

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Вадченко, Ю. М. Григорьев. ФГВ, 1979, 15, 1, 64.
2. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 156.
3. В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР. Сер. химическая, 1966, 3, 429.
4. Е. В. Черненко, Т. А. Ивлева и др. ФГВ, 1980, 16, 1, 15.
5. В. К. Прокудина, В. И. Ратников и др.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
6. Б. И. Хайкии, В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 6, 4.
7. А. П. Алдушиц, В. И. Блошенко, Б. С. Сеплярский. ФГВ, 1973, 9, 4, 89.
8. В. А. Грива, В. И. Розенбауд. ФГВ, 1978, 14, 2, 115.

ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ С ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗДЕЛЕННЫМИ КОМПОНЕНТАМИ

В. И. Юхвид
(Черноголовка)

В случае, когда твердые окислитель и горючее пространственно разделены, известно два вида горения: горение топлива типа «сэндвич» [1] и химическая дуга [2]. Такие системы состоят из двух крупных блоков и моделируют топливо с большим размером частиц окислителя и горючего.

В настоящей работе экспериментально и теоретически изучен новый вид горения: нелетучее горючее в виде слоя частиц сгорает в псевдооживленном состоянии над поверхностью окислителя в продуктах его газификации. Возможность псевдооживления в условиях горения гетерогенных систем впервые рассматривалась при изучении горения смесевых систем с твердыми дисперсными добавками в центрифуге [3—5].

Методика эксперимента. Схема установки приведена на рис. 1. Эксперименты проводились при атмосферных условиях. Во всех опытах в качестве окислителя использовались пресованные таблетки перхлората аммония, а в качестве горючего — частицы гранулированного активированного древесного угля. Для осуществления послойного горения необходимо, чтобы таблетка ПХА плотно входила в трубку. Воспламенение производилось вольфрамовой электроспиралью, которая после воспламенения удалялась из трубки.

В опытах использовались таблетки ПХА диаметром 1 см, высотой 2 см и плотностью $\rho_0 = 1,95 \text{ г/см}^3$ и активированный уголь с диаметром частиц $d_c = 0,01 \div 0,14 \text{ см}$ и плотностью $\rho_c = 1 \text{ г/см}^3$. Начальная масса слоя угля M_0 изменялась от 0,1 до 3 г. Высота кварцевых трубок составляла 25 см, а толщина стенки 0,10 см. В ряде опытов использовались составные таблетки длиной 6 см (3×2 см).

В каждом опыте регистрировались начальная l_0 и конечная l_k высоты таблеток, время горения t_r и высота псевдооживленного слоя \bar{L} . Время горения составляло 1—10 мин и измерялось секундомером. Линейная средняя скорость горения (скорость перемещения поверхности таблетки ПХА) рассчитывалась по формуле $u_0 = (l_0 - l_k)/t_r$. Для получения зависимости скорости горения u от времени t измерения проводились через каждые 0,5 см высоты таблетки.

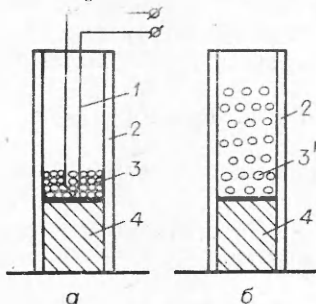


Рис. 1. Схема опыта до воспламенения (а) и после воспламенения (б).

1 — поджигающая электроспираль; 2 — кварцевая трубка; 3 — засыпка активированного угля; 3' — псевдооживленный слой; 4 — таблетка окислителя.

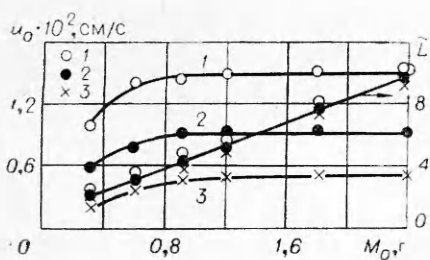


Рис. 2. Зависимость u_0 и L от M_0 и d_c . d_c , см: 1 — 0,10—0,14, 2 — 0,05—0,09, 3 — 0,035—0,045. $L_0=0,6$ ($M_0/0,3$) — высота засыпки угля.

