

смесей с сажей и без нее одинакова. При низкой температуре в области неустойчивого горения величина u смеси с сажей существенно выше, чем без нее. Одновременно введение сажи уменьшает v : горение тем менее устойчиво, чем ниже давление. Соответственно падение скорости в опытах без стабилизирующей добавки при низком давлении более значительно.

В заключение заметим, что, судя по характеру кривых $u(T_0)$, влияние степени тепловой неустойчивости на скорость горения более сложно (см. рис. 2, б, в): участку резкого падения скорости при $N > 1$ предшествует небольшой интервал температуры, в котором скорость слабо зависит от T_0 . Причины и роль этого явления в процессе перехода от устойчивого горения к неустойчивому пока не ясны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 11–12.
2. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
3. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, Б. В. Либрович. Теория нестационарного горения порохов. М.: Наука, 1978.
4. Б. Н. Кондриков, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1976, 12, 3, 333.
5. А. А. Зепин.— В кн.: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980.
6. Б. Н. Кондриков, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1974, 10, 5, 661.
7. В. Э. Аппиков, Б. И. Кондриков. ФГВ, 1979, 15, 1, 57.

Поступила в редакцию 4/VIII 1985,
после доработки — 31/III 1986

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ИНТЕГРАЛЬНУЮ СТЕПЕНЬ ЧЕРНОТЫ ОКИСИ МАГНИЯ

В. Г. Скогарев, А. В. Флорко
(Одесса)

Имеющиеся экспериментальные данные о величинах интегральной степени черноты ϵ , спрессованных порошков MgO с размерами частиц $d_0 = 1 \div 100$ мкм в диапазоне температур $T = 400 \div 2300$ К заметно различаются, причем с увеличением d_0 величина ϵ возрастает [1]. При горении одновременно образуются частицы MgO , размер которых значительно меньше d_0 ($\leq 0,1$ мкм [2]), и развиваются температуры до 3000 К. Поэтому использование имеющихся результатов при построении теоретических моделей горения представляется некорректным. Цель настоящей работы — изучение температурной зависимости степени черноты MgO при $T = 1300 \div 3000$ К.

Частицу Mg с $d \approx 3$ мм помещали на острие иглы и зажигали пламенем спиртовки. Изображение горящей частицы фокусировалось с трехкратным увеличением в плоскости входной скрещенной щели скоростного спектрального прибора, изготовленного на основе интерференционных клиньев [3]. Разложенное в спектр излучение регистрировали фотоэлектронным умножителем ФЭУ-62 в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 0,4 \div 1,2$ мкм с частотой 100 спектров в секунду. Сигнал с ФЭУ подавался на осциллограф С1-83 и регистрировался с экрана кинокамерой. Развертку осциллографа запускали синхронно с вращением клиньев. В момент угасания частицы зона горения приближалась к поверхности окисного остатка, в результате чего его температура повышалась до 2800 К. Такие температуры традиционными методами (например, с помощью печей) получить трудно. Далее температура окисного остатка понижалась за счет естественных процессов теплообмена с окружающей средой.

В течение всего этого времени регистрировали световые потоки. Абсолютное значение спектральной плотности излучения r_λ окисного остатка определяли с помощью источника сравнения (банд-лампа СИ-10-300). Принимая во внимание закон Кирхгофа и формулу Вина, можно записать

$$r_\lambda = \varepsilon_\lambda C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T}$$

(C_1 и C_2 — известные постоянные; T — истинная температура).

Справедливость этой формулы определяется тем, что используемый спектральный диапазон в настоящих экспериментах лежит левее виновского максимума. Из графиков зависимости $\ln r_\lambda \lambda^5$ от $1/\lambda$ определялась истинная температура в процессе остывания окисного остатка. Линии оказались прямыми, что свидетельствует о постоянстве ε_λ в исследуемом интервале длин волн. Как показали эксперименты, время остывания составляет $\sim 0,5$ с, т. е. скорость изменения T достигает 6000 К/с. Температура определялась по спектру излучения в диапазоне $\Delta\lambda = 7500 \div 10000 \text{ \AA}$, время регистрации которого не превышало 3 мс. За это время температура могла измениться не более чем на 20 К, что не превышает погрешности измерений.

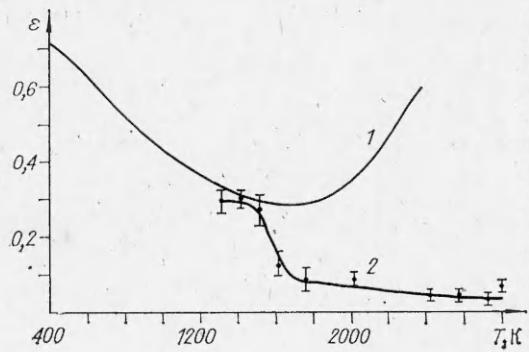
Интегральная степень черноты находилась из соотношения

$$\varepsilon = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda b} d\lambda},$$

где $r_{\lambda b}$ — спектральная плотность излучения абсолютно черного тела, определенная при температуре окисного остатка.

На графике представлены результаты измерений (кривая 2) и данные работы [1] (1). Видно, что они находятся в удовлетворительном согласии до $T = 1400$ К. С увеличением T степень черноты быстро уменьшается в 3—3,5 раза и остается практически неизменной при $T = 2000 \div 2800$ К. Такую зависимость можно объяснить, по-видимