

тепловых активностей инерта и горящего вещества ϵ . Расчет зависимости U от этих параметров проводится по формуле (19), если $\Delta_{0\max} > 0$, или по (20) при $\Delta_{0\max} \leq 0$. При $\Delta_{0\max} > 0$ фронт волны горения искривленный, а при $\Delta_{0\max} \leq 0$ — плоский.

Критические значения величин, соответствующие пределу горения, рассчитываются по (15) — (17), если $\Delta_{0\max} > 0$, или по (21), (22) из [6], когда $\Delta_{0\max} \leq 0$. В этих выражениях $\gamma = \epsilon/h$.

Таким образом, в результате приближенного аналитического решения сопряженной задачи теплообмена между горящим веществом и инертным материалом получены зависимости скорости и пределов распространения волны горения от геометрических размеров, теплофизических и кинетических параметров. Получены также соотношения для расчета формы фронта волны горения и толщины слоя недогоревшего вещества, который может возникать у поверхности инерта.

Авторы благодарны А. П. Алдушину и А. Г. Струниной за обсуждение работы и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зенин А. А., Лейпунский О. И., Писковский С. В. и др. ФГВ, 1976, 12, 2, 179.
2. Aly S. L., Simpson V. B., Hermance C. E. AIAA J., 1979, 17, 56.
3. Алдушин А. П. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — ИХФ АН СССР, 1974.
4. Lee S. T., T'ien J. S. Comb. Flame, 1982, 48, 273.
5. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.
6. Рыбанин С. С., Соболев С. Л. ФГВ, 1989, 25, 5.
7. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
8. Новиков С. С., Похил П. Ф. и др. Докл. АН СССР, 1968, 180, 6, 1391.
9. Махвиладзе Г. М., Новожилов Б. В. ПМТФ, 1971, 5, 51.
10. Маршаков В. Н. Хим. физика, 1987, 6, 4, 530.
11. Андреев К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. — М.: Наука, 1966.
12. Александров В. В., Давыденко А. А., Еремин А. Ф. и др. ФГВ, 1984, 20, 6, 79.
13. Александров В. В., Давыденко А. А., Коваленко Ю. А. и др. ФГВ, 1987, 23, 2, 70.
14. Вольперт А. И., Худяев С. И. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. — М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 27/VII 1987,
после доработки — 19/VII 1988

УДК 536.46

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГЕТЕРОГЕННОГО ГОРЕНИЯ СЛОЕВОЙ СИСТЕМЫ

В. А. Струнин, А. Н. Фирсов, К. Г. Шкадинский, Г. Б. Манелис
(Черноголовка)

Современные конденсированные топлива — это многокомпонентные, многофункциональные композиции. Они постоянно модифицируются, меняются условия их применения. Возникает необходимость качественного прогноза характеристик их горения, что представляет трудную задачу из-за сложности и многогранности этого процесса.

Ниже предлагается математическая модель горения смесевых составов, которая допускает сравнительно простой анализ и позволяет установить параметрическую зависимость ряда экспериментально наблюдаемых характеристик стационарного горения. Хотя проблемам горения смесевых конденсированных составов с газообразными продуктами реакции в последнее время уделяется значительное внимание, проведенный с помощью этой модели вычислительный эксперимент представляется важным.

Формулировка модели и алгоритм решения. Сложный смесевой состав будем моделировать периодически упорядоченной слоевой средой типа «сэндвич», сохраняя характерные размеры и состав входящих компонентов (рис. 1). На периоде записываются законы сохранения в форме дифференциальных уравнений; рассматриваются составы, химическое превращение которых протекает вблизи поверхности горения и, таким образом, формально является гетерогенным.

