

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ СЛОЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Б. С. Ермолаев, А. И. Коротков, Ю. В. Фролов
(Москва)

При изучении закономерностей горения гетерогенных конденсированных смесей практический интерес вызывает зависимость скорости горения от давления, дисперсности и природы компонентов.

Однако сложность процесса горения смесей сильно затрудняет теоретическое обобщение имеющихся по этому вопросу экспериментальных данных. Поэтому естественным является внимание, уделяемое исследователями изучению упрощенных моделей, которые оказываются более доступными для анализа.

Такой моделью является система, составленная из многих чередующихся тонких слоев горючего и окислителя (многослойная система (рис. 1)), в которой толщина слоев равна дисперсности соответствующе-

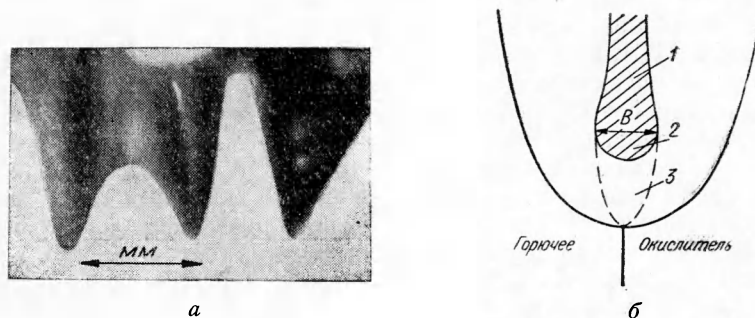


Рис. 1. Поверхность горения многослойной системы ПХА—ПФ в отраженном свете, $p=20$ ата, $h_0=1$ мм (а) и схема одиночного факела пламени (б).
1 — диффузионный факел; 2 — «носик» пламени, 3 — зона предварительного смешения (B — ширина «носика» пламени).

го компонента. Упорядоченность системы приводит к устранению различных переходных процессов, непременно сопутствующих стационарному в целом режиму горения смесей. Фиксированное положение компонентов делает многослойную модель удобной для экспериментального изучения факела пламени, измерения поля температур в газовой и конденсированной фазах, исследования действия катализаторов горения [1] и т. д.

В литературе имеется ряд экспериментальных и теоретических работ, посвященных горению упорядоченных конденсированных систем.

Наиболее полно изучен процесс распространения пламени вдоль поверхности контакта блоков окислителя и горючего [2—5]. Этот режим соответствует предельному случаю смесей с бесконечно большим размером частиц (для многослойной системы — бесконечно толстым слоям). В этих работах рассмотрена форма выемки, вырабатываемой пламенем в процессе горения, и показано, что скорость горения определяется кинетическими факторами.

В работе [6] многослойная система использована при анализе влияния микростационарности процесса горения смеси на величину скорости горения. В работах [7—9] с использованием теории горения непере-

мешанных газов [10] дано теоретическое рассмотрение горения многослойных систем в предположении о диффузионном характере процесса.

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению структуры факела пламени и закономерностей горения многослойных систем. Измерены зависимости скорости горения от давления, толщины слоев, природы и соотношения компонентов. Проведен анализ полученных результатов в рамках тепловой теории горения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Многослойные образцы изготавливались порционным прессованием в прямоугольной прессформе. Навески порошкообразных компонентов поочередно засыпались в прессформу, причем каждый предыдущий слой тщательно разравнивался и уплотнялся пуансоном для получения гладкой и ровной поверхности. После набора нужного числа слоев (15—30 и более, в зависимости от толщины слоев) образец прессовался до плотности, близкой к максимальной. Готовые образцы имели прямоугольное сечение 5×8 мм и длину 10—20 мм. Для изготовления образцов были использованы следующие компоненты: окислители — перхлорат аммония (ПХА) и перхлорат калия (ПХК), горючие — полиформальдегид (ПФ), полистирол (ПС), нафталин, уротропин, полиметилметакрилат, сахараза.