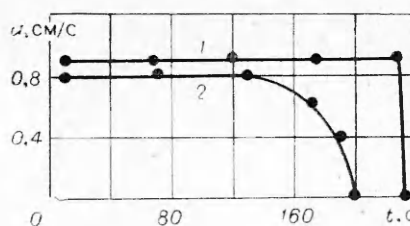


Рис. 3. Зависимость u от t . $d_c = 0,05-0,09$ см. 1 — $M_0=1,2$ г; 2 — $M_0=0,6$ г.

Результаты эксперимента. Характер горения зависит от размера частиц угля и величины его навески. При $d_c \geq 0,025$ см и $0,3 \leq M_0 \leq 2,4$ г после воспламенения плотный слой частиц в течение нескольких секунд разгорается, расширяется и переходит в псевдооживленное состояние. Все частицы в псевдооживленном слое охвачены пламенем, он ярко светится и интенсивно перемешивается. Его верхняя граница пульсирует. Размер пульсаций по длине много меньше высоты слоя.

Поверхность ПХА в процессе горения газифицируется и перемещается сверху вниз, следом за ней перемещается псевдооживленный слой. Поверхность горения практически плоская. Следует подчеркнуть, что продукты газификации ПХА являются одновременно и оживающим агентом и реагентом (окислителем для частиц угля). В зависимости от соотношения M_0 и l_0 после горения остаются либо частицы золы, либо недогоревшие частицы угля. Частицы золы после горения были примерно того же размера, что и частицы исходного активированного угля.

Результаты опытов представлены на рис. 2, 3. С увеличением M_0 u_0 вначале растет, а затем остается постоянной. Горение составов с $M_0 > 2,4$ г протекает неровно вследствие образования пробок из частиц угля в верхней части. В случае $M_0 < 0,3$ г времена горения и установления процесса соизмеримы, что делает невозможным измерение скорости горения.

С увеличением диаметра частиц угля величина u_0 возрастает (см. рис. 2). При горении составов с $0,015 \leq d_c \leq 0,025$ см перемешивание в псевдооживленном слое ослаблено и он слабо расширяется ($L/L_0 \approx 1$). Поверхность ПХА неровная, имеет вид воронки, глубина которой со временем увеличивается. Горение неустойчиво, протекает в форме вспышек, иногда затухает, не дойдя до конца. Попытки интенсифицировать горение с помощью принудительного перемешивания приводят к резкому увеличению скорости горения и последующему выбросу слоя частиц из трубки. Составы с $d_c < 0,015$ см теряют способность к горению. Величина L для изученных составов линейно растет при увеличении M_0 (см. рис. 2). Зависимость L от d_c не удалось установить вследствие ограниченности диапазона d_c в эксперименте.

На зависимости u от t (рис. 3) можно выделить два участка. На первом скорость горения в пределах точности измерений практически постоянна, а на втором уменьшается до нуля. Характер затухания зависит от соотношения M_0 и l_0 . Если в процессе горения частицы угля сгорают полностью, величина u при затухании меняется «плавно», а если сгорает лишь часть каждой частицы, то u меняется резко. С ростом M_0 длина сгоревшей части таблетки увеличивается практически линейно. При отсутствии угля осуществить горение индивидуального ПХА не удалось. По литературным данным [6], горение ПХА возможно лишь при $p > 20$ атм.

Модель процесса горения. Для простоты рассмотрим стационарное горение, т. е. случай, когда размер частиц в псевдооживленном слое не меняется. Наиболее близок к этому случаю эксперимент, когда навеска

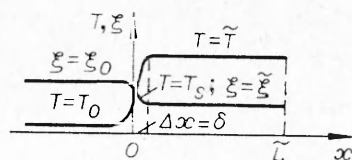


Рис. 4. Распределение T и ξ в псевдооживленном слое ($x > 0$) и таблетке окислителя ($x < 0$).

горючего берется заведомо большая, чем необходимо для полного сгорания таблетки окислителя. В чистом виде стационарное горение может реализоваться, если вместо горючего использовать катализатор горения.

Предполагается, что в рассматриваемой модели горения:

1) имеются две зоны превращения исходного вещества: таблетка окислителя и псевдооживленный слой; на поверхности таблетки происходит сублимация окислителя, а химическое превращение в ней отсутствует;

2) в псевдооживленном слое вследствие интенсивного перемешивания температура частиц горючего и газа равны, температура и концентрация компонентов равномерны (за исключением пограничного слоя вблизи поверхности), а экзотермическая химическая реакция взаимодействия окислителя и горючего протекает в кинетическом режиме на поверхности частиц горючего; реакционным является весь слой, который представляет собой реактор идеального смешения [7].

Распределение температуры T и концентрации активного окислителя ξ в системе координат, связанной с поверхностью таблетки, качественно имеет вид, изображенный на рис. 4, где \tilde{T} — температура в псевдооживленном слое; $T_s = \text{const}$ — температура поверхности таблетки; T_0 — начальная температура таблетки; $\tilde{\xi}$ и ξ_0 — массовые концентрации окислителя в псевдооживленном слое и таблетке.

Для рассматриваемого случая процесс стационарного горения описывается следующей системой уравнений:

$$x < 0: \lambda(d^2T/dx^2) - u_m c(dT/dx) = 0, \quad (1)$$

$$0 < x \leq \tilde{L}: u_m(\xi_0 - \tilde{\xi}) = W S \tilde{N} \tilde{L}, \quad W = \tilde{k}_0 \rho_r \tilde{\xi} e^{-E/R\tilde{T}}, \quad (2)$$

$$u_m(cT'_0 + Q\xi_0) - u_m(c\tilde{T}' + Q\tilde{\xi}) + \alpha_T(S_L/S_T)(\tilde{T} - T_0), \quad (3)$$

$$\tilde{N}\tilde{L} = N_0L_0 = M_0/m_0S_T, \quad (4)$$

$$x \rightarrow -\infty: T = T_0, \quad \xi = \xi_0, \quad (5)$$

$$0 < x \leq \tilde{L}: T = \tilde{T}, \quad \xi = \tilde{\xi}, \quad (6)$$

$$x = 0: \lambda(dT/dx)_{-0} + L_c u_m = \tilde{\alpha}(\tilde{T} - T_s), \quad T = T = T_s. \quad (7)$$

Здесь уравнения (1) и (3) — балансы тепла в таблетке окислителя и псевдооживленного слоя; (2) — баланс «активного» окислителя; (4) — условие сохранения общего числа частиц в слое; (5)–(7) — граничные условия; (7) — баланс тепловых потоков слева и справа от поверхности $x = 0$ с учетом сублимации. В (1)–(7) λ — коэффициент теплопроводности таблетки; c — удельная теплоемкость; $u_m = u_0 \rho_0$ — массовая скорость горения; W — скорость химической гетерогенной реакции на 1 см^2 одной частицы горючего; $S = \pi d_c^2$ — площадь поверхности частицы горючего; $S_T = \pi r_T^2$ — площадь сечения «реактора»; $S_L = 2\pi r_T \tilde{L}$ — площадь образующей «реактора»; Q и E — тепловой эффект и энергия активации химической реакции; \tilde{k}_0 — предэкспоненциальный множитель; α_T и $\tilde{\alpha}$ — коэффициенты теплоотдачи стенки «реактора» и псевдооживленного слоя; $T'_0 = T_0 - L_c/c$; L_c — теплота сублимации; L_0 и \tilde{L} — высота засыпки горючего и псевдооживленного слоя, $m_0 = \rho_c(\pi d_c^2/6)$ — масса одной частицы; ρ_0 , ρ_c , ρ_r — плотности таблетки окислителя, частиц горючего и газа в слое; N_0 и \tilde{N} — концентрации частиц в засыпке и слое.