1. Газовая фаза ($y > 0$):

$$\begin{aligned}\lambda_{\Gamma} \frac{d^2 T_1}{dy^2} - cu_{\text{м}} \frac{dT_1}{dy} - \frac{\alpha_{\Gamma}}{\varphi L} (T_1 - T_2) &= 0, \\ \lambda_{\Gamma} \frac{d^2 T_2}{dy^2} - cu_{\text{м}} \frac{dT_2}{dy} + \frac{\alpha_{\Gamma}}{(1-\varphi)L} (T_1 - T_2) &= 0, \\ \rho_{\Gamma} D \frac{d^2 a_1}{dy^2} - u_{\text{м}} \frac{da_1}{dy} - \frac{\alpha_{\rho_{\Gamma}}}{\varphi L} (a_1 - a_2) &= 0, \\ \rho_{\Gamma} D \frac{d^2 a_2}{dy^2} - u_{\text{м}} \frac{da_2}{dy} + \frac{\alpha_{\rho_{\Gamma}}}{(1-\varphi)L} (a_1 - a_2) &= 0.\end{aligned}$$

2. Конденсированная фаза ($y < 0$):

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{к}} \frac{d^2 T_1}{dy^2} - cu_{\text{м}} \frac{dT_1}{dy} - \frac{\alpha_{\Gamma}}{\varphi L} (T_1 - T_2) &= 0, \\ \lambda_{\text{к}} \frac{d^2 T_2}{dy^2} - cu_{\text{м}} \frac{dT_2}{dy} + \frac{\alpha_{\text{к}}}{(1-\varphi)L} (T_1 - T_2) &= 0.\end{aligned}$$

3. Условия на границе фаз ($y = 0$): на поверхности окислителя

$$\begin{aligned}T_1|_{0-} = T_1|_{0+} = T_{1\text{п}}, \quad \lambda_{\text{к}} \left. \frac{dT_1}{dy} \right|_{0-} &= \lambda_{\Gamma} \left. \frac{dT_1}{dy} \right|_{0+} + Q_{\text{р}} u_{\text{р}} - Q_{\text{с}} u_{\text{с}}, \\ a_{1\text{п}} u_{\text{м}} - \rho_{\Gamma} D \left. \frac{da_1}{dy} \right|_0 + u_{\text{р}} &= u_{\text{м}}, \\ a_{1\text{п}} = p_{\text{с}}/p = A_{\text{с}} \exp(-E_{\text{с}}/RT_{1\text{п}})/p, \\ u_{\text{р}} = A_{\text{р}} \exp(-E_{\text{р}}/RT_{1\text{п}}), \quad u_{\text{с}} &= u_{\text{м}} - u_{\text{р}},\end{aligned}$$

на поверхности горючего

$$\begin{aligned}T_2|_{0-} = T_2|_{0+} = T_{2\text{п}}, \quad \lambda_{\text{к}} \left. \frac{dT_2}{dy} \right|_{0-} &= \lambda_{\Gamma} \left. \frac{dT_2}{dy} \right|_{0+} + Q_{\text{ок}} u_{\text{ок}} - Q_{\text{д}} u_{\text{д}}, \\ a_{2\text{п}} u_{\text{м}} - \rho_{\Gamma} D \left. \frac{da_2}{dy} \right|_0 + \gamma u_{\text{ок}} &= 0, \\ u_{\text{ок}} - \rho_{\Gamma} a_{2\text{п}} A_{\text{ок}} \exp(-E_{\text{ок}}/RT_{2\text{п}}), \quad u_{\text{д}} &= u_{\text{м}} - u_{\text{ок}}.\end{aligned}$$

4. Условия перед фронтом горения ($y = -\infty$): $T_1 = T_2 = T_{\text{н}}$.

5. Условия за фронтом ($y = +\infty$): $\frac{dT_1}{dy} = \frac{dT_2}{dy} = 0$, $\frac{da_1}{dy} = \frac{da_2}{dy} = 0$.

6. Уравнение состояния газа $p = R_{\text{г}} T / \mu$.

Здесь приняты традиционные обозначения: T — температура; a — концентрация окислителя; y — пространственная переменная; u — скорость превращения; $u_{\text{м}}$ — массовая скорость горения; λ , c , D — коэффициенты теплопроводности, теплоемкости, диффузии; ρ — плотность; $\alpha_{\text{к}} = \text{Nu}_{\text{к}} \lambda_{\text{к}} / L$ и $\alpha_{\Gamma} = \text{Nu}_{\Gamma} \lambda_{\Gamma} / L$ — параметры теплообмена между слоями сэндвича в конденсированной и газовой фазах; $\alpha = \text{Nu}$, D/L — коэффициент массообмена; Nu — число Нуссельта; L — толщина сэндвича; φ — доля окислителя в сэндвиче; Q — тепловой эффект; E — энергия активации; γ — стехиометрический коэффициент; p — давление; μ — молекулярная масса. Индексы: к, г — конденсированная и газовая фазы; с, р — сублимация и разложение окислителя; ок, д — окисление и деструкция горючего; 1, 2 — об-

ласти окислителя и горючего; π — величины на поверхности; π — начальное значение.

Полагаем, что $Dc_{O_2}/\lambda_T = 1$ и $D_K = 0$. Скорость превращения первого компонента (окислитель) складывается из скоростей разложения и сублимации, второго компонента (горючее) — из скоростей окисления и деструкции. Считается, что в стационарном режиме массовые скорости горения компонентов (при одинаковой плотности) равны, т. е. $u_{1M} = u_{2M} = u_M$.

В предложенной модели температура и концентрация, а также кинетические характеристики рассматриваются как усредненные по слоям сэндвича. Неоднородность и сложная газодинамика аппроксимируются слоевым приближением и эффективными коэффициентами тепло- и массообмена в поперечном направлении. Рассматриваемый механизм химического превращения имеет как параллельные, так и последовательные стадии. Перестройка полей температур и концентраций мгновенно сказывается на доле вклада индивидуальной стадии, а это, в свою очередь, влияет на тепло- и массообмен.

В качестве предельного в модель включается режим горения «гомогенизированных» топлив (L мало), когда распределением температуры в поперечном направлении (а в газовой фазе и по концентрации) можно пренебречь. С другой стороны, при больших L транспорт окислителя к горючему в среднем ухудшается настолько, что в пределе горение лимитируется процессами в окислителе. Математическое описание предельных случаев существенно упрощается, и о некоторых особенностях, которые здесь возникают, будет сказано ниже.

Само формирование математической модели учитывало возможность ее дальнейшего приближенного анализа. В каждой подобласти горение описывается линейными дифференциальными уравнениями, допускающими аналитическое решение с некоторыми неопределенными коэффициентами. Эти коэффициенты находятся из условий сопряжения на границах подобластей.

Суть решения сводится к следующим процедурам. Путем вычитания дифференциальных уравнений тепло- и массообмена в слоях компонентов и последующего интегрирования с использованием граничных условий находим разницу средних температур и концентраций на поверхности горения слоев окислителя и горючего:

$$T_{1n} - T_{2n} = \frac{2[Q_p(1-\eta_c) - Q_d\eta_c + Q_d(1-\eta_{ок}) - Q_{ок}\eta_{ок}]/c}{\sqrt{1 + \frac{4Nu_R\lambda_R^2}{\varphi(1-\varphi)c^2L^2u_M^2}} + \sqrt{1 + \frac{4Nu_r\lambda_r^2}{\varphi(1-\varphi)c^2L^2u_M^2}}},$$

$$a_{1n} - a_{2n} = \frac{2(\eta_c + \gamma\eta_{ок})}{1 + \sqrt{1 + \frac{4Nu_r\lambda_r^2}{\varphi(1-\varphi)c^2L^2u_M^2}}}.$$

При сложении и интегрировании этих же уравнений, предварительно умноженных на φ и $(1-\varphi)$ соответственно, получаем дополнительные балансовые соотношения для температур и концентраций:

$$\varphi T_{1n} + (1-\varphi)T_{2n} = T_\infty = T_n + \varphi \frac{Q_p(1-\eta_c) - Q_c\eta_c}{c} + (1-\varphi) \frac{Q_{ок}\eta_{ок} - Q_d(1-\eta_{ок})}{c},$$

$$\varphi a_{1n} + (1-\varphi)a_{2n} = a_\infty = \varphi\eta_c - (1-\varphi)\gamma\eta_{ок}.$$

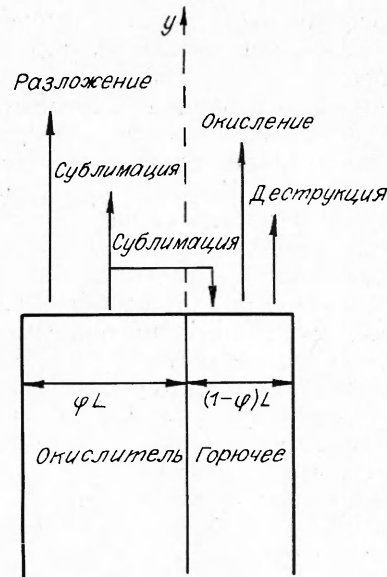


Рис. 1. Схема горения слоевой системы.

Здесь $\eta_c = u_c/u_m$ — доля сублимации окислителя; $\eta_{ок} = u_{ок}/u_m$, $\eta_d = 1 - \eta_{ок}$ — доли окисления и деструкции горючего соответственно. Таким образом, в итоге получается сложная трансцендентная система уравнений, включающая неизвестные и исходные параметры задачи. Для расчета удобным оказался следующий алгоритм. В качестве исходной расчетной характеристики принимаем величину $T_{1п}$. Сразу же по ней находится $a_{1п}$. Из балансовых соотношений можно выразить u_m и, исключив этот параметр, получить квадратное уравнение относительно $a_{2п}$. Решив его, представим $a_{2п}$, u_m , η_c , $\eta_{ок}$ как функции $T_{1п}$ и $T_{2п}$. И наконец, два уравнения для разности температур и концентраций на поверхности используем для нахождения зависимостей вида $F_1(L, T_{2п}) = 0$ и $F_2(L, T_{2п}) = 0$, откуда численно определяются неизвестные задачи. При необходимости можно найти также пространственные профили температур и концентраций в каждом из слоев.

Все параметры сформулированной выше модели можно разделить по функциональным признакам. Внутренние химические параметры характеризуют неизотермическую кинетику химического превращения, внутренние теплофизические — процессы тепло- и массообмена. К третьей группе следует отнести свойства топлива (размер слоя, состав исходных компонентов), к последней — внешние условия горения топлива (давление, начальная температура).

В качестве первой и второй группы параметров выбирались значения, отвечающие окислителю типа перхлората аммония и гетерогенно реагирующего горючего.

Решение и анализ задачи проведены с использованием следующих безразмерных переменных и параметров:

$$\Theta = T/(Q_p/c), \quad \xi = L/L_0, \quad \varepsilon = E/(RQ_p/c), \quad v = u/A_p,$$

$$\pi = p/A_c, \quad \alpha'_к = 4N_{чк}\lambda_k^2/c^2L_0^2A_p^2, \quad \alpha' = \alpha'_г = 4N_{чг}\lambda_g^2/c^2L_0^2A_p^2,$$

$$q = Q/Q_p, \quad A'_{ок} = \mu A_c A_{ок}/(RQ_p A_p/c).$$

При этом полагали $\lambda_k = 10^{-3}$ кал/(см·с·град), $\lambda_g = \sqrt{10^{-1}}\lambda_k$, $c = 0,3$ кал/(г·град), $A_p = 3,85 \cdot 10^7$ г/(см²·с), $L_0^2 = 10^{-1}$ см², $A_c = 5 \cdot 10^7$ атм.

Безразмерные параметры в базовом варианте, результаты расчета которого рассматриваются ниже, приняты следующими: $\varepsilon_c = 15$, $\varepsilon_p = 15$, $\varepsilon_{ок} = 5$, $q_c = 1$, $q_p = 1$, $q_{ок} = 4$, $A_{ок} = 4 \cdot 10^3$, $\alpha'_к = 3 \cdot 10^{-19}$, $\alpha'_г = 3 \cdot 10^{-20}$.

Зависимость скорости горения от размера сэндвича: На рис. 2 представлены расчетные зависимости скорости горения от суммарного размера сэндвича (периода) для различных соотношений компонентов. При очень малых L значения u_m соответствуют квазигомогенному характеру состава: отсутствует распределение температуры и концентрации на поверхности конденсированной фазы (рис. 3). В случаях $\varphi = 0,7 \div 0,9$ (см.

