

На рис. 3 приведены кривые, характеризующие эрозионный эффект, т. е. повышение V_T с увеличением скорости потока продуктов горения, обдувающего поверхность топлива ($\alpha = 0,65$, $D_0 = 200$ мкм). Рис. 1, б и 3 показывают, что скорость горения возрастает с увеличением p и u_∞ . При этом прирост скорости горения вследствие эрозионного эффекта увеличивается с давлением, что подтверждается экспериментальными данными [18].

Таким образом, в данной работе предложены упрощенная математическая модель процесса эрозионного горения топлива, новый вид функции источников $\langle \omega_k \rangle$ в уравнениях кинетики горения. Определенные из сравнения с экспериментом параметры функции источников позволили удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные в диапазоне $u_\infty = 0 \div 400$ м/с, $p = 5 \div 105$ МПа. Отметим здесь, что опубликованные экспериментальные данные имеют значительный разброс, и для определения $\langle \omega_k \rangle$ необходимо проведение серии экспериментов по заданной программе.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Kuo, М. К. Razdan. 12-th JANNAF Combustion Meeting. CPIA Publication, 1975, 273, 2, 323.
2. М. К. King. JANNAF Workshop on Erosive Burning/Velocity Coupling. 1977.
3. Д. Сполдинг. РТК, 1979, 17, 2.
4. Ланжелле. РТК, 1975, 13, 3.
5. Р. Беддини. РТК, 1978, 16, 9.
6. S. Omori. Combust. Sci Techn., 1973, 7, 6, 229.
7. М. Раздан, К. Куо. РТК, 1979, 17, 11.
8. Р. Дерр, Д. Осборн. РТК, 1970, 8, 8.
9. М. Бекстед, Р. Дерр, С. Прайс. РТК, 1970, 8, 12.
10. С. Германс. РТК, 1966, 4, 9.
11. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944.
12. J. V. Levy. J. Phys. Chem., 1962, 66, 1092.
13. J. A. Steinz, P. L. Stang, M. Summerfield. AIAA Paper, 1968, N 68—658.
14. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепло- и массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
15. В. Ф. Дробленков. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, 8, 17.
16. С. В. Патанкар, Д. Б. Сполдинг. Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1971.
17. E. K. Bastress. Princeton Univ., Ph. D. thesis, Aeronautical Engineering Rept., 1961, 536.
18. T. Marklund, A. Lake. ARS J., 1960, 3, 173.

Поступила в редакцию 23/VI 1983,
после доработки — 8/IV 1986

К МОДЕЛИРОВАНИЮ ПРОЦЕССА АГЛОМЕРАЦИИ ПОРОШКООБРАЗНОГО АЛЮМИНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ СМЕСЕВЫХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

О. Б. Ковалев, А. П. Петров, А. В. Фольц
(Новосибирск)

Горение металлизированных смесевых составов сопровождается агломерацией порошкообразного алюминия на поверхности горения. К основным факторам, оказывающим влияние на агломерацию металлических частиц, относятся:

- природа горючего и окислителя;
- состав смесевых систем (концентрации и размеры вводимых компонентов);

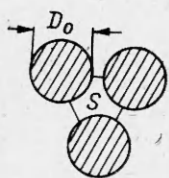


Рис. 1.

— условия сжигания (давление, скорость обдува поверхности горения и т. д.) [1—4].

В настоящей работе в предположении об определяющей роли воспламенения частиц на пребывание и укрупнение их на поверхности горения предлагается новый подход к моделированию процесса агломерации, позволяющий учесть основные факторы, влияющие на этот процесс, и объяснить существующие механизмы агломерации при горении смесевых конденсированных систем на основе перхлората аммония (ПХА).

Модель накопления и установления контактов между исходными частицами металла в поверхностном слое [5] и карманный механизм [2, 6], предполагающий, что слияние частиц происходит в пределах ячеек между зернами окислителя, по сути частные случаи один другого. Если первый предполагает практически бесконечный поверхностный слой, в котором происходит накопление частиц, то второй ограничивает его зоной между зернами окислителя, что в действительности и происходит в реальных составах. При этом средний размер агломерата соответствует количеству металла, заключенному в объеме элементарной ячейки.

Анализ экспериментов [3, 4] свидетельствует о том, что кроме карманного механизма агломерации имеют место межкарманный (когда сливаются частицы разных карманов) и докарманный (при образовании в пределах кармана более одного агломерата) механизмы.