Кристаллические вещества измельчались в вибромельнице (средний размер частиц $5 \div 10$ мкм); полимерные материалы использовались в виде мелкодисперсных порошков, с размером частиц менее 50 мкм.

Образцы, бсовая поверхность которых бронировалась эпоксидной смолой, сжигались в установке постоянного давления в атмосфере азота. Скорость горения определялась с помощью пьезоэлектрического датчика давления. Установка позволяла вести скоростную киносъемку процесса горения. Распределение температуры в образце и факеле пламени фиксировалось с помощью 15 микронных термопар вольфрам-рений 5/20 по методике, описанной в работе [11].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

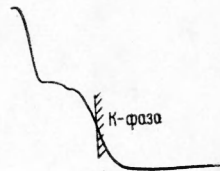
Структура факела пламени. Типичная фотография участка поверхности горения многослойной системы ПХА — ПФ, полученная при съемке в отраженном свете, приведена на рис. 1. Указанные компоненты обладают достаточной летучестью и разлагаются без конденсированного остатка. Видно, что рельеф поверхности горения сильно искривлен; выемки располагаются вдоль плоскостей контакта компонентов, далеко вдаваясь в конденсированную фазу. Высота выступов при давлении 20—40 ата обычно составляет $0,3 \div 1,0$ мм. Однако в отдельных случаях наблюдаются значительные отклонения. В соответствии с рельефом поверхности искривлен и фронт пламени. Существенно неплоский характер горения наблюдается во всем изученном интервале толщины 0,1—2,0 мм и давлениях выше 10 ата.

Изучение распределения температуры в конденсированной фазе и в факеле пламени многослойных систем имеет существенное преимущество перед аналогичным исследованием перемешанных систем, так как в этом случае местоположение термопары строго фиксировано и точно известен компонент, в который она помещена. Осциллограмма, дающая распределение температуры в среднем сечении слоя ПХА, приведена на рис. 2. Вблизи поверхности горения расположена зона пламени взаимо-

действия продуктов разложения перхлората аммония ($T \sim 1200^\circ \text{K}$); выше находится зона максимальной температуры (около 2600°K), являющаяся зоной диффузионного пламени. Последняя температура близка к расчетной адиабатической температуре горения стехиометрической смеси (ПФ — ПХА). Обе зоны разделены плато. Длина плато, отсчитываемая от поверхности горения с учетом глубины выемки, примерно пропорциональна скорости горения и квадрату толщины слоя. Такая закономерность типична для ламинарного диффузионного пламени.

Однако при толщине слоев 2 мм и давлении свыше 40 ата зависимость от скорости горения нарушается (одновременно резко ухудшается воспроизводи-

Рис. 2. Типичная осциллограмма распределения температуры в слое ПНХ (система ПХА—ПФ, $h_0=0,5$, $\alpha_{\text{ср}} = 1$).



мость опытов). Причина этого, как показала киносъемка, заключается в турбулизации факела. Масштаб пульсаций составляет $0,4 \div \pm 0,5 \text{ мм}$.

Когда термопары поместили в слой горючего, то удалось надежно установить только температуру поверхности, которая оказалась равной для полистирола 460°C , для полиформальдегида 230°C . Распределение температуры, по-видимому, сильно искажается при выходе термопары из конденсированной фазы за счет действия на нее расплава или конденсированного остатка, образующихся на поверхности.

Связь скорости горения с давлением и природой компонентов. В качестве параметров, характеризующих многослойную систему, использованы толщина слоя окислителя h_0 и среднее соотношение компонентов $\alpha_{\text{ср}}$.

Результаты по изучению влияния природы компонентов на скорость горения слоевой системы в интервале давлений 10—100 ата представлены на рис. 3. Видно, что величина скорости при переходе от одного компонента к другому может изменяться в три раза. Увеличение давления также оказывает сильное влияние на скорость горения. Показатель ν в законе горения $u = b p^\nu$ для разных пар компонентов лежит в интервале $0,6 \div 0,9$. Исключение со-

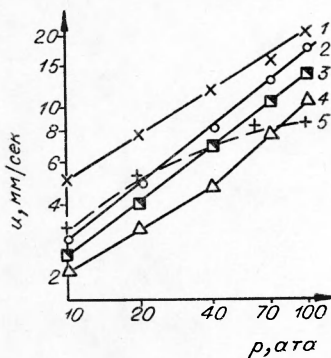


Рис. 3. Зависимость скорости горения многослойных систем от природы компонентов и давления ($h_0 = 0,4 \text{ мм}$, $\alpha_{\text{ср}} = 1$).

1 — ПХК—ПС; 2 — ПХК—ПФ;
3 — ПХА—ПФ; 4 — ПХА—ПС;
5 — ПХА — нафталин.

Увеличение давления также оказывает сильное влияние на скорость горения. Показатель ν в законе горения $u = b p^\nu$ для разных пар компонентов лежит в интервале $0,6 \div 0,9$. Исключение со-

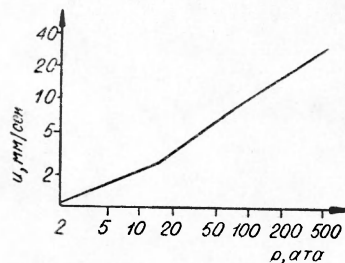


Рис. 4. Зависимость скорости горения многослойных систем ПХА — сахара от давления ($h_0 = 0,5 \text{ мм}$, $h_r = 0,12 \text{ мм}$).

ставляет состав на нафталине, для которого при давлении свыше 50 *ата* зависимость $u(p)$ ослабляется.

В более широком интервале давлений 1—500 *ата* кривая снята для системы ПХА—сахароза (рис. 4). Начиная с 13—15 *ата* сохраняется очень сильная зависимость скорости горения от давления с постоянным

Таблица 1
Высота диффузионного пламени L над поверхностью слоя перхлората аммония (многослойная система ПХА—ПФ, $\alpha_{\text{ср}} = 1$)

Толщина слоев окислителя, <i>мм</i>	L , <i>мм</i> при скорости горения, <i>мм/сек</i>				
	2	4	6	10	13
0,5	0,15	0,25	0,3	0,4	0,45
1,0	0,50	0,80	1,0	1,2	1,30
2,0	1,30	1,90	—	—	—

значением $\nu=0,8$. При более низких давлениях зависимость резко ослабляется ($\nu=0,4$), что связано с приближением к поверхности диффузионного пламени (табл. 1).

Опыты по влиянию толщины слоев на скорость горения были проведены при постоянном значении $\alpha_{\text{ср}} = 1$ при $h_0=0,1 \div 2,0$ *мм*. Результаты приведены в табл. 2 и на рис. 5. Как и следовало ожидать, начиная с некоторой толщины, тем меньшей, чем выше давление, скорость горения увеличивается. Если представить функцию $u(h_0)$ на этом участке в виде $a h_0^{-n}$, то для систем ПХК—ПФ, ПХА—ПФ, ПХА—ПС при

Таблица 2
Влияние толщины слоев на скорость горения многослойных систем ($\alpha_{\text{ср}} = 1$)

Компоненты	Давление, <i>ата</i>	Скорость горения при толщине слоев окислителя (<i>мм</i>), <i>мм/сек</i>				
		0,12	0,2	0,4	0,8	1,6
ПХК—ПФ	10	4,4	3,8	3,2	—	2,2
	40	13,5	10,3	8,0	6,3	5,8
	100	26,5	21,2	16,0	11,0	10,3
ПХА—ПФ	10	3,8	3,3	2,5	2,2	2,2
	40	9,2	7,8	6,8	6,2	6,2
	100	14,3	13,2	13,3	12,0	12,0
ПХА—нафталин	10	2,6	2,3	3,0	—	—
	40	6,1	5,7	6,8	—	—
	100	9,0	8,2	8,6	—	—

низких давлениях получим значение $n=0,3 \div 0,4$. (Его можно сравнить со значением $n=0,9$, полученным в работе [9] численным расчетом для системы перхлорат аммония—полистирол. Высокое значение n , близкое к 1, связано с предположением о диффузионном режиме процесса.) Следует отметить постоянство и даже некоторую склонность к снижению (например, для системы ПХА—нафталин) скорости горения многослой-

ных систем на основе ПХА при повышенных давлениях и наличии плато на зависимости $u(h_0)$ для системы ПХК—ПС, которое наблюдается при всех давлениях для $h_0 < 0,2 \div 0,5$ мм. Последние слишком велики, чтобы этот эффект можно было объяснить переходом в область кинетического режима, когда смешение полностью успевает завершиться до начала химической реакции [3].

Были проведены опыты по влиянию среднего по образцу соотношения компонентов $\alpha_{ср}$ на скорость горения многослойной системы. Величина $\alpha_{ср}$ изменялась за счет изменения h_r (0,6 \div 0,9 мм). Согласно ре-

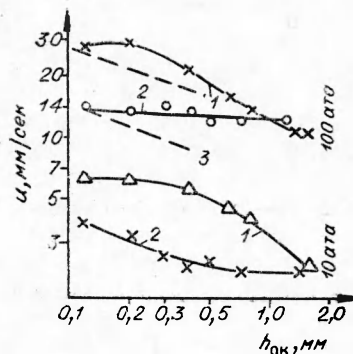


Рис. 5. Зависимость скорости горения многослойной системы от толщины слоев окислителя.
1 — система ПХК—ПС; 2 — система ПХА—ПФ; 3 — соответствующие кривые для смесей тех же компонентов.

зультатам эксперимента, скорость горения многослойных систем не зависит от $\alpha_{ср}$ (табл. 3).

Таблица 3
Связь между скоростью горения многослойных систем и $\alpha_{ср}$
($h_0 = 0,4$ мм, $p = 10$ ата)

Компоненты	Скорость горения при $\alpha_{ср}$, мм/сек					
	0,2	0,35	0,5	0,7	1,0	1,6
ПХК—ПС	16,5	14,7	16,5	15,5	16,0	15,3
ПХА—ПФ	9,7	—	—	10,3	10,0	9,5

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Примем, что компоненты газифицируются, а затем вступают в химическую реакцию. Смешение газообразных компонентов успевает полностью завершиться в пределах зоны прогрева до начала химической реакции в случае достаточно тонких слоев. При увеличении толщины слоев процесс смешения начнет лимитировать скорость потребления вещества в пламени.

Однако результаты теоретического анализа горения многослойных систем, выполненного в предположении чисто диффузионной модели [7—9] (скорость горения сильно зависит от \dot{h}_0 , $\alpha_{ср}$ и не меняется с давлением), оказались не соответствующими экспериментальным данным. Это, по-видимому, связано с пренебрежением реальной структурой пламени.

Киносъёмка процесса горения многослойных систем показала, что фронт пламени не является плоским и сильно искривлен. Пламя фактически распадается на ряд факелов, которые глубоко вдаются в конденсированную фазу, располагаясь вертикально в выемках, выработанных вдоль поверхностей контакта компонентов. При малых толщинах слоев порядка долей миллиметра отдельные небольшие факелы могут интенсивно взаимодействовать друг с другом. В случае толстых слоев взаимо-

действие мало и скорость горения многослойной системы будет близка к скорости распространения фронта пламени вдоль поверхности контакта бесконечно толстых блоков горючего и окислителя. Рассмотрим более подробно этот предельный режим горения. Скорость горения в этом случае обозначим через m_∞ .

В работе [5] проведен расчет формы выемки и показано, что учет условий сгорания газовой смеси в «носике» пламени приводит к появлению зависимости скорости горения m_∞ от кинетических факторов (что и наблюдается на опыте).