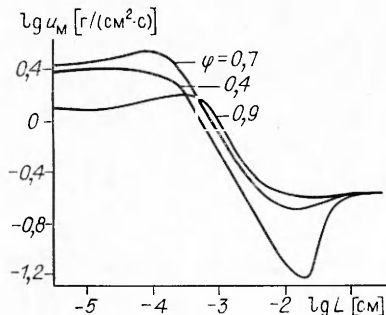


Рис. 2. Зависимость скорости горения от размера слоя для различных соотношений между окислителем и горючим; $p = 10$ атм, $q_{ок} = 4$.

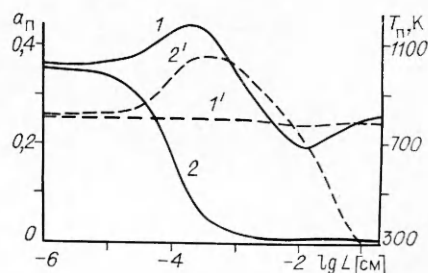


Рис. 3. Зависимость концентрации газообразного окислителя и температуры на поверхности горения от размера слоя; $p = 10$ атм, $q_{ок} = 4$.
1, 1' — окислитель; 2, 2' — горючее.

рис. 2) вначале происходит рост u_m . Назовем этот участок кривой первой аномальной ветвью, поскольку принято считать типичным рост скорости при уменьшении размера частиц смесового состава [1].

Аномальность обусловлена тем, что в этой области из-за ухудшающегося (при увеличении L) тепло- и массообмена между компонентами температуры и концентрации на поверхности становятся существенно неодинаковыми. Температура горючего повышается вследствие его высокого теплового эффекта, при этом концентрация на поверхности окислителя возрастает, а на поверхности горючего падает. При других условиях (в частности, с увеличением давления p или с изменением состава φ) эта ветвь может проявляться слабо или не реализоваться (см. рис. 2, 2). Отметим также, что при $\varphi = 0,9$ доля окисленного горючего достигает единицы, и в области малых L , таким образом, принимает предельное значение.

При дальнейшем увеличении L зависимость приобретает типичный характер (скорость падает). Кривые, построенные при варьировании значений некоторых параметров, например p , сближаются на этом участке. Это отвечает диффузионному характеру протекания процесса, скорость которого лимитирована в основном поступлением газообразного окислителя к поверхности горючего.

При определенном размере слоя значения u_m , продолжая уменьшаться, становятся меньше соответствующих чистому окислителю, горящему без участия горючего. Температура поверхности горючего меньше, чем у окислителя, тепловой поток направлен от окислителя к горючему, степень окисления которого на этом участке низка.

Наконец, в области достаточно больших размеров, по порядку равных толщине михельсоновского прогретого слоя, появляется вторая аномальная ветвь (теплообменная), которая связана с уменьшением воздействия оттока тепла от окислителя к горючему до нуля (в среднем) и выходом процесса на автономный режим горения окислителя без участия горючего (при $L \rightarrow \infty$).

Заметим, что в реальных условиях возможен еще режим движения фронта горения по кромке между окислителем и горючим, однако анализ таких режимов остается вне данной усредненной модели.

Обратимся к сопоставлению полученных результатов с экспериментальными данными. Предварительно сделаем следующие замечания. Первое касается того, что большинство опытов проведено для неупорядоченных смесевых систем с мелкими частицами и небольшое число — для упорядоченных систем с относительно большим размером слоя. Тем не менее имеются сведения [1], согласно которым скорости горения упорядоченных и неупорядоченных систем (смесь перхлората калия с полиметилметакрилатом (ПММА)) при одних и тех же размерах компонентов относительно слабо отличаются друг от друга как по абсолютным значениям, так и по виду зависимости скорости от размера.

Другое замечание связано с ограниченным, частным характером данной модели (топливо с термостойким горючим, способным к гетерогенному окислению, типа графита, декстрина, битума, некоторых полимерных каучуков, тугоплавких металлов и др.), тогда как для многих смесевых систем существенное значение имеют и газофазные реакции окисления (составы с легко газифицирующимися горючими типа ПММА, нафталина и др.). Однако разным смесевым топливам присущи и общие факторы, учитываемые в модели: неоднородность в поперечном направлении и соответственно тепло- и массообмен между элементами; зависимость скорости реакции окисления горючего от давления. Поэтому, не забывая о частном характере модели, будем привлекать сравнительно широкий круг литературных данных.