При выводе (2) и (3) полагалось, что тепловыделением в области $0 \leq x \leq \delta$ можно пренебречь и $\delta \ll \tilde{L}$ ($\delta \approx d_c$ [8]). Тепловыделением здесь

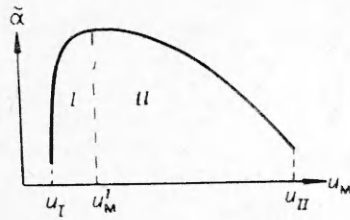


Рис. 5. Качественная зависимость $\tilde{\alpha}$ от u_m .
I — неустойчивая ветвь; II — устойчивая ветвь.

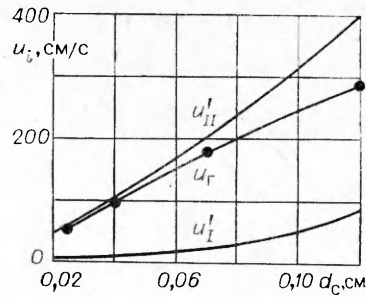


Рис. 6. Зависимость нижнего (u'_{II}) и верхнего (u'_{I}) пределов существования псевдоожигенного слоя и u_{Γ} и d_c .

можно пренебречь вследствие быстрого охлаждения поверхностного слоя частиц горючего «холодным» окислителем, которые поэтому в химическом отношении в пограничном слое ведут себя как инертные.

При записи (7) использовалось следующее соотношение:

$$q_s = \tilde{\lambda}(dT/dx)_{+0} = \tilde{\alpha}(\tilde{T} - T_s),$$

где $\tilde{\lambda}$ — коэффициент теплопроводности в слое.

При выводе уравнения (3) полагалось, что потери тепла из «реактора» лимитирует теплопередача через стенки, т. е. $\alpha_{\tau} \ll \tilde{\alpha}$.

В уравнения (2)–(4) и граничное условие (7) входят характеристики псевдоожигенного слоя — $\tilde{\alpha}$ и \tilde{L} . Для расчета их существуют эмпирические соотношения [8]. Типичная качественная зависимость от массовой скорости фильтрации u_m [8] приведена на рис. 5, где u_I и u_{II} — нижний и верхний предел псевдоожигения [9]:

$$u_I = f \cdot 9,35 \cdot 10^{-3} (d_c^{1,82} \rho_c^{0,94} \rho_{\Gamma}^{0,06} / \nu^{0,88}),$$

$$u_{II} = 0,153 \cdot d_c^{1,14} (\rho_c g)^{0,714} \rho_{\Gamma}^{0,286} / \nu^{0,428},$$

где $f = 1$ при $Re < 5$, $f = 1,78 \cdot Re^{0,27}$ при $Re = 10 \div 300$; g — ускорение свободного падения; Re — число Рейнольдса; ν — кинематический коэффициент вязкости.

Для вычисления \tilde{L} можно воспользоваться соотношением

$$\tilde{L} = L_0(1 - \varepsilon_0)/(1 - \varepsilon), \quad (8)$$

где ε_0 и ε — пористости засыпки частиц горючего и слоя; $\varepsilon = (u_m/u_{II})^{0,23}$ при $Re = 1 \div 200$ [8].

Таким образом, полагая известной формулу для $\tilde{\alpha}$, имеем замкнутую систему уравнений для расчета u_m , \tilde{T} и $\tilde{\xi}$. Из совместного решения (1) и (7) с граничными условиями (5) можно получить связь u_m и \tilde{T}

$$u_m = (\tilde{\alpha}/c)(\tilde{T} - T_s)/(T_s - T'_0). \quad (9)$$

Из (2)–(4) легко получить выражения для \tilde{T} и $\tilde{\xi}$. Записывая $W = \tilde{W}S\tilde{N}$, $V = S_{\tau}\tilde{L}$, $G = u_m S_{\tau}$, $k_0 = \tilde{k}_0 S\tilde{N}$, получаем систему уравнений, аналогичную изученной в [10], где анализируется процесс горения в реакторе идеального смешения гомогенной газовой смеси. Основные выводы анализа [10] состоят в том, что:

