

Бойчук Л.В., Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Золотко А.Н.

*Институт горения и нетрадиционных технологий
Одесского национального университета им. И. И. Мечникова*

Ламинарное пламя в комбинированных газовзвесьях I. Постановка задачи

Представлена теоретическая модель ламинарного пламени в двухкомпонентных газовзвесьях частиц твердых горючих в предположении диффузионного режима горения частиц при постоянной мощности тепловыделения в волне горения. Модель позволяет рассчитывать скорость и структуру волны горения. Показана возможность существования четырех основных режимов горения - слияния, переходного, управления и отрыва.

Комбинированные составы являются распространенным типом горючих систем. В широком смысле слова к ним относятся смеси различных газообразных горючих с окислителем, двух- или более компонентные газовзвеси твердых горючих, взвеси твердого и жидкого горючего в газообразном окислителе, взвеси твердого и газообразного горючего (гибридные смеси), смеси различных твердых горючих и окислителей. К таким составам можно отнести и полидисперсные газовзвеси, в частности, бинарные композиции мелко- и крупнодисперсного порошка одного горючего.

Вопросам исследования сложных многостадийных химических превращений в пламенах путем представления этих процессов набором последовательных или параллельных брутто- стадий применительно к горению газовых смесей либо конденсированных веществ (пороха, ВВ, СВС-системы) посвящено большое количество работ, достаточно полный анализ которых проведен в [1]. В то же время в литературе крайне ограничены работы, посвященные исследованию стадийного горения газодисперсных систем. Впервые стадийность применительно к воспламенению дисперсных систем была рассмотрена в [2,3]. В работе [2] аналитически определены критические условия воспламенения и потухания в случае протекания на равнодоступной поверхности нескольких параллельных реакций. В работе [3] аналогичная задача решена для последовательных гетерогенных реакций.

В работе [4] предложена численная математическая модель, описывающая нестационарное горение бидисперсной газовзвеси, частицы которой одинаковы по химическому составу, но отличаются по размеру. При анализе волны горения по аналогии с газофазными комбинированными системами выделены режимы слияния, управления и отрыва. Аналитические и экспериментальные подходы к ламинарному пламени в комбинированных газовзвесьях представлены в работах [5,6].

В продолжение этих исследований предлагается цикл работ по изучению ламинарного пламени в комбинированных двухкомпонентных газовзвесьях Al – Mg, Zr – Al, Al – Fe, Al – В. В первых двух работах развиваются теоретические представления, включающие постановку задачи и ее различные упрощенные варианты. Последующие две работы посвящены экспериментальному исследованию и сопоставлению с теоретическими результатами.

Постановка задачи. Рассмотрим газовзвесь, состоящую из двух компонентов (фракций) частиц разной химической природы с существенно различными характеристиками воспламенения и горения частиц. Из-за особенностей горения газовзвеси непосредственный перенос результатов стадийного горения гомогенных систем с параллельными реакциями [1] для описания горения комбинированной газовзвеси неправомерен. Одной из главных таких особенностей является возможность горения частиц в диффузионном режиме, когда скорость горения определяется массообменом частицы с газом.

Введем следующие допущения:

1. Предполагается избыток окислителя во взвеси. Это ограничение позволяет рассматривать только тепловое взаимодействие между горящими компонентами, кроме того, не учитывает выгорание окислителя при горении каждой из фракций.

2. Теплоемкостью конденсированной фазы в общем уравнении теплового баланса пренебрегаем. Это не принципиальное допущение, но оно существенно упрощает конечное аналитическое выражение. Для аэрозвеси металлов, характеризующихся большой калорийностью горючего, нижний концентрационный предел распространения пламени соответствует достаточно малым массовым концентрациям твердой фазы, например, для Mg ~ 0.04 кг/м³ Al ~ 0.06 кг/м³. Поэтому для большинства реальных ситуаций это упрощение вполне допустимо.

3. Предполагается, что частицы обеих фракций горят в диффузионном режиме. Это принципиальное допущение, позволяющее считать скорость горения частиц не зависящей от температуры среды, поскольку в диффузионном режиме эта зависимость слабая (не экспоненциальная).