Общий вид зависимости скорости горения от размера L (см. рис. 2) соответствует эксперименту: S-образный характер и плато в области предельно малых и больших размеров; соответствует эксперименту и сме-

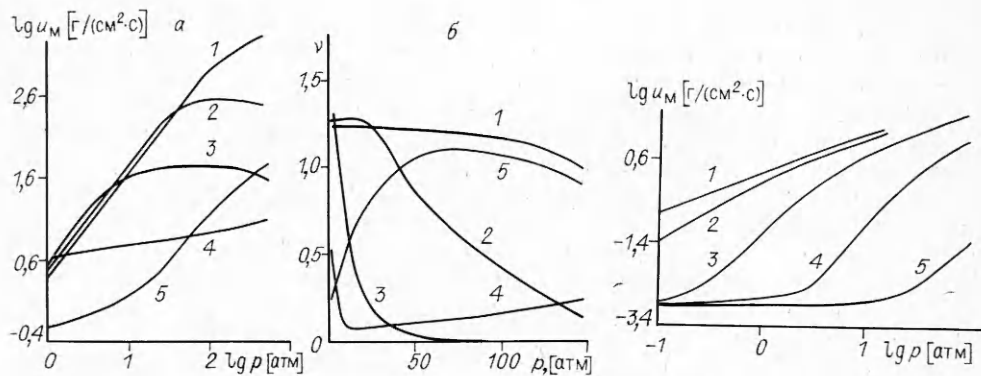


Рис. 4. Зависимости $u_m(p)$ и $v(p)$ для различных размеров слоя при $q_{ок} = 4$.

Рис. 5. Зависимость $u_m(p)$ для различных L при $q_{ок} = 0,25$.

L , см: 1 — $10^{-1,5}$, 2 — $10^{-2,5}$, 3 — $10^{-3,5}$, 4 — $10^{-4,5}$, 5 — $10^{-5,5}$.

щение в область ультрадисперсных частиц первого плато при увеличении давления.

Максимум на кривой с первой аномальной ветвью, природа которого обусловлена поперечной неоднородностью температур в кинетической области, наблюдался для некоторых конденсированных систем (например, пестехиометрические смеси перхлората аммония и полистирола [1]). Минимум и вторая аномальная ветвь на кривых $u_m(L)$, обусловленные теплотратами на прогрев горючего (в этих условиях практически инертного компонента), неоднократно отмечались в опытах по горению различных конденсированных топлив: слоевой системы из перхлората аммония и нафталина с минимумом при толщине слоя $\sim 0,2$ мм [2]; смешанной системы с углеродом, для которой минимум на кривой, в согласии с теорией, смещался в сторону мелких частиц при росте давления [3]; смешанной гомогенизированной системы с добавками алюминия, которые снижали скорость горения тем сильнее, чем меньше был размер их частиц [4].

Зависимость скорости горения от давления определяется типом горючего. Для горючего, окисляющегося с высоким тепловым эффектом, возможны в зависимости от L следующие типы кривых (рис. 4): для $L = 10^{-6,7}$ в широкой области давлений сохраняется постоянная и относительно высокая степень зависимости, характерная для кинетического режима, и лишь при высоких давлениях она ослабевает (кривая 1); при $L = 10^{-5,9}$ и 10^{-5} на кривых 2, 3 возникает широкое плато (влияние поперечных диффузионно-тепловых факторов) с последующим падением u_m (показатель зависимости скорости горения от давления $v \leq 0$), при $L = 10^{-4}$ — с последующим ускоренным ростом (см. рис. 4, 4), где проявляется влияние теплообменного фактора; наконец, при $L = 10^{-2,9}$ характерен вид кривой 5 с зависимостью, близкой при средних давлениях к первоначальной (см. рис. 4). Соответствующие этим случаям линии v приведены на рис. 4, б ($v = \partial \ln u_m / \partial \ln p$).