Замечено [2], что при горении образцов с поли- или мелкодисперсным алюминием на реагирующей поверхности, как правило, сразу фиксируются сферические агломераты, которые воспламеняются в большинстве случаев непосредственно на поверхности горения. Отрыв от поверхности невоспламенившихся агломератов регистрируется значительно реже. Результаты исследований горения смесевых систем с бидисперсным ПХА показали [3], что воспламенившиеся агломераты почти сразу покидают поверхность горения. При этом воспламенение агломератов ускоряется за счет взаимодействия их с локальными микропламенами ПХА и связующего. Появление микропламен, а также расстояние от микропламени до поверхности определяются зависящим от давления и размера кристалла ПХА положением фронта диффузионно-кинетического пламени. Так, например, уменьшение размера ПХА или давления может привести к такому разбавлению паров окислителя горючим, что расстояние от фронта кинетического пламени до поверхности горения резко увеличится [3]. В результате агломерат сможет долгое время не воспламеняться в пределах одного кармана, что создает условия для межкарманного механизма и образования сверхкрупных агломератов.

По аналогии с карманным механизмом выделим некоторый участок поверхности горения, заключенный между зернами ПХА и имеющий площадь S (рис. 1). Все рассуждения здесь проводятся для смесевой системы с монодисперсным окислителем (объемное содержание ПХА составляет 66%, диаметр кристаллов ПХА 200 мкм). Предполагается, что S величина постоянная, соответствующая некоторому среднему значению. Считаем, что все частицы, появляющиеся на поверхности S , имеют температуру T_s , близкую к температуре плавления алюминия, и за единицу времени сливаются в одну большую частицу — агломерат сферической формы с диаметром δ , на который действуют сила, удерживающая его на поверхности, массовая сила и аэродинамическая, обусловленная потоком газов, образованных в результате разложения горючего [4]. Укрупнение агломерата за счет коагуляции с появляющимися новыми частицами продолжается до момента воспламенения. При этом его внутренняя энергия изменяется под воздействием потока тепла от диффузионно-кинетического пламени и за счет внутреннего саморазогрева в результате окисления металла и слияния с более холодными исходными частицами.

Считается, что по достижении критических условий, когда температура агломерата становится равной температуре воспламенения, вся его поверхность воспламеняется мгновенно, в результате чего удерживающая связь с поверхностью разрушается, агломерат зависает над поверхностью и уносится газовым потоком. Изменение со временем его массы и внутренней энергии описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} m &= \beta_p \rho_p \omega S, \\ \frac{d}{dt} mcT &= \beta_p \rho_p \omega ScT_s + S_p q + S_p Q \frac{d}{dt} \eta, \\ \frac{d}{dt} \eta &= \frac{kC_0^n}{\eta} \exp(-E/R_0 T), \end{aligned} \quad (1)$$

где $T(t)$, $\delta(t)$, $\eta(t)$ — искомые функции (температура, диаметр и толщина окисной пленки соответственно); t — время; $m = \pi/6 \delta^3 \rho_p$ — масса; ρ_p — плотность материала частиц; β_p — объемное содержание металла в смесевом составе; ω — скорость горения; c — удельная теплоемкость металла; $S_p = \pi \delta^2$ — площадь поверхности; $q = 2\lambda_g/\delta \cdot (T_g - T)$ — поток тепла из газовой фазы; λ_g — коэффициент теплопроводности газа; T_g — температура газа; k — предэкспонент; C_0 — концентрация окислителя у поверхности металла; E — энергия активации; R_0 — универсальная газовая постоянная; Q — тепловой эффект реакции окисления металла. Начальные условия системы (1)

$$t = 0: T = T_s, \eta = \eta_s, \delta = \delta_s.$$

Состав смесевой k -системы полностью определяет характерный размер единичной ячейки, в том числе и площадку S (см. рис. 1). Пусть $n_s = 6\beta_0/\pi D_0^2$ — число частиц ПХА на единицу поверхности горения, где β_0 и D_0 — объемная доля и диаметр кристаллов ПХА.