Основную роль «носика» пламени можно пояснить следующим образом. Скорость горения m_∞ есть скорость движения по исходному веществу вершины клиновидной выемки и определяется тепловым потоком, поступающим к вершине из зоны химической реакции. В газовой фазе вдали от «носика» пламени применима теория горения неперемешанных газов [10]. В этой области горение является диффузионным горением газов, и тепловой поток из зоны химической реакции полностью идет на нагрев до температуры горения диффундирующего в зону реакции вещества. Скорость движения вершины выемки поддерживается в основном за счет теплоты, выделяемой в «носике» пламени. Существенной особенностью процесса горения является то, что в «носике» пламени реагирует уже предварительно подготовленная смесь газообразных продуктов пиролиза горючего и окислителя, поступающая из зоны прогрева вблизи вершины выемки. Ширина «носика» пламени примерно равна ширине зоны предварительного смешения, которая имеет порядок величины характерного размера процесса $\frac{D}{\omega} \sim 100 \text{ мк}$ (D — средний коэффициент диффузии, ω — скорость оттока газов). При столь малых размерах фронт пламени в «носике» должен быть сильно искривлен, что приводит к рассеиванию тепла из зоны реакции в поперечном направлении. Эти потери тепла, однако, компенсируются наличием диффузионного факела, что поддерживает температуру в зоне химической реакции на уровне адиабатической температуры горения смеси.

Такая модель «носика» пламени позволяет получить простое и удобное для расчетов выражение для скорости горения m_∞ . При этом процедура вычисления m_∞ сводится к решению задачи о стационарном горении гомогенной смеси в пламени заданной постоянной кривизны.

Предложенная модель «носика» пламени отличается от модели, принятой в работе [5], в основу которой было положено явление срыва диффузионного пламени из-за охлаждающего действия газов, диффундирующих к «носику» пламени.

Примем предположение о том, что компоненты близки по теплофизическим свойствам. В этом случае можно считать, что уравнения в частных производных, описывающие распределение температуры и концентраций, вблизи вершины выемки имеют осевую симметрию. Это позволяет пренебречь угловой составляющей искомым функций. Используя обычно предположение о равенстве коэффициентов диффузии и температуропроводности, массовую скорость горения можно получить из решения следующей краевой задачи для обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка:

$$\lambda \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + m_\infty c_p \frac{dT}{dr} + Q \Phi(T) = 0. \quad (1)$$

Граничные условия: $r \rightarrow 0, T \rightarrow T_r; r = r_\phi, T = T_\phi; r = \infty, T = 0$.

Здесь r — расстояние, отсчитываемое от точки внутри пламени с температурой, равной адиабатической температуре горения смеси T_r ;

r_ϕ — радиус кривизны фронта пламени; T_ϕ — температура на фронте пламени; $\Phi(T)$ — функция тепловыделения, определяемая кинетикой химической реакции.

Уравнение (1) приводилось к безразмерному виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} &= - \frac{\Lambda \Phi(\theta)}{g(\xi)}, \\ \xi \rightarrow \infty, \theta &\rightarrow 0; \\ \xi = \xi_\phi, \theta &= \theta_\phi; \\ \frac{d\theta}{d\xi} \Big|_{\xi=\xi_\phi} &= \frac{1 + \theta_\phi}{\xi_\phi}; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\theta = \frac{T - T_r}{T_r - T_0}; \quad R = \frac{r}{\frac{\lambda}{c_p m_\infty}}; \quad \xi(R) = -E_i(-R);$$

$$g(\xi) = \left\{ \frac{\exp[-R(\xi)]}{R(\xi)} \right\}^2; \quad \Lambda = \frac{Q}{\lambda(T_r - T_0)} \left(\frac{\lambda}{m_\infty c_p} \right)^2$$

и интегрировалось разностным методом по формуле

$$\zeta_{n+1} = 2\theta_n - \theta_{n-1} - \frac{\Lambda \cdot \Phi(\theta_n)}{g(\xi_n)} (\Delta \xi_n)^2 \quad (3)$$

от границы $\xi = \xi_\phi$.