Анализ литературных данных [1, 5] показывает, что приведенные выше типы зависимости $u_m(p)$ наблюдаются при сжигании различных конденсированных систем — смесей перхлората аммония или перхлората калия с органическими горючими (полистирол, полипропилен, полиэфирный каучук и др.) и неорганическими (вольфрам, алюминий).

Иная картина зависимости $u_m(p)$ получается для систем с горючим, окисляющимся с небольшим тепловым эффектом. Здесь скорость квазигомогенного состава меньше (рис. 5, 5), чем для чистого окислителя (кривая 1). В промежуточном случае (рис. 5, 4) происходит переход от режима горения с полностью прогретым и инертным горючим при низких давлениях к автономному режиму горения чистого окислителя с непрогретым горючим при высоких давлениях. Переход отличается усилением функции $u_m(p)$ и соответственно появлением максимума для

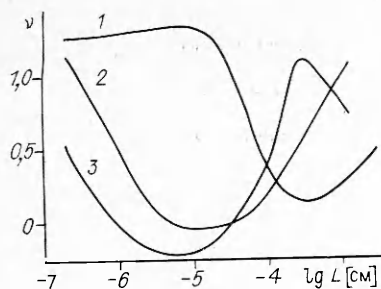


Рис. 6. Зависимость $v(L)$, $q_{ок} = 4$.
 p , атм: 1 — $1 \div 5$, 2 — $50 \div 100$, 3 — $150 \div 500$.

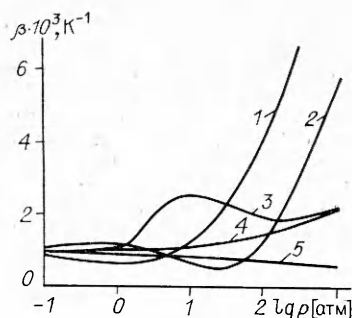


Рис. 7. Зависимость температурного коэффициента скорости горения от давления для различных размеров слоя ($q_{ок} = 4$).
 L , см: 1 — $10^{-3,5}$, 2 — $10^{-4,5}$, 3 — $10^{-2,5}$, 4 — $10^{-0,5}$, 5 — $10^{-6,5}$.

$v(p)$. Данные по горению смесей гексогена и октогена с полимерами [6] иллюстрируют такого рода закономерность.

Зависимость $v(L)$ отличается следующими особенностями: относительно высокое значение v в областях очень мелких и крупных размеров слоя и низкое (вплоть до $v < 0$ или $v \approx 0$) для слоев средних размеров (рис. 6, 2); при уменьшении или увеличении давления вид функции в основном сохраняется, но кривые смещаются по координате (см. рис. 6, 1 и 3), при этом для высоких давлений возникает максимум в области больших L (см. рис. 6, 3). Эти результаты находят частичное подтверждение в экспериментальных данных [1].

Зависимость скорости горения от начальной температуры. Для тонкодисперсных композиций температурный коэффициент скорости горения $\beta = \partial \ln u_m / \partial T_n$ слабо падает с ростом давления (рис. 7, 5). Для более крупных слоев β начинает повышаться при высоких давлениях, при этом участок роста сдвигается влево по координате вместе с L . Кроме того, появляются различные по величине экстремумы (кривые 2, 3). Возможно, что обнаруженные в экспериментах случаи сильного возрастания β с давлением (например, для дымного пороха примерно в 2 раза [1]) объяснимы представленными теоретическими результатами. В предельном случае состава с очень крупными слоями зависимость $\beta(p)$ снова становится слабой, но растущей (см. рис. 7, 4).

Для $\beta(L)$ при $p = \text{const}$ характерно появление максимума, который сдвигается влево при увеличении давления, при этом величина его растет. Рост температурного коэффициента скорости горения в 2—3 раза при укрупнении частиц от 10 до 1800 мкм обнаружен у смесей перхлората аммония или перхлората калия с битумом, полистиролом, ПММА [1].