Если считать, что поверхность горения состоит из элементарных площадок окислителя и горючего, то для суммарной поверхности горючего на единицу поверхности при условии, что число площадок горючего и окислителя примерно одинаково, можно записать [7]

$$Sn_s = 1 - \beta_0 = S \cdot \frac{6\beta_0}{\pi D_0^2},$$

откуда $S = \pi D_0^2 (1 - \beta_0)/6\beta_0$. Тогда из первого уравнения системы (1) в результате интегрирования получим

$$\delta(t) = \delta_s \sqrt[3]{1 + \frac{6\beta_p \omega S}{\pi \delta_s^3} t}. \quad (2)$$

После перехода к безразмерным переменным и исключения времени два других уравнения системы (1) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \Theta &= \chi \gamma \frac{x}{1+\xi} \exp\left(\frac{\Theta}{1+\alpha\Theta}\right) + \sigma \Theta_g - \left(\frac{3}{x} + \sigma\right) \Theta, \\ \frac{d}{dx} \xi &= \gamma \frac{x^2}{1+\xi} \exp\left(\frac{\Theta}{1+\alpha\Theta}\right), \\ x = x_s: \Theta &= 0, \xi = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$\xi = (\eta - \eta_s)/\eta_s; \Theta = \frac{E}{R_0 T_s} (T - T_s); x = \delta/D_0;$$

$$\alpha = R_0 T_s/E; \chi = \frac{6Q}{c\rho_p} \frac{\eta_s}{D_0} \frac{E}{R_0 T_s^2};$$

$$\gamma = \frac{\pi k C_0^n}{2\beta_p \omega S} \frac{D_0^3}{\eta_s^2} \exp\left(-\frac{E}{R_0 T_s}\right); \sigma = \frac{6\pi \lambda_g D_0}{c\rho_p \beta_p \omega S}.$$

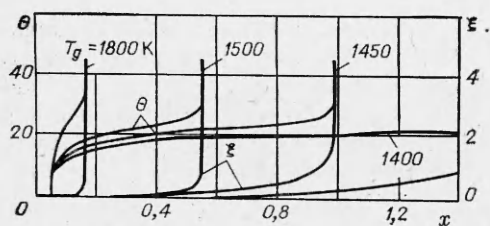


Рис. 2.

Полученные выражения (3) аналогичны уравнениям нестационарной теории теплового взрыва [8]. Условия воспламенения агломерата определяются скоростями его укрупнения и разогрева. Первая из них зависит от со-

става и скорости горения к-системы, а вторая — от состояния газовой фазы вблизи поверхности горения и скорости окисления металла. Воспламенение характеризуется таким значением $x = x_b(\alpha, \kappa, \gamma, \sigma, \Theta_g, x_s)$, при котором происходит срыв теплового равновесия системы, приводящий к самоускоряющемуся росту температуры агломерата.

На рис. 2 и 3 представлены результаты численных исследований системы (3), выполненные методом Рунге — Кутты четвертого порядка точности с переменным шагом интегрирования.

Для проведения расчетов использовались следующие характерные значения постоянных параметров, которые выбраны в качестве эталонных, отвечающие модельным смесевым составам с монодисперсным окислителем: $D_0 = 200$ мкм, $\delta_s = 10$ мкм, $\omega = 2,8 \cdot 10^{-3}$ м/с, $\beta_p = 0,16$, $\beta_0 = 0,66$, $T_s = 980$ К, $T_g = 1500$ К, $\eta_s = 10^{-6}$ м ([1]), $\lambda_g = 0,1257$ Дж/(м · с · К), $c = 10^3$ Дж/(кг · К), $\rho_p = 2,0 \cdot 10^3$ кг/м³; закон окисления агломерата алюминия заимствован из [9]: $E = 10^5$ кал/моль, $kC_0^n = 3,84 \cdot 10^3$ м²/с, $Q = 3,352 \cdot 10^{10}$ Дж/м³, $R_0 = 1,986$ кал/(моль · К).

На рис. 2 приведены распределения температуры и толщины окисной пленки с ростом диаметра при различных значениях температуры окружающего газа. Критическое значение x_b , при котором температура частицы неограниченно возрастает, соответствует размеру образовавшегося агломерата в момент воспламенения и отрыва от поверхности горения.

Размеры уносимых в поток агломератов $\delta_{ар}$, полученных в результате серии расчетов, представлены на рис. 3. Видно, что наиболее существенное влияние на $\delta_{ар}$ оказывают температура газа и объемное содержание металла. При этом получилось, что увеличение диаметра исходных частиц от 5 до 75 мкм не привело к заметному изменению $\delta_{ар}$. При повышении температуры газа от 1450 до 2200 К $\delta_{ар}$ снижается от 197 до 19 мкм. Увеличение β_p в интервале 0,043 ÷ 0,263 приводит к возрастанию $\delta_{ар}$ от 50 до 153 мкм, при этом зависимость $\delta_{ар}(\beta_p)$ линейная. Близкими к линейным получаются зависимости $\delta_{ар}$ от η_s и T_s (см. рис. 3).