Скорость горения m_∞ вычислялась методом проб с точностью $\pm 5\%$ [13]. Результаты расчета могут быть представлены в виде

$$m_\infty = m_0 F \left(\frac{r_\phi}{\lambda/c_p m_\infty} \right), \quad (4)$$

где $m_0 \sim p^{n/2}$ — скорость распространения пламени при плоской симметрии; n — суммарный порядок химической реакции; F — коэффициент, зависящий от безразмерного радиуса кривизны фронта пламени и меньшей единицы. Пример расчета приведен на рис. 6.

Предположим, что радиус кривизны r_ϕ равен половине ширины зоны предварительного смешения, тогда его величина определится расстоянием H от поверхности горения до фронта пламени и отношением скорости смешения к скорости оттока газов. Величина H — есть функция m_∞ и вычисляется одновременно с кривой $m_\infty(r_\phi)$, как только задана температура на поверхности горения.

В предположении смешения за счет молекулярной диффузии (ширина зоны смешения много меньше ширины выемки) величина

$$\frac{r_\phi}{\lambda/c_p m_\infty} = 0,5 \div 0,7 \quad (5)$$

и в явном виде не зависит от давления. Соответствующее значение коэффициента F равно $\frac{1}{4} \div \frac{1}{3}$.

Коэффициент F не зависит от давления. Это означает, что закон горения $m_\infty(p)$ определяется порядком реакции; очевидное

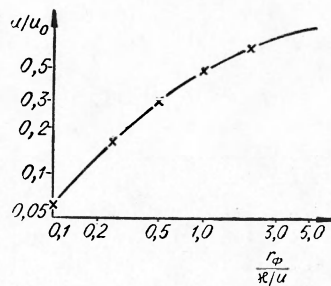


Рис. 6. Зависимость относительной скорости горения от безразмерного радиуса кривизны фронта пламени. При интегрировании использованы следующие константы: $T_r = 2800^\circ \text{K}$; $T_\phi = 1500^\circ \text{K}$; $T_0 = 300^\circ \text{K}$; $\Phi(T) = A(T - T_r)^2 \exp\left\{-\frac{2000}{T}\right\}$.

предположение о биомолекулярной химической реакции приводит к пропорциональности между скоростью горения и давлением ($m_{\infty} = b p$).

Предложенная модель факела пламени позволяет выделить некоторые особенности горения упорядоченных систем.

Состав газовой смеси, которая реагирует в «носике» пламени, является одним из основных параметров, определяющих скорость горения m_{∞} . Соотношение горючего и окислителя (α) в этой смеси зависит от природы компонентов и механизма смешения и может заметно отличаться от стехиометрического. Предположение о свободном молекулярном смешении означает, что величина α определяется в основном химическим составом продуктов разложения компонентов (их средним молекулярным весом). Увеличение термостабильности компонентов приводит лишь к изменению ширины и выемки, но не влияет на смесеобразование и скорость горения m_{∞} .

Наблюдения процесса горения упорядоченных систем показали, что положение о свободном смешении справедливо для таких летучих горючих, как нафталин и ПФ.

Поскольку точные данные о составе продуктов пиролиза горючих отсутствуют, можно провести лишь грубую оценку величины α для изучаемых компонентов, которая, в частности, показывает, что в случае составов на основе ПХА газовая смесь сильно переобогащена горючим ($\alpha < 0,5$). Разбавление зоны реакции горючим означает, что температура горения в «носике» T_r может быть сравнимой с температурой первичного пламени разложения ПХА (около 1200°K). Это позволяет в какой-то мере объяснить такие факты (наблюдаемые при повышенных давлениях), как отсутствие зависимости скорости горения u многослойных систем на основе ПХА от толщины слоев (см. рис. 5) и близость скорости u к скорости горения чистого ПХА.

Экспериментальные данные по влиянию природы компонентов на скорость горения многослойных систем (см. рис. 3) также можно объяснить, если их рассматривать с точки зрения величины α газовой смеси, реагирующей в «носике» пламени. Имеет место хорошая корреляция между u и расчетными значениями α .

