резко возрастает интенсивность излучения в процессе горения (Махе – эффект [1,5,8], Рис. 2,3) с последующим возмущением поверхности ФП и образованием на ней быстрорастущей ячеистой структуры. При появлении ячеек горение происходит в малом объеме вблизи поверхности у торцов реактора при выгорании массовой доли горючей смеси $\sim 50\%$ [9] и значительного повышения давления холодной горючей смеси за счет сжатия продуктами горения.

В интервале времени $t_3 - t_4$ мелкие ячейки, образовавшиеся на ФП, быстро растут за счет слияния (см., например, Рис. 3а, кадры 90-130). Эти ячейки в процессе горения постепенно меняют направление движения под действием силы тяжести и выгорания холодной смеси от горизонтального направления в сторону торцов к вертикальному движению вниз. Вблизи боковой поверхности реактора размер ячеек стабилизируется, т.е. можно убедиться, что их распределение по размерам до конца горения остается практически постоянным.

Таким образом, можно исследовать распределение ячеек по размерам в зависимости от времени. На Рис. 6 представлена динамика роста ячеек на поверхности ФП от времени в зависимости от состава исходной смеси на примере смесей $(C_5H_{12}+воздух)_{стех} + 10\% CO_2 + 0.5\% CCl_4$ и $(C_5H_{12}+воздух)_{стех} + 10\% CO_2 + 2\% CCl_4$. Для сравнительно медленно горящей смеси (Рис. 3в, $(C_5H_{12}+воздух)_{стех} + 10\% CO_2 + 2\% CCl_4$) влияние подъемной силы становится существенным. Всплывший сферический ФП при касании верхней боковой стенки реактора практически не деформируется. Как можно видеть из последовательности видеок кадров, при этом происходит перетекание холодного слоя горючей смеси перед ФП в нижнюю часть реактора, что сопровождается появлением газодинамических потоков в нижней части реактора. Взаимодействие этих потоков с нижней частью ФП вызывает

образование крупных складок на его поверхности (Рис.3в, кадр 100) с дальнейшим появлением на его поверхности мелких складок, переходящих в мелкие ячейки. При движении ФП к нижней боковой части реактора, область, занятая ячейками, расширяется и захватывает всю фронтальную (относительно торцов ректора) область фронта пламени. В этих условиях отчетливо наблюдается влияние конвективных потоков на размытие и растяжение ячеек в верхней части ФП. В ходе дальнейшего горения продукты горения заполняют верхнюю часть реактора, а холодная горючая смесь, скопившаяся в нижней части реактора, продолжает гореть в режиме ячеистого пламени.

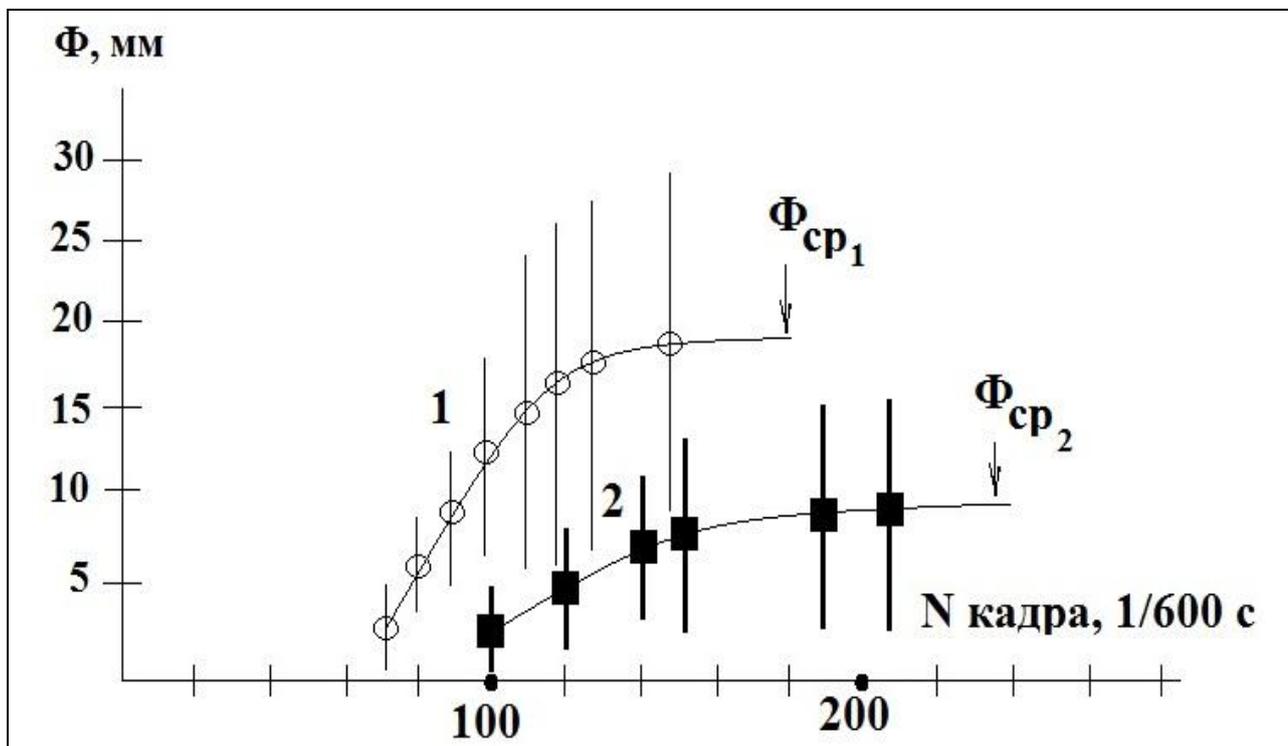


Рис.6. Динамика изменения размера ячеек и определение $\Phi_{ср}$ на примере смесей 89.5% $(C_5H_{12}+O_2)_{стех}$ + 10% CO_2 + 0.5 % CCl_4 (кружки), 88% $(C_5H_{12}+O_2)_{стех}$ + 10% CO_2 + 2% CCl_4 (квадраты), $T_0 = 298K$, $E_0 = 0.91$ Дж.

Полученные экспериментальные данные указывают на газодинамическую природу наблюдаемой в наших экспериментах ячеистой структуры ФП в конце горения (интервал времени $t_3 - t_4$). На это указывают также результаты видеосъемки инициированного воспламенения в цилиндрическом реакторе, в котором высота цилиндра близка к его диаметру [9]. В этом реакторе, в котором сферический ФП практически одновременно касается торцов и образующих, в условиях настоящей работы (90% $(C_5H_{12}+воздух)_{стех}$ + 10% CO_2) ячейки в конце горения не образуются. Таким образом, режим ячеистого горения, вызванный гидродинамической неустойчивостью в поле силы тяжести, наблюдается в реакторах, в которых ФП распространяется горизонтально в холодный непрореагировавший газ, вызывая конвективное течение среды.

Неустойчивость фронта пламени [1, 15, 16], вызвана локальными изменениями давления, связанными с расхождением и сжатием линий тока вблизи возмущенного фронта пламени. Таким образом, на участках ФП, вогнутых по отношению к продуктам горения, происходит увеличение скорости переноса вещества, а на участках противоположной кривизны скорость переноса вещества уменьшается [16]. В наших опытах образование ячеистой структуры происходит в условиях резкого повышения давления в реакторе и уменьшения видимой скорости распространения ФП вблизи торцов реактора. В этих

условиях характер движения холодного газа и продуктов горения вблизи стенки существенно отличается от их движения в объеме реактора.

Так как вблизи торца реактора при сгорании слоя холодного газа, расширение продуктов горения в сторону стенки реактора затруднено, то они расширяются вглубь реактора со скоростью $U_b = \varepsilon U_n^0$ относительно ФП (ε - степень расширения продуктов горения).

Для оценки размеров образующихся ячеек Φ рассмотрим случай, когда переменное поле массовых сил, возникающих при торможении ФП стенкой, отсутствует, и движение ФП происходит только в поле силы тяжести. Именно этому случаю соответствует конечная стадия горения – догорание остатков холодной горючей смеси, скопившейся в нижней боковой части объема реактора; при этом ФП движется в направлении силы тяжести, а сама холодная смесь неподвижна ($U_c=0$). В таком случае взаимодействие ячеистого ФП с газовой средой становится подобным рассмотренной в [14] задаче об устойчивости зоны горения в паре вблизи поверхности жидкости. В этих условиях ФП становится неустойчивым, при этом на ячейку пламени, погруженную в холодный газ выпуклостью в направлении силы тяжести, действует выталкивающая сила. Оценим размер Φ ячеек пламени, стабилизированного вблизи поверхности. Если рассматривать зону горения как поверхность разрыва [1,14], то условие устойчивости ячейки можно записать в виде (пренебрегая силами поверхностного натяжения):

$$P_0 - P_b = (\rho_0 - \rho_b)gh \quad (4)$$

где P_0, P_b – давление в области холодной смеси и продуктов горения соответственно, ρ_0, ρ_b – плотность холодной смеси и продуктов горения соответственно, g – ускорение свободного падения, h – высота мениска, образованного выпуклостью ячейки пламени, погруженной в холодную смесь.

С учетом законов сохранения плотности потока массы и импульса на поверхности ФП, получаем:

$$\rho_0 U_n^0 = \rho_b U_b \quad (5)$$

$$P_0 + \rho_0 (U_n^0)^2 = P_b + \rho_b (U_b)^2 \quad (6)$$

где U_n^0 – нормальная скорость горения, U_b – скорость движения продуктов горения вглубь реактора, $U_b = \varepsilon U_n^0$. Тогда уравнение (6) принимает вид:

$$h = \varepsilon (U_n^0)^2 / g \quad (7)$$

Далее, при сопоставлении экспериментальных значений диаметров ячеек Φ с уравнением (7) будем полагать, что h представляет собой усредненный размер ячейки = Φ_{cp} . Величину Φ_{cp} определяли как среднее арифметическое максимального и минимального диаметров ячеек в конце горения. Пример определения Φ_{cp} для двух газовых смесей приведен на Рис.6. Максимальный и минимальный размеры ячеек определяли из видеок кадров с использованием пакета программ Stochastic Geometry 4.1 (TU Bergakademie Freiberg, Institut für Stochastik). Для расчетов величины h необходимо определить значения U_n^0 в конце горения. При горении в замкнутых объемах U_n^0 зависит от параметров P_0 и T_0 холодной горючей смеси перед ФП. Барический коэффициент $\partial U_n^0 / \partial P$, в общем случае зависит от химической природы газа, соотношения горючего и окислителя и давления смеси так что $U_n \sim P^\alpha$ [1,4,8]. В большинстве случаев в ограниченном диапазоне давлений вблизи $P = 1$ атм величину α можно считать постоянной и составляющей для углеводородо-воздушных смесей $-0.10 \div -0.45$ [1,4,8]. Зависимость U_n^0 от начальной температуры T_{0b} в диапазоне $T_0 \div T_{0b}$ согласно [1,4,8] можно представить в виде:

$$U_n^0(T_{0b}) \approx (T_{0b}/T_0)^{1.75} \text{ где } T_{0b} \text{ – температура холодной смеси при } P_b.$$

Для адиабатического процесса $(T_{0b}/T_0) = (P_b/P_0)^{(\gamma-1)/\gamma}$ и для $U_n^0(T_{0b}, P_b)$ можно записать соотношение

$$U_n^0(T_{0b}, P_b) / U_n^0(T_0, P_0) = (P_b/P_0)^\alpha (T_{0b}/T_0)^{1.75} = (P_b/P_0)^{1.75(\gamma-1)/\gamma + \alpha} \quad (8)$$

С учетом $\gamma = 1.2$, величин α и значений P_b (см. табл.1) оценка относительного изменения нормальной скорости составит $1.4 \div 0.75$ для всех исследованных составов. Поэтому для оценки величины h полагаем $U_n^0(T_{ob}, P_b) \approx U_n^0(T_0, P_0)$, а эта величина известна из эксперимента (см. табл.1 из [9]). Результаты сопоставления h и Φ_{cp} для различных составов приведены в табл.1 (пятый и шестой столбцы). Из приведенных данных видно удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных размеров ячеек. Наблюдаемые отличия расчетных величин Φ от экспериментальных в первую очередь связаны с предположениями, полученными при выводе рабочих формул.

Рассматриваемые нами стехиометрические углеводородные смеси с добавками разбавителей и ингибитора соответствуют значению $Le \leq 1$, присущему бедным и стехиометрическим смесям, устойчивым к мелкомасштабным возмущениям ФП. Наблюдаемая неустойчивость связана с изменением характера гидродинамического течения через ФП при повышении давления вблизи стенки реактора и зависит, как показано в наших экспериментах, только от величин V_n^0 и ε . Изложенные выше соображения следует учитывать при численном моделировании перехода сферического горения к распространению пламени в цилиндрической трубе. Полученные результаты по визуализации распространения ФП важны при решении вопросов взрывобезопасности для объемов сложной геометрии.

Резюмируем коротко полученные результаты.