4. Массовая скорость диффузионного горения частицы падает по мере ее

выгорания $\frac{dm}{dt} \sim \left(1 - \frac{t}{\tau_c}\right)^{1/2}$, (где τ_c – время горения частицы). Реальную функ-

цию тепловыделения заменим модельной «ступенькой» $\frac{QB}{\tau_c}$ (где Q – тепловой

эффект, B – массовая концентрация компонента) так, чтобы интегральные способности модельного источника и частицы были одинаковы. Скорость тепловыделения в начале горения для модельного источник в 1.5 раза ниже, чем для частицы, что должно приводить к незначительному занижению расчетной скорости.

5. Считаем, что частица воспламеняется и «мгновенно» переходит в диффузионный режим горения, когда ее температура при инертном прогреве становится равной температуре в режиме самовоспламенения T_{si} [7] (т.е. пренебрегаем тепловыделением в зоне прогрева).

С учетом высказанных допущений объемная мощность источников в зоне горения $R(x)$ для первой фракции запишется в виде $\frac{B_1 Q_1}{\tau_{e1}}$, для второй – $\frac{B_2 Q_2}{\tau_{e2}}$. Если зоны горения первой и второй фракции перекрываются, то в области перекрытия $R(x) = \frac{B_1 Q_1}{\tau_{e1}} + \frac{B_2 Q_2}{\tau_{e2}}$.

Уравнение теплопередачи для плоского одномерного фронта пламени в координатах, связанных с фронтом (начало координат совмещаем с местом воспламенения первой фракции), запишется в виде

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c\rho v \frac{dT}{dx} = -R(x). \quad (1)$$

Здесь c и ρ , в соответствии с допущением 2, теплоемкость и плотность газа соответственно, v – искомая стационарная (нормальная) скорость пламени.

Для определения координат воспламенения каждой из фракций уравнение (1) необходимо дополнить, согласно предположению 5, уравнением инертного прогрева частиц

$$v c_{s1} m_1 \frac{dT_{s1}}{dx} = -\alpha_1 (T_{s1} - T) S_1, \quad (2)$$

$$v c_{s2} m_2 \frac{dT_{s2}}{dx} = -\alpha_2 (T_{s2} - T) S_2. \quad (3)$$

Здесь c_{si} – удельные теплоемкости частиц, m_i – их массы, S_i – поверхности.

В уравнениях (1) – (3) перейдем к следующим безразмерным переменным:

$\theta = \frac{T}{T_0}$ – температура газа (T_0 – начальная температура), $\theta_s = \frac{T_s}{T_0}$ – безразмерная

температура частицы, $y = \frac{x}{v\tau_e}$ – безразмерная координата. Соответственно, θ_{s1} ,

θ_{s2} , θ_{i1} , θ_{i2} – температуры частиц и газа в местах их воспламенения.

Введем также следующие безразмерные параметры: $\kappa = \frac{v^2 \tau_{e1}}{a}$ – безразмерная скорость пламени, представляющая собой отношение ширины зоны горения к ширине зоны прогрева первой фракции $\left(a = \frac{\lambda}{c\rho} \right)$, $q = \frac{Q_2 B_2}{Q_1 B_1}$ – отношение теплотворных способностей фракций, $\mu = \frac{(T_{s1} - T_0) c\rho}{B_1 Q_1}$ – обратная безразмерная

концентрация первой фракции. Концентрация, при которой $\mu = 1$, является нижним концентрационным пределом распространения пламени по первой фракции, так как при такой концентрации выделенного тепла хватает только на

прогрев этой фракции до температуры ее воспламенения. Величины $\xi_{s1} = \frac{2B_1 C_{s1}}{3c\rho} \chi_1$, $\xi_{s2} = \frac{2B_2 C_{s2}}{3c\rho} \chi_2$ – отношения времен теплообмена и горения частиц (время диффузионного горения частицы, характерное время теплообмена, полагая $D = a$, получаем выражение для ξ). При гетерогенном горении частицы множитель $\chi = 1$, при газофазном и парофазном горении $\chi > 1$ (χ по сути есть отношение поверхности горения к поверхности частицы), $p = \tau_1/\tau_2$ – отношение времен горения фракций.