При горении многослойных систем взаимодействие соседних факелов, накладывающееся на их независимое распространение, должно приводить к ослаблению зависимости $u(p)$ (уменьшение v в законе горения) при низких и средних давлениях по сравнению с $m_{\infty}(p)$. Излом на кривой $u(p)$ для системы ПХА — сахара (см. рис. 4), наблюдаемый при $p = 13\text{—}15 \text{ атм}$, соответствует началу этого эффекта. Очевидно, что уменьшение толщины слоев должно привести к увеличению давления, при котором начинается указанный эффект [12].

Формула (4) позволяет оценить эффект максимального изменения скорости горения гетерогенной системы за счет измельчения компонентов смеси. Действительно, m_0 — скорость горения гомогенной смеси (плоский фронт пламени), которая получается в случае предельного измельчения компонентов, m_{∞} — скорость горения в случае бесконечно крупных частиц. В этом случае

$$\frac{m_0}{m_{\infty}} = \frac{1}{F} = 2,5 \div 3,0. \quad (6)$$

Эта величина хорошо согласуется с экспериментом для смесей на основе летучих компонентов [3, 12]. При сравнении, однако, необходимо иметь в виду, что исходное $\alpha_{\text{ср}}$ мелкодисперсной смеси должно быть равно α в «носике» пламени крупнодисперсной системы.

Коротко остановимся на сравнении закономерностей горения многослойных систем и обычных перемешанных смесей. На рис. 5,3 даны кривые изменения скорости горения смесей ПХК — ПС и ПХА — ПФ от дисперсности частиц окислителя. В данном интервале дисперсности компонентов скорость горения смесей всюду ниже, чем скорость горения многослойных систем, аналогичных по толщине слоев и составу. Различие не превышает 30% и наблюдается для всех пар компонентов, изученных в данной работе. При уменьшении толщин слоев окислителя (до 100—200 мк) кривые сближаются. Это говорит о том, что при горении смесей, близких к стехиометрическим, роль переходных процессов, присущих стационарному горению, невелика. При больших размерах частиц окислителя существенным оказывается передача горения через прослойки горючего, что уменьшает среднюю скорость горения по сравнению с многослойной системой.

Поступила в редакцию
3/ХІІ 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Ермолаев, А. И. Коротков, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1969, 5, 2.
2. Н. Н. Бахман, Д. П. Поликарпов. Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, 1961, 4, 37.
3. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М., «Наука», 1967.
4. В. Б. Либрович. ПМТФ, 1962, 4, 33.
5. J. Rowling. XI-th Symposium (International) on Combustion, 1967 p. 447.
6. Н. Н. Новиков, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1967, 174, 5, 1129.
7. Б. В. Новожилов. ЖФХ, 1962, 36, 11, 2508.
8. W. Nachbar. Solid propellant rocket research. M. Summerfield (Ed.) Academic press., N. Y., London, 1960, p. 146.
9. W. Nachbar, G. V. Cline. 5-th AGARD Colloquium, N. Y., 1963, p. 317.
10. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 10, стр. 1199—1210.
11. А. А. Зенин. Канд. дисс., МИХФ АН СССР, 1962.
12. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, В. Ф. Дубовицкий. ФГВ, 1968, 4, 1.
13. D. V. Spalding. Combustion and Flame, 1960, 4, 1.

УДК 536.468+662.215.1

О МЕХАНИЗМЕ ДЕЙСТВИЯ ДВУОКИСИ КРЕМНИЯ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ СОСТАВОВ

Л. Д. Ромоданова, П. Ф. Похил

(Москва)

В настоящее время имеется ряд каталитических добавок, с помощью которых можно изменять скорость горения конденсированных смесей [1, 2], а некоторые системы на основе NH_4ClO_4 вообще не применяются без катализаторов из-за недостаточной устойчивости горения.

При обычной температуре чистый NH_4ClO_4 , запрессованный в заряд диаметром 5 мм, горит устойчиво при давлении $p \geq 30\text{—}47 \text{ кг/см}^2$. Однако в имеющихся работах почти не раскрывается механизм действия добавок.