а) значение u_m ограничено сверху временем пребывания газа в реакторе и снизу — теплотерями из реактора

$$u_m^{(2)} \leq u_m \leq u_m^{(3)},$$

где

$$u_m^{(2)} \simeq [E(T_B - T'_0)/RT_B^2](\alpha_{\tau} S_L/c) / \ln [RT_B^2/E(T_B - T'_0)] [t_r(T_B)/t_{\alpha}], \quad (10)$$

$$u_{II}^{(3)} \simeq (1/e) \rho_r V k_0 [RT_B^2/E (T_B - T_0')] e^{-E/RT_B} / \{1 + e [E (T_B - T_0')/RT_B^2] [t_r(T_B)/t_\alpha]\}. \quad (11)$$

$$t_r(T_B) = k_0^{-1} e^{E/RT_B}, \quad t_\alpha = c \rho_r V / \alpha_r S_L, \quad T_B = T_0' + (Q/c) \xi_0;$$

б) в пределах $u_M^{(2)} \div u_M^{(3)}$ T меняется слабо ($\Delta T \sim RT_B^2/E$) и близка к T_B .

В выражения (10) и (11) входит величина \tilde{L} , на которую u_M влияет слабо (8), вследствие чего этой связью можно пренебречь. Наиболее сильно \tilde{L} зависит от величины d_c , которую в эксперименте можно менять 1—2 порядка. С учетом вывода б) уравнение (9) можно записать в виде

$$u_M = (\tilde{\alpha}/c) (T_B - T_s) / (T_s - T_0'). \quad (12)$$

Следует отметить, что $\tilde{\alpha}$ в псевдооживленном слое может меняться на 1—2 порядка [9].

Из вида зависимости $\tilde{\alpha}$ от u_M (см. рис. 5) следует неоднозначность скорости горения. Исследование на устойчивость свидетельствует о том, что горение в области I неустойчиво

$$dq_s/du_M \simeq (T_B - T_s)(d\tilde{\alpha}/du_M) > 0,$$

а в области II устойчиво

$$dq_s/du_M \simeq (T_B - T_s)(d\tilde{\alpha}/du_M) < 0.$$

Следовательно, при стационарном горении u_M может принимать только те значения, которые находятся в области II, и ограничена в пределах $u_M' \leq u_M \leq u_{II}$.

В общем случае интервал горения $u_M^{(2)} \div u_M^{(3)}$ может находиться внутри диапазона $u_M' \div u_{II}$, частично совпадать с ним и полностью не совпадать, что в каждом конкретном случае необходимо определять. В области II (см. рис. 5) $\tilde{\alpha}$ уменьшается с падением u_{II}/u_M [8]. Зависимость $\tilde{\alpha}$ от d_c обратная для малых и прямая для больших d_c [8]. В общем случае эту зависимость можно записать в виде

$$\tilde{\alpha} = A (u_{II}/u_M)^n d_c^{-m'}, \quad d_c < d', \quad (13)$$

$$\tilde{\alpha} = A (u_{II}/u_M)^n d_c^{m''}, \quad d_c > d', \quad (14)$$

где A — функция таких характеристик частиц и газа, как теплопроводность, теплоемкость, плотность и т. д., а d' — разграничительный размер частиц горючего.

Подставляя (13), (14) в (12), получаем

$$u_M^{n+1} = \bar{A} d_c^\gamma (T_B - T_s) / (T_s - T_0'), \quad (15)$$

где

$$\bar{A} = (A/c) [0,153 (\rho_c g)^{0,714} \rho_r^{0,286} / \nu^{0,428}]; \quad \gamma = \begin{cases} 1,14n - m', & d_c < d', \\ 1,14n + m'', & d_c > d'. \end{cases} \quad (16)$$

Из (15) имеем $u_M \sim d_c^{\gamma/(n+1)}$. Согласно (16), для составов с крупными частицами ($d_c > d'$) u_M с ростом d_c всегда увеличивается, а с мелкими частицами для $1,14n > m'$ увеличивается, при $1,14n < m'$ уменьшается, а при $1,14n = m'$ не изменяется. Следует отметить, что величина d' определяется экспериментально.