На примере горения стехиометрических смесей н-пентана (C_5H_{12}) с воздухом, разбавленных углекислым газом (CO_2) и аргоном (Ar), при общем атмосферном давлении показано, что при переходе распространения фронта пламени ФП от сферического к распространению в трубе в реакторе возникают течения, способствующие турбулизации холодной горючей смеси в области контакта ФП с поверхностью. Горение в этой области проявляется в виде ярких, медленно увеличивающихся в размерах горячих точек. Показано, что при торможении ФП вблизи торцевой стенки реактора гладкий ФП приобретает ячеистую структуру. Полученные результаты по визуализации распространения ФП важны при решении вопросов взрывобезопасности для объемов сложной геометрии. Мы полагаем, что торможение ФП и продуктов реакции при касании стенки фронтом пламени сопровождается возникновением течений, которые приводят к возникновению гидродинамической неустойчивости горения. При этом дополнительной причиной неустойчивости горения в наших условиях является воспламенение газа в из подводящих магистралах, а также усиление термоакустических колебаний, многократно проходящих через области несгоревшего газа.

Таблица 1

Зависимость характеристик горючих смесей от их состава

Смесь	U_n^0 , см/с [9]	ε [9]	t начала возмущений, с	Φ_{cp}	h , мм
90%(C_5H_{12} +воздух) _{стех} + 10% CO_2	22.3	4.93	0.108	20	24
85%(C_5H_{12} +воздух) _{стех} + 15% CO_2	19.6	4.59	0.133	19	18
82.5%(C_5H_{12} +воздух) _{стех} + 17.5% CO_2	10.4	4.33	0.192	9	4.8
80%(C_5H_{12} +воздух) _{стех} + 20% CO_2	9.8	4.1	0.217	8	4.0
89.5%(C_5H_{12} +воздух) _{стех} + 10% CO_2 + 0.5% CCl_4	18.5	5.1	0.117	18	17.5

88%(C ₅ H ₁₂ +воздух) _{стех} + 10%CO ₂ +2% CCl ₄	10.2	5.0	0.17	9	5.3
70%(C ₅ H ₁₂ +воздух) _{стех} + 30% Ar	18.9	4.76	0.117	19	17.3

Литература

1. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.А., Махвиладзе Д.В., Либрович А.Б. Математическая теория распространения пламени, М., Изд-во АН СССР, 1980, 620 С.
2. Г.И.Ксандопуло, В.В.Дубинин, Химия газофазного горения, М.: Химия, 1987, 240 С.
3. А. Мачек, Effect of additives on formation of spherical detonation waves in hydrogen-oxygen-mixtures. 1963, *AIAA J.*, №1(8), P.1915-1918.
4. Мержанов А.Г., Хайкин Б.И., Теория волн горения в гомогенных средах, Черногловка.: Изд-во АН СССР, 1992, 161 С.
5. В. Lewis, G. Von Elbe, Combustion, Explosions and Flame in Gases, New York, London.: Acad.Press, 1987, 566 P.
6. Нестационарное распространение пламени/под ред. Маркштейна, Дж.Г.М., М.:Мир, 1968,440 С.
7. А.С.Соколик, Самовоспламенение, пламя и детонация в газах. М: Изд-во АН СССР, 1960, 470 С.
8. А.И.Розловский, Основы техники взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия. 1980, 376 С.
9. Н. М. Рубцов, К. Я. Трошин, А. А. Борисов, Б. С. Сеплярский, В. И. Черныш, Г. И. Цветков, Влияние инертных и активных добавок на инициирование и распространение ламинарных сферических пламен в стехиометрических смесях метана, пентана и водорода с воздухом // Химическая физика, 2011, том 30, № 1, С. 1-10.
10. Nickolai M.Rubtsov, Boris S.Seplyarskii, Kirill Ya.Troshin, Victor I.Chrenysh, Georgii I.Tsvetkov, Initiation and propagation of laminar spherical flames at atmospheric pressure // *Mendeleev Comm.*, 2011, T.21, P.218-221.
11. Зельдович Я.Б., Структура и устойчивость стационарного ламинарного пламени при умеренно больших числах Рейнольдса, Черногловка.: Изд-во АН СССР, Препринт ОИХФ, 1979, 36 С.
12. Саламандра Г.Д., Федосеева И.К., в сб. Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых смесей. Черногловка.: Изд-во АН СССР, 1977, С.95.
13. Набоко И.М., Петухов В.А., Солнцев О.И., Гусев П.А. // Химическая физика, 2006, Т.25, №4, С.4-13.
14. Ландау, Л.Д., Лившиц Е.М., Теоретическая физика, Т.VI, Гидродинамика, М.:Наука, 1986, 736 С.
15. Ландау Л.Д., Журн.эксп. и теор.физики, 1943, Т.14. №6, С.240-251.
16. Щелкин К.И., Трошин Я.К., Газодинамика горения, М.: Изд-во АН СССР, 1963, 266 С.

Статья поступила в редакцию журнала 24 ноября 2011 г.