В выбранных переменных исходная задача принимает вид

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} - \kappa \frac{d\theta}{dy} = -R. \quad (4)$$

где $R = 0$ – вне зоны горения; $R = \frac{\kappa}{\mu}(\theta_{s1} - 1)$ – в зоне, где горит первая фракция;

$R = \frac{\kappa}{\mu}(\theta_{s2} - 1)pq$ – в зоне, где горит вторая фракция; $R = \frac{\kappa}{\mu}(1 + pq)(\theta_{s1} - 1)$ – в зоне, где фронты горения первой и второй фракции перекрываются.

$$\frac{d\theta_{s1}}{dy} = -(\theta_{s1} - \theta) \frac{1}{\xi}, \quad (5)$$

$$\frac{d\theta_{s2}}{dy} = -(\theta_{s2} - \theta) \frac{1}{\xi}. \quad (6)$$

Стационарное распространение волны горения в двухфракционной газозвесе предполагает существование стационарной структуры зоны горения: постоянных во времени ширин зон горения каждой фракции и расстояния между точками их воспламенения (в дальнейшем это безразмерное расстояние будем обозначать через Z).

Рассмотрим возможные варианты структуры зоны горения (рис. 1). Для определенности полагаем, что температура воспламенения частиц первой

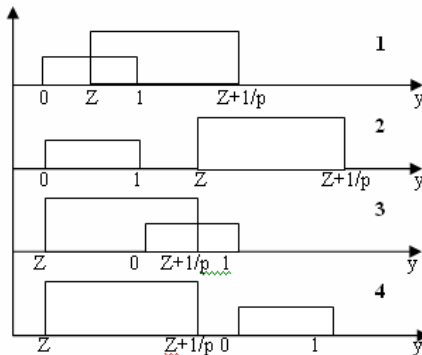


Рис. 1. Варианты структуры волны горения в двухфракционной газозвесе

фракции (изображено низкой ступенькой) ниже, чем второй (высокая ступенька).

Вариант 1. $Z < 1$ – зоны горения перекрываются, граничные условия уравнений (5) – (6) запишутся в виде:

$$\begin{aligned} y \rightarrow -\infty, \quad \theta_{s1} = \theta_{1,2}; & & y = 0, \quad \theta_{sf} = \theta_{s1}, \\ y = Z, \quad \theta_{s2} = \theta_{s12}, & & y = Z + \frac{1}{p}, \quad \frac{d\theta}{dy} = 0. \end{aligned}$$

Вариант 2. $Z > 1$ – зоны горения фракций разделены промежутком $1 < y < Z$, где нет химических реакций, вторая фракция продолжает прогреться инертно:

$$\begin{aligned} y \rightarrow -\infty, \quad \theta_{s1,2} = \theta_{1,2} = 1; & & y = 0, \quad \theta_{sf} = \theta_{s1}, \\ y = Z, \quad \theta_{s2} = \theta_{s12}; & & y = Z + \frac{1}{p}, \quad \frac{d\theta}{dy} = 0. \end{aligned}$$

Возможна и такая структура фронта, когда первой воспламеняется и горит вторая фракция с большей, чем у первой, температурой воспламенения частиц $-Z < 0$. Такой фронт будем называть обращенным. Он может реализовываться, например, если размер частиц первой фракции больше, чем второй, и, соответственно, частица первой фракции прогревается медленнее.

Вариант 3. $Z < 0$, $|Z| \leq 1$ – обращенный фронт, зоны горения перекрываются:

$$\begin{aligned} y \rightarrow -\infty, \quad \theta_{s1,2} = \theta_{1,2}; & & y = -Z, \quad \theta_{s2} = \theta_{s12}, \\ y = 0, \quad \theta_{s1} = \theta_{s1}, & & y = 1, \quad \frac{d\theta}{dy} = 0. \end{aligned}$$

Вариант 4. $Z < 0$, $|Z| \geq 1$ – обращенный фронт зоны горения фракций разделены:

$$\begin{aligned} y \rightarrow -\infty, \quad \theta_{s1,2} = \theta_{1,2} = 1; & & y = -Z, \quad \theta_{s2} = \theta_{s12}, \\ y = 0, \quad \theta_s = \theta_{s1}, & & y = 1, \quad \frac{d\theta}{dy} = 0. \end{aligned}$$

Однотемпературное приближение. Поставленная задача в одностепенном приближении, когда, $\theta = \theta_{s1,2}$ позволяет, с одной стороны получить простые для анализа аналитические варианты, с другой – выделить эффекты, специфические для двухтемпературной задачи.