Профиль температуры газа вблизи агломерата существенно зависит от расстояния отхода пламени от поверхности горения. Это расстояние определяется условиями сжигания, дисперсностью ПХА, составом и скоростью горения к-системы. Определение полей температур в газе и формы локальных микропламен в общем случае — сложная задача, поскольку в настоящее время кинетика химических реакций гетерогенного горения смесевых к-систем малоизучена. Тем не менее анализ расчетов

при вариации определяющих параметров в диапазонах, близких к условиям горения к-систем, показывает, что полученные значения средних размеров $\delta_{ар}$ качественно согласуются с данными экспериментов для модельных смесевых составов.

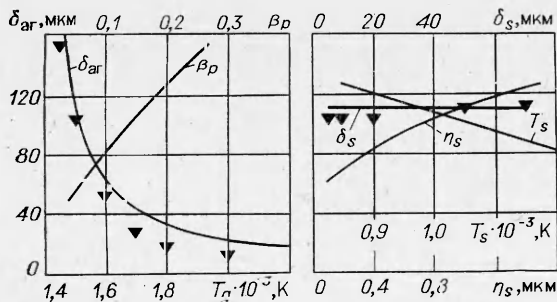


Рис. 3.

Характерное время воспламенения агломерата, находящегося на поверхности горения, приближенно можно оценить по формуле

$$t_{\text{в}} = \eta_s^2 / kC_0^n \cdot \exp(E/R_0 T_g),$$

тогда из (2) находим

$$\delta_{\text{в}} = \delta_s \left(1 + \frac{6\beta_p \omega S \eta_s^2}{\pi k C_0^n \delta_s^3} \exp(E/R_0 T_g) \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Характерные значения $\delta_{\text{в}}$, полученные с помощью (4), удовлетворительно согласуются с численными результатами при вариации δ_s и T_g в диапазоне $T_g = 1450 \div 1600$ К (см. точки на рис. 3).

В заключение следует сказать, что если температуру газа около агломерата можно каким-либо способом определить из эксперимента или численно путем решения задачи о горении в газовой фазе вблизи поверхности горения, то средний размер агломерата для данного состава получается из решения системы (3) или оценивается по соотношению (4).

Авторы выражают признательность В. М. Фомину за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972.
2. В. Г. Григорьев, В. Е. Зарко, К. П. Куценогий. ФГВ, 1981, 17, 3, 3.
3. J. K. Sambamurthi, E. W. Price, P. K. Sigman. AIAA J., 1984, 22, 8, 1132.
4. В. А. Бабук, В. П. Белов, В. В. Ходосоев и др. ФГВ, 1985, 21, 3, 20.
5. A. Gany, L. Caveny. Abstract of paper offered to the 17-th International symposium on combustion University of Leeds, England, 1978.
6. N. S. Cohen. AIAA J., 1983, 21, 5, 720.
7. R. L. Cluck. AIAA J., 1976, 14, 11, 1631.
8. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
9. Д. И. Полищук, В. Г. Шевчук, В. Л. Великанова и др. ФГВ, 1978, 14, 2, 53.

Поступила в редакцию 6/III 1986

МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ПРОЦЕССЕ ХОЛОДНОПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ СМЕСИ *n*-ГЕПТАН — ИЗООКТАН В РЕАКТОРЕ ИДЕАЛЬНОГО СМЕШЕНИЯ

В. И. Быков, Т. П. Пушкарева, Я. Ю. Степанский
(Красноярск)

В [1] приведены экспериментальные данные о колебательных режимах холодногопламенного окисления модельной смеси *n*-гептан — изооктан в сферическом реакторе идеального смешения. Как показали опыты, характеристики колебаний хорошо коррелируют с составом реакционной смеси и могут служить наряду с другими методиками для определения качества реальных топлив — октанового числа. Цель работы — построение и анализ математической модели, качественно описывающей процесс холодногопламенного горения, протекающего в автоколебательном режиме. Изучены зависимости характеристик этих автоколебаний (периода и амплитуды) от различных параметров, аналогичные полученным в эксперименте [1—3]. Результаты этой работы анонсированы в [4].