

концентрации сажи по высоте пламени подобен изменению концентрации сажи в ацетиленовом пламени [4].

Максимальное значение массовой доли сажи в пламени определено с помощью вытекающего из (10) и (13) соотношения

$$\psi_{\text{Спл}}^* = \frac{L_{\lambda}^*}{2B_{\lambda_1 \text{пл}} \delta_{\text{пл}} \rho_{\text{пл}} q_{\text{С}}(\lambda_1)},$$

где L_{λ}^* — максимальное значение спектральной плотности энергетической яркости пламени на длине волны $\lambda = 1,0$ мкм.

Боковая поверхность углистого остатка однородна по температуре, если $h_{\text{д}} < 5$ мм. При горении более крупных образцов температура боковой поверхности углистого остатка неоднородна.

Распределение температуры по высоте углистого остатка (вдоль координаты x) в различные моменты времени горения при $h_{\text{д}} = 20$ мм показано на рис. 5. Кривые получены с помощью соотношения (7) по профилям яркости системы в предположении, что составляющая яркости, обусловленная пламенем, пренебрежимо мала.

Таким образом, описан комплекс спектрометрической аппаратуры, позволяющей определить изменение излучения системы, образующейся при горении, во времени, по длинам волн и пространственным координатам. Использование такой информации о системе в сочетании с разработанной методикой позволяет получить целый ряд параметров горения, определить которые с помощью контактных датчиков не представляется возможным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Конев Э.В. Физические основы горения растительных материалов. — Новосибирск: Наука, 1977.
2. Хзмалян Д.М., Каган Я.А. Теория горения и топочные устройства. — М.: Энергия, 1976.
3. Международный светотехнический словарь / Под ред. Д.Н. Лазарева. — М.: Русский язык, 1979.
4. Бакиров Ф.Г. и др. Образование и выгорание сажи при сжигании углеводородных топлив. — М.: Машиностроение, 1989.
5. Handbook of infrared radiation from combustion gases / Ludwig C.B., Malnmuss W., Reardon B.E., Thomson A.L. — Washington, 1973.
6. Шенк Х. Теория инженерного эксперимента. — М.: Мир, 1972.
7. Абдурагимов И.М., Андросов А.С., Батрак М. Воспламенение и горение древесины под влиянием тепловых потоков // ФГВ. — 1986. — 22, № 1.

420075 г. Казань,
Государственный институт
прикладной оптики

Поступила в редакцию 29/V 1991,
после доработки — 12/VIII 1993

УДК 536.46

Л.К. Гусаченко

ВАРИАНТ ЭСТАФЕТНОЙ МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ СМЕСИ НЕСАМОГОРЯЩИХ КОМПОНЕНТОВ

Приведена простейшая модель, использующая для описания выгорания прослоек связующего закономерности, известные для слоевых систем.

Известно, что скорость горения смеси с окислителем и горючим, не способными по отдельности к самостоятельному горению, отличается от таковой для упорядоченной слоевой системы из этих же компонентов [1]. Различие должно проявляться для достаточно крупных

© Л.К. Гусаченко, 1994.

размеров d зерен (слоев), а точнее, при $md/\rho D \gg 1$. Здесь m — массовая скорость горения, $г/(см^2 \cdot с)$; ρ , D — плотность газа и коэффициент диффузии. Диффузионное пламя в выемке («носике») распространяется вдоль поверхности контакта горючего и окислителя. Для смесового состава в общем случае по этой поверхности невозможен переход от одного зерна к другому. Переход происходит после газификации прослойки связующего Δ между зернами (Δ — расстояние до ближайшего соседа).

Приближенно описывать процесс должна, по-видимому, модель горения типа «эстафетных» [1, 2]:

$$u = (d + \Delta)/(t_b + \pi d/2u_p). \quad (1)$$

Здесь u_p — скорость распространения «носика» вдоль поверхности зерна (считаем u_p известной для крупных зерен из опытов со слоистыми системами), множитель $\pi/2$ учитывает искривленность пути вдоль зерна, t_b — время газификации прослойки связующего. Формула (1) не учитывает некоторые эффекты: замедляющие (кривизна пути за счет передачи пламени от зерна к зерну в точках, отклоняющихся от глобального направления распространения фронта; задержку воспламенения новой поверхности контакта после газификации прослойки) и ускоряющие (возможность разветвлений). Заметим, что в случае чисто газовых реакций время воспламенения и ошибка от пренебрежения им невелики по сравнению со случаем гетерогенных реакций, который требует специального рассмотрения (в этой работе временем воспламенения пренебрегаем).