Очевидно, что однотемпературное приближение проходит, когда характерное время теплообмена частиц с газом много меньше времени нахождения частиц в зоне прогрева (медленное горение) – $\tau_{прогр} / \tau_{то} \gg 1$.

В этом случае условия применимости этого приближения запишутся следующим образом:

$$\text{для первой фракции } \frac{1}{\kappa \xi_1} \gg 1, \tag{7}$$

$$\text{для второй фракции } \frac{p}{\xi_2} \left(\frac{1}{\kappa} + Z \right) \gg 1. \tag{8}$$

В однотемпературном приближении обращенные фронты существовать не могут, поэтому решения ищутся только для первого и второго вариантов. Для структуры с перекрывающимися зонами горения уравнения теплопроводности и граничные условия запишутся следующим образом:

Зона «0» – инертный прогрев обеих фракций

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} - \kappa \frac{d\theta}{dy} = 0,$$

$$y \rightarrow -\infty, \theta = 1; \quad y = 0, \theta = \theta_{i1}.$$

Зона «I» – горение первой фракции (вторая продолжает греться инертно)

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} - \kappa \frac{d\theta}{dy} = \frac{\kappa}{\mu}(1 - \theta_{i1});$$

$$y = 0, \theta = \theta_{i1}; \quad y = Z, \theta = \theta_{i1}.$$

Зона «II» – горение обеих фракций

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} - \kappa \frac{d\theta}{dy} = \frac{\kappa}{\mu}(1 - \theta_{i1})(1 + pq);$$

$$y = Z - \frac{d\theta}{dy} \Big|_{Z=0} = \frac{d\theta}{dy} \Big|_{Z=0}; \quad y = Z + \frac{1}{p} - \frac{d\theta}{dy} \Big|_{(Z+\frac{1}{p})=0} = \frac{d\theta}{dy} \Big|_{(Z+\frac{1}{p})=0}.$$

Зона «III» – горение второй фракции

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} - \kappa \frac{d\theta}{dy} = \frac{\kappa}{\theta}(1 - \theta_{i1});$$

$$y = 1 - \frac{d\theta}{dy} = 0, \quad y = Z + \frac{1}{p} - \frac{d\theta}{dy} \Big|_{II} = \frac{d\theta}{dy} \Big|_{III}, \quad \theta|_{II} = \theta|_{III}.$$

Решения для соответствующих зон.

Зона «0»:

$$\theta = (\theta_{i1} - 1)e^{\kappa y} + 1.$$

Зона «I»:

$$\theta = \theta_{i1} + \frac{(\theta_{i1} - 1)}{\mu} y + \left[\frac{\theta_{i2} - \theta_{i1} - \frac{(\theta_{i1} - 1)}{\mu} Z}{e^{\kappa Z} - 1} \right] e^{\kappa y} - \left[\frac{\theta_{i2} - \theta_{i1} - \frac{(\theta_{i1} - 1)}{\mu} Z}{e^{\kappa Z} - 1} \right],$$

$$\text{Зона «II»}: \theta = \frac{\theta_{i1} - 1}{\kappa \mu} + \frac{pq}{\kappa \mu} (\theta_{i1} - 1) + \left[\frac{\theta_{i2} - \theta_{i1} - \frac{(\theta_{i1} - 1)}{\mu} Z}{e^{\kappa Z} - 1} \right] e^{\kappa y}.$$

$$\text{Зона «III»}: \theta = \frac{\theta_{i1} - 1}{\kappa \mu} + \frac{1 - \theta_{i1}}{\kappa \mu} e^{-\kappa} e^{\kappa y} + \frac{\theta_{i1} - 1}{\mu} y + F.$$

Тогда уравнения для нахождения безразмерной скорости пламени и расстояние Z для конфигурации волны горения с перекрывающимися зонами горения фракций запишутся следующим образом:

$$Z < 1, \quad \left(\frac{\theta_{i2} - 1}{\theta_{i1} - 1} \right) \kappa \mu + \varphi - \kappa \mu \varphi - \ln \varphi = 1 \quad (9)$$