Сопоставление с экспериментом. При сопоставлении полагалось, что интенсивная сублимация при $p = 1$ атм подавляет экзотермическую реакцию в поверхностном слое таблетки. В расчетах $T_B = 3600$ К [11], $\rho_r = 10^{-4}$ г/см³, $\nu = 12,5$ см² [12], $\rho_c = 1$ г/см³, $\rho_0 = 1,95$ [11], $g = 10^3$ см/с², $T_s = 760$ К, $T_0 = 300$ К, $L_c = 500$ кал/г, $c = 0,3$ кал/(г·град), $T_0' = -1370$ К [11], $d_c = 0,025, 0,04, 0,07$ и $0, 12$ см.

На рис. 6 приведено сопоставление скорости горения ($u_T = u_M/\rho_T$) с пределами существования псевдооживленного слоя (u_I, u_{II}). Брались значения скорости горения при $M_0 = 1,6$ г. Для $d_c = 0,025$ см измерена скорость при $M_0 = 1,6$ г. Как видно из рис. 6, значения, полученные в эксперименте, находятся внутри области существования псевдооживленного слоя тем ближе к верхнему пределу, чем меньше d_c . Так отношение u_{II}/u_T для $d = 0,025, 0,04, 0,07$ и $0,12$ см составляет соответственно $0,91, 0,90, 0,80$ и $0,7$.

Следует отметить, что уже из вида зависимости пределов псевдооживленного слоя от d_c становится понятным, что составы с малым размером частиц горючего не могут гореть с высокой скоростью, так как это привело бы к разрушению слоя и уносу частиц из трубки.

Для выявления зависимости $u_0(d_c)$ необходимо знать значения n и m (см. (16)). Для их определения использовались результаты работы [8], полученные в области II (см. рис. 5), которые удовлетворительно описываются формулой $\tilde{\alpha} \sim (u_{II}/u_M)^{0,75} d_c^{-0,5}$ для $d_c = 0,004 \div 0,045$ см. Из данных [8] следует, что $n = 0,75$ и $m = 0,5$. Экстраполируя эту зависимость в области больших d_c и подставляя значения n и m в (16), получаем $u_0 \sim d_c^{0,2}$.

В эксперименте в интервале $d_c = 0,04 \div 0,12$ см зависимость от d_c также растущая, но более сильная

$$u_{0\text{эксп}} \sim d_c^{0,75}.$$

Это, видимо, объясняется существенным отличием дисперсности частиц горючего в данной работе и опытах [8]. К сожалению, других исследований в области II, из которых можно было бы определить m и n для более крупных частиц, не имеется. Для численной оценки u_0 можно воспользоваться формулой (12)

$$u_0 = (\tilde{\alpha}/\rho_0 c) (T_b - T_s) / (T_s - T_0').$$

В опытах [8] $1,7 \cdot 10^{-3} \leq \tilde{\alpha} \leq 1,4 \cdot 10^{-2}$ кал/(см² · с · град). Подставляя значения $\tilde{\alpha}$ и других параметров (см. выше) в формулу для определения u_0 , получаем $3,7 \cdot 10^{-3} \leq u_0 \leq 3,1 \cdot 10^{-2}$ см/с, что удовлетворительно совпадает с экспериментальными значениями $2 \cdot 10^{-3} \leq u_{0\text{эксп}} \leq 1,6 \cdot 10^{-2}$ см/с.