Заключение. Проведенный анализ показывает, что изучаемая модель горения слоевой системы учитывает существенные факторы, характерные для горения смесевых конденсированных композиций (поперечный тепло- и массообмен, типичные химические реакции, сублимация). Модели присущи относительная простота анализа (ее решение сводится к решению трансцендентной системы уравнений), широкие возможности (от ультрадисперсных квазигомогенных слоевых систем, с возникающей здесь неединственностью стационарных режимов горения кинетической природы, до крупномасштабных систем с имеющейся здесь неединственностью тепловой природы), многопараметричность (практическая возможность проведения широкого исследования основных характеристик горения от параметров позволяет использовать данную модель с целью прогноза). Таким образом, несмотря на определенные приближения и частный характер, с ее помощью объясняется ряд наблюдаемых экспериментальных зависимостей, а выводы могут служить основой последующего теоретического анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахман Н. Н., Беляев А. Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем.— М.: Наука, 1967.
2. Ермолаев Б. С., Коротков А. И., Фролов Ю. В. ФГВ, 1970, 6, 3, 277.
3. Струнин В. А., Дьяков А. П., Манелис Г. Б. ФГВ, 1981, 17, 1, 19.
4. Новиков С. С., Потулов В. Ю., Чуйко С. В. Горение конденсированных систем.— Черногоровка, 1977.
5. Струнин В. А., Манелис Г. Б. ФГВ, 1979, 15, 5, 24.
6. Cohen S., Price G. F. J. Spacecraft and Rockets, 1975, 12, 10, 60.

Поступила в редакцию 25/II 1988,
после доработки — 18/V 1988

УДК 541.128 + 622 : 662.766

СТРУКТУРА ФРОНТА БЕДНЫХ НЕИНГИБИРОВАННЫХ И ИНГИБИРОВАННЫХ ПЛАМЕН АЦЕТИЛЕНА

С. П. Новикова, В. К. Манжос
(Алма-Ата)

Интерес к изучению горения ацетилена обусловлен его высокой взрыво- и пожароопасностью, а также отсутствием до настоящего времени полного представления о механизме превращения C_2H_2 при горении. Цель настоящей работы — анализ структуры низкотемпературной зоны пламени ацетилена с воздухом и влияния порошкообразных ингибиторов на горение.

Исследованы (при атмосферном давлении) пламена бедных предварительно перемешанных смесей ацетилена с воздухом с объемным содержанием горючего 4,1 и 4,8 % C_2H_2 , а также ингибированной порошками смеси с содержанием ацетилена 4,8 %.

Пламя стабилизировалось на кварцевой конической горелке с диаметром сопла 4 мм. Состав исходных, промежуточных и конечных продуктов в зоне горения, как и в [1], изучался масс-спектральным методом с непрерывным отбором проб [2]. В качестве внутреннего стандарта взят аргон, по отношению к которому определялись коэффициенты чувствительности предварительно обнаруженных индивидуальных веществ. Погрешность определения компонентов ± 2 %. Кварцевый неохлаждаемый пробоотборник с углом раствора конуса $\sim 20^\circ$ имел диаметр входного отверстия ~ 40 мкм и не вызывал визуальных возмущений фронта пламени во время отбора. Место отбора находилось на $1/3$ высоты пламени от его основания. Расстояние в пламени измерялось с помощью модифицированной отсчетной трубки ОТ-1 с точностью до 0,01 мм.

Температура во фронте исследуемых пламен измерялась вольфрам-рениевыми термопарами ВР-5/20 с диаметром проводов 20 мкм. Термопары имели П-образную форму с размером плеч $\sim 1,5$ мм. Для уменьшения каталитического влияния термопровода покрывались слоем плавленого диоксида кремния. Диаметр слоя ~ 30 мкм, максимальная погрешность температурных измерений ± 20 К вблизи границы светящейся зоны и существенно меньше в области низких (близких к комнатным) температур.

Общая надежность результатов проверялась по выполнению закона сохранения элементов в каждой точке фронта пламени, что обеспечивает проверку всех полученных данных — профилей составов и температур. Отклонение содержания элементов во фронте в сравнении с их исходными значениями не превышало максимально 15 % по водороду, 10 % по углероду и кислороду, что можно считать вполне корректным для данных измерений.