где $Z = \frac{1}{\kappa} \ln \varphi,$ $\varphi = \frac{(1 - e^{-\frac{\kappa}{p}}) p q}{e^{-\kappa} - 1 + \kappa \mu}.$

Аналогично вышеизложенной процедуре, для волны горения с разделенными зонами (вариант 2):

$$Z > 1, \quad \frac{\kappa \left(\mu \frac{\theta_{i2} - 1}{\theta_{i1} - 1} - 1 \right)}{\varphi (\kappa \mu - 1 + e^{-\kappa})} = 1, \quad (10)$$

где $Z = \frac{1}{\kappa} \ln \varphi,$ $\varphi = \frac{(1 - e^{-\frac{\kappa}{p}}) p q}{\kappa \mu - 1 + e^{-\kappa}}.$

Уравнения (9) и (10) совпадают при $Z = 1$, когда вторая фракция воспламеняется сразу же после сгорания первой.

Прейдем к анализу полученных результатов.

На рис. 2 приведены зависимости $\kappa(q)$ рассчитанные по уравнениям (9) и (10) при различных значениях параметра μ . При этом принимались следующие значения параметров: $p = 0.3, \frac{\theta_{i2} - 1}{\theta_{i1} - 1} = 2$, что соответствует соотношению между

временами горения и температурами воспламенения равноразмерных частиц магния и алюминия. Двойные кривые на рис.2 соответствуют второму варианту структуры зоны горения ($Z > 1$) одиночные – первому ($Z < 1$). Пунктиром обозначена скорость распространения пламени по однокомпонентной газозвеси в

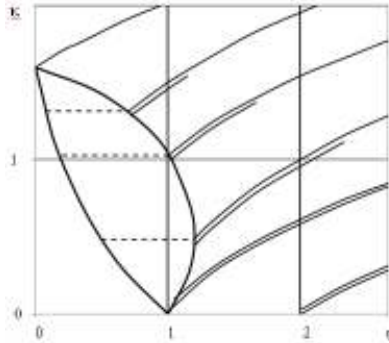


Рис.2. Зависимость безразмерной скорости пламени от относительной концентрации второй фракции

==== - режим управления;

----- - переходный режим;

I, ---- - область и скорость горения в режиме отрыва.

$p = 0.3; \theta_{i2}^0 = 7; \theta_{i2}^0 = 4.$

области, где стационарного пламени в двухфракционной газовой смеси не существует.

Как видно из рисунка, при $\mu \leq 0.5$ стационарный фронт в двухфракционной смеси существует (так как стационарно горят обе фракции) и при $q \rightarrow 0$ т.е. при сколь угодно малых концентрациях второй фракции. При $\mu < 0.5$ концентрация первой фракции такова, что тепла от ее сгорания больше или достаточно для прогрева газа до температуры воспламенения второй фракции, причем вторая фракция воспламеняется еще при горении первой, т.е. фронты горения сливаются. В пределе, когда $\kappa Z \ll 1$ михельсоновские зоны фронтов горения обеих фракций совпадают. В этом случае режим горения подобен режиму слияния в гомогенных системах со стадийным протеканием реакций [7]. Легко показать, что в этом случае скорость горения двухфракционной смеси равна скорости горения монофракционной смеси с температурой воспламенения, как у первой фракции и тепловым потоком из зоны горения, равным суммарному тепловому потоку из зоны горения каждой фракции.

При $\mu > 0.5$ тепла от сгорания первой фракции не достаточно для разогрева второй до температуры воспламенения. Для этого уже необходимо тепло, которое должно передаваться из зоны горения второй фракции. Предельное условие стационарного фронта горения двух фракций в этом случае принимают вид

$$\mu - q \left(\frac{\theta_{i1} - 1}{\theta_{i2} - 1} \right) \leq \frac{\theta_{i1} - 1}{\theta_{i2} - 1} \quad (11)$$

или в размерном виде

$$\frac{B_1 Q_1 + B_2 Q_2}{c\rho} \geq T_{i2} - T_0. \quad (12)$$

Для этого варианта уравнение для нахождения скорости пламени структуры с разделенными фронтами горения можно переписать в виде

$$1 - e^{\frac{\kappa}{p}} = \frac{\mu' \kappa}{p}, \quad (13)$$

$$\mu' = \frac{c\rho(T_{i2} - T^*)}{B_2 Q_2}, \quad T^* = \frac{B_1 Q_1}{c\rho} = T_0.$$