В эксперименте обнаружен предел стационарного (квазистационарного) горения по размеру частиц горючего ($d_c = 0,025$ см). При этом значении d_c скорость горения достигает минимального значения $u_{0\text{min}} = 3,0 \cdot 10^{-3}$ см/с, которое близко к верхнему пределу (u_{II}/ρ_0 , см. рис. 6). Согласно [10], этот предел обусловлен теплотерями из слоя, причем для данного случая $u_{\text{min}} = u_M^{(2)} = u_{II}(d_c = 0,025 \text{ см})$. Верхний предел горения $u_M^{(3)}$, который также предсказывается теорией [10], в эксперименте не достигнут. В интервале $0,025 \leq d_c \leq 0,14$ см горение составов устойчиво.

Итак, горение может быть устойчивым только в области II (см. рис. 5). Механизм стабилизации скорости горения состоит в том, что при случайном уменьшении скорости относительно стационарной (квазистационарной) возрастает тепловой поток из псевдооживленного слоя в таблетку окислителя. Это приводит к увеличению скорости горения (сублимации), и u_0 принимает стационарное значение. И, напротив, при отклонении скорости горения в сторону большего значения тепловой поток в таблетку окислителя уменьшается и u_0 выходит на стационарное значение.

Автор выражает благодарность А. Г. Мержанову за обсуждение результатов и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Бахман, А. Ф. Беляев. Горение гетерогенных конденсированных систем. М.: Наука, 1967.
2. А. П. Дьяков, В. А. Струнина, Г. Б. Манелис. Матер. Четвертого Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. М.: Наука, 1977.
3. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов и др. ФГВ, 1973, 9, 2.
4. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов и др. ФГВ, 1973, 9, 4.
5. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов, В. С. Козлов. ФГВ, 1974, 10, 1.
6. Э. И. Максимов, Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов. Изв. АН СССР. Сер. химическая, 1966, 3.
7. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
8. С. С. Забродский. Гидродинамика и теплообмен в псевдооживленном слое. М.—Л.: ГЭИ, 1963.
9. Н. И. Гальперин, В. Г. Айнштейн, Б. Г. Кваша. Основы техники псевдооживления. М.: Химия, 1967.
10. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт и др. Математическая теория горения. М.: Наука, 1980.
11. В. И. Юхвид, Э. И. Максимов, С. И. Матвеев. Матер. Четвертого Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. М.: Наука, 1977.
12. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ МАЛОГАЗОВЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ

С. В. Костин, А. Г. Струнина, В. В. Барзыкин
(Черноголовка)

Теоретическое и экспериментальное изучение процесса зажигания гомогенизированных безгазовых систем тепловой волной горящего воспламенителя проведено в работах [1—3]. При теоретическом исследовании (численный счет соответствующей системы уравнений) предполагалось, что функция тепловыделения имеет вид

$$\Phi(T, \eta) = k_0 \exp(-E/RT)\varphi(\eta),$$

где E — энергия активации; k_0 — предэкспоненциальный фактор; η — глубина разложения.

Такой вид функции тепловыделения справедлив для конденсированных систем, компоненты которых плавятся и успевают смешаться в зоне прогрева. В соответствии с этим для экспериментальных исследований [2, 3] выбраны мелкодисперсные термитные составы, температура горения которых в основном превышала температуру плавления реагирующих компонентов. Крупнодисперсные составы и системы с тугоплавкими компонентами не могут считаться гомогенизированными, и их функция тепловыделения имеет более сложный вид [4].

Необходимое условие протекания реакции в гетерогенных конденсированных системах — предварительное смешение реагентов. Скорость транспорта компонентов в этих системах много меньше скорости передачи тепла. Характер экзотермического реагирования зависит от ряда факторов: среди них — структура смеси, которая определяется формой частиц, дисперсностью, неравномерностью механического смешения компонентов при подготовке смеси (неоднородность концентрации компонентов по объему и недостаточно плотный контакт между частицами). Влияние некоторых из этих факторов на процесс горения рассматривалось в работах [4—6]. Ниже излагаются результаты экспериментального исследования влияния этих факторов на процесс инициирования гетерогенных систем тепловой волной горящего воспламенителя.