Для вычисления Δ можно использовать следующее предположение о структуре твердого топлива (ТТ). Пусть из монодисперсного ТТ с объемной долей наполнения ζ , близкой к предельной ζ^* (когда частицы образуют сплошные цепочки), может быть получено рассматриваемое ТТ процедурой «идеального разбавления» связкой, когда в одинаковое число раз увеличиваются все расстояния d_c между центрами, в том числе и минимальное, равное диаметру зерна d . Объем одной ячейки, включающей зерно и связку, меняется при этом как d_c^3 . Кроме того, это $\pi d^3/6\zeta$, так что $d_c \sim \zeta^{-1/3}$. Минимальное расстояние между центрами возрастает от d до $d + \Delta$ при изменении объемной доли дисперсного компонента от ζ^* до ζ , поэтому

$$1 + \Delta/d = (\zeta^*/\zeta)^{1/3}. \quad (2)$$

Существует проблема правильного вычисления t_b , особенно если связка не способна к самостоятельному горению. Предложенная в [2] экспоненциальная зависимость $t_b(\Delta)$ ничем не обоснована, так как заимствована из [3], где она приведена просто в качестве примера нелинейной зависимости. Между тем для быстрогорящего наполнителя и в рассматриваемом случае (с несамогорящими компонентами) при большой скорости горения t_b может стать главной в знаменателе выражения (1), так что сделанная при ее вычислении ошибка ничем не будет смягчена.

Допустим, что при огибании достаточно крупного зерна ширина выемки возрастает со временем как для слоевой системы. Тогда можно воспользоваться результатами экспериментальных и теоретических исследований формы выемки между упорядоченными слоями горючего и окислителя. Согласно теории [4], выемка имеет параболическую форму. В [1] со ссылкой на опыты [5] отмечено, что форма выемки «не слишком сильно отличается от параболической». В частности, в системе координат x , y с центром на дне выемки по измерениям [5] показатель $d \ln y / d \ln x$ на длине выемки менялся от 2,16 до 1,49 при давлении $p = 10$ атм и от 1,41 до 2,43 при $p = 30$ атм. Если принять $y \sim x^2$ и учесть, что в связанной с ТТ точке $y = (t - t_0)u_p$, то выполняется соотношение $t - t_0 \sim x^2$ (t_0 — момент прохождения через эту точку дна выемки). Применительно к СТТ в данной постановке это дает

$$t_b = \Delta^2/2B. \quad (3)$$

Величина B зависит от природы окислителя и горючего и от давления. Теперь выражение (1) принимает вид

$$u/u_p = (\xi^*/\xi)^{1/3} / [\pi/2 + ((\xi^*/\xi)^{1/3} - 1)^2 u_p d / 2B]. \quad (4)$$

Для зависимости скорости горения от объемной доли наполнителя $u(\xi)$ при фиксированных d и p (4) предсказывает существование максимума скорости при $\xi = \xi_{\max} = \xi^*(1 + \pi B/u_p d)^{-3/2}$:

$$u(\xi_{\max})/u(\xi^*) = (1 + \sqrt{1 + \pi B/u_p d})/2. \quad (5)$$

Максимумы скорости горения наблюдались в опытах [1] при достижении значения ξ , соответствующего стехиометрическому соотношению компонентов. При этом величина параметра $md/\rho D$ была невелика, имел место единый (без «носиков») фронт пламени, скорость распространения которого, естественно, была максимальной при достигавшемся в стехиометрии максимуме температуры продуктов сгорания.

В данном случае скорость распространения «носиков» на зависит от соотношения компонентов в ТТ (а значит, и от ξ), природа максимума иная и определяется характером зависимости скорости выгорания прослойки от ее толщины. Согласно (3), эта скорость меняется от ∞ до 0 при возрастании толщины от 0 до ∞ . Представив мысленно упомянутую выше процедуру «идеального разбавления», легко понять, что в ее начале добавление тонких слоев с очень большой скоростью выгорания приведет к увеличению средней скорости горения системы, а при достаточно сильном утолщении прослоек уменьшающаяся скорость их выгорания понизит и общую скорость горения.

Таким образом, для состава с несамогорящими компонентами (связкой и крупнозернистым монодисперсным наполнителем) в зависимости $u(\xi)$ ожидается существование максимума, положение и величину которого для любого размера зерен можно рассчитать по (5) с использованием величин B , u_p , найденных из опытов со слоистой системой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахман Н.Н., Беляев А.Ф. Горение гетерогенных конденсированных систем. — М.: Наука, 1967.
2. Бекстед М.В., Маккарти К.П. Модельные расчеты для смесевых топлив на основе октогена // РТК. — 1982. — № 2.
3. Штрале В.К. Некоторые статистические аспекты процесса горения смесевых твердых топлив // Там же. — 1978. — № 8.
4. Либрович В.Б. О характерной скорости горения смесевых порохов // ПМТФ. — 1962. — № 4.
5. Бахман Н.Н., Широков Б.Ф. Скорость выгорания пластины горючего, контактирующей со слоем твердого окислителя // ФГВ. — 1972. — 8, № 2.

630090, г. Новосибирск,
ИХКиГ СО РАН

Поступила в редакцию 27/XI 1992,
после доработки — 17/V 1993

УДК 536.461+536.2.072

С.М. Решетников, В.М. Фролов

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОЙ ВЫСОТЫ ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

Экспериментальные исследования пламени коаксиальной горелки позволяют остановиться на решении для «коротких» пламен модели Бурке — Шумана. Для данного решения получено качественное и масштабное совпадение формы диффузионного пламени. Проведена удовлетворительная аппроксимация пламени плоской моделью, которая учитывает изменения условий диффузии в газовой фазе и массовой скорости горения, изменения локальных соотношений основных ингредиентов СТТ и их стехиометрическое соотношение.

© С.М. Решетников, В.М. Фролов, 1994.