Это выражение, по сути, представляет собой уравнение для скорости пламени по второй фракции с начальной температурой, определяемой сгоранием первой фракции. Это скорость выше, чем скорость распространения пламени по первой фракции. При этом, фронт пламени по второй фракции «догоняет» волну горения, идущую по первой фракции, и подходит к ней настолько близко, чтобы его вклад в прогрев первой фракции привел к выравниванию скоростей обоих фронтов. В гомогенных газовых системах аналогичный режим горения назван режимом «управления» [1], когда реакция с большой энергией активации, т.е. включающаяся при более высокой температуре, как бы подталкивает волну горения первой реакции.

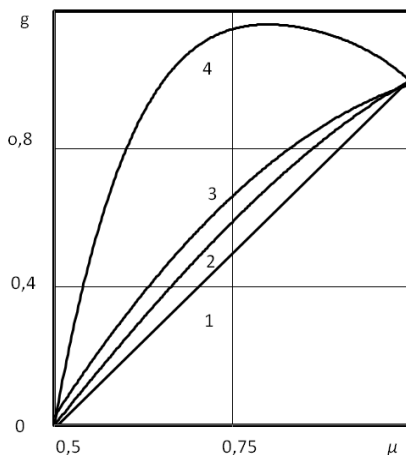


Рис.3. Область существования индукционного горения второй фракции.
 «Однотемпературное приближение».
 1 – нижняя граница области. 2, 3, 4 – верхняя граница области.
 2 – $p = 3$; 3 – $p = 1$; 4 – $p = 0.3$.

Однако, в отличие от гомогенных систем, переход от режима «слияния» к режиму «управления» осуществляется при изменении параметров системы не скачком (в узком диапазоне изменения параметров [1]), а существует широкая переходная область, когда зоны горения фракций перекрываются ($Z < 1$), а михельсоновские зоны фронтов разнесены. Указанное отличие обусловлено тем, что для диффузионного режима горения частиц ширина зоны горения не мала по сравнению с шириной зоны прогрева.

Наконец, в области параметров, левая граница которых определяется условием (13), а правая – условием $\kappa > \kappa_m$, (где κ_m – скорость пламени только по первой фракции $\kappa_m \mu - 1 + e^{-\kappa \mu} = 0$) вторая фракция воспламеняется за счет саморазогрева по истечении некоторого времени индукции после сгорания первой фракции. Такой режим горения обеих фракций естественно назвать индукционным (на рис. 1 область реализации индукционного режима заштрихована). Диапазон реализации этого режима сильно зависит от параметра $p = \tau_1 / \tau_2$. Область существования этого режима показана на рис. 3. Нижняя граница индукционного режима определяется выражением

$$\mu - q \frac{\theta_{s1} - 1}{\theta_{s2} - 1} = 0.5.$$

Проиллюстрируем работу предложенной модели на примере расчета скорости пламени в двухкомпонентной взрывзвеси частиц магния и алюминия. Зафиксируем полную массовую концентрацию взвеси и рассчитаем изменение скорости пламени при варьировании процентного соотношения компонентов.

При расчете константы скорости диффузионного горения частиц полага-
лись равными

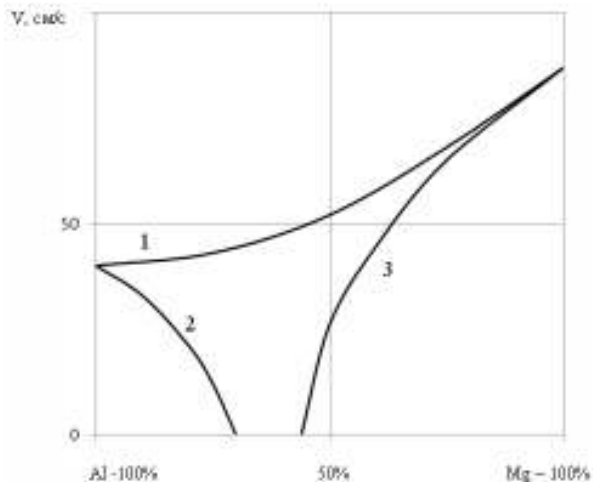


Рис. 4. Зависимость скорости пламени от процентного содержания
компонент в двухкомпонентной газовой смеси Mg-Al.

1 – Mg + Al

2 – Al + инерт.

3 – Mg + инерт.

$d_{Al} = d_{Mg} = 10$ мкм; $B = 100$ мг/л.

$$K_{Mg} = 100 \text{ с/см}^2, K_{Al} = 300 \text{ с/см}^2,$$

$$K_{SiMg(d=10\text{мкм})} = 1200 \text{ К}, K_{SiAl(d=10\text{мкм})} = 2300 \text{ К}.$$

На рис.4 для сравнения также приведен расчет по монофракциям в предположении, что второй компонент заменен инертном. Приведенное сопоставление демонстрирует, что скорость пламени в двухфракционной газовой смеси не является аддитивной величиной скоростей по монофракциям компонентов.

Заключение.

Теоретический анализ ламинарного распространения пламени в двухкомпонентных газовых смесях показал, что в зависимости от степени теплового взаимодействия между горящими фракциями, определяемого параметрами системы, возможно существования четырех режимов горения:

- слияния – михельсоновские зоны прогрева обеих фракций перекрываются, скорость пламени определяется температурой воспламенения первой фракции и тепловым потоком, равным суммарному тепловому потоку из зоны горения обеих фракций;

- переходного – михельсоновские зоны прогрева разделены, зоны химического реагирования фракций перекрываются;

- управления – фронты горения обеих фракций разделены, скорость пламени определяется скоростью распространения волны горения по второй фракции, подогретой за счет сгорания первой;

- индукционного (отрыва) – скорость пламени определяется скоростью горения первой фракции, вторая воспламеняется и горит в индукционном режиме и не оказывает влияния на скорость пламен.

Литература:

1. Математическая теория горения и взрыва / Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. – М.:Наука, 1980. – 478 с.
2. Золотко А.Н., Клячко Л.А. Критические условия в гетерогенных системах с параллельными реакциями // Физика горения и взрыва. – 1979.- Т.15, №3. – С. 3 -9.
3. Золотко А.Н., Вовчук Я.И. Воспламенение дисперсных гетерогенных систем с параллельными реакциями // Физика горения и взрыва. – 1983.- Т.19, №2. – С. 10 -17.
4. Вольперт В.А. Кришеник П.М. Нестационарные режимы распространения двухстадийной волны горения. Препринт ОИХФ. – Черноголовка, 1985.
5. Бойчук Л.В., Горошин С.В., Золотко А.Н. Стационарное пламя в двухфракционной газозвеси. VIII Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Октябрь,1986, Ташкент. Тезисы докладов, С. 69-72.
6. Бойчук Л.В., Горошин С.В. Горение двухфракционной газозвеси. В сб. Тепломассообмен в химически реагирующих средах. Материалы международной школы-семинара. Ч.3. Минск, 1989, С.158-165.
7. Кондратьев Е.Н., Шевчук В.Г., Полищук Д.И. Анализ предельных условий распространения пламени в газозвесах // Физика горения и взрыва. – 1981. – Т.17, №5. – С.125-127.

Бойчук Л.В., Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Золотко А.Н.

Ламінарне полум'я в комбінованих газозависах.

I. Постановка задачі.

АНОТАЦІЯ

Наведена теоретична модель ламінарного полум'я в двокомпонентних газозависах частинок твердих паливних в припущенні дифузійного режиму горіння частинок і сталої потужності тепловиділення у фронті полум'я. Модель дозволяє розраховувати швидкість та структуру хвилі горіння. Показана можливість існування чотирьох основних режимів горіння – злиття, перехідного, управління і відриву.

Boychuk L. V., Shevchuk V. G., Kondratyev E. N., Zolotko A. N.

Laminar flames in the combined case I. Formulation of the problem.

SUMMARY

The laminar flame in two-component suspensions of solid fuel particles is modeled theoretically on the assumption of diffusion-controlled particles combustion and constant rate of heat production in the flame front. The model allows defining the combustion wave speed and structure. Four combustion modes are shown to be possible - the merging mode, the transient one, the controllable mode and finally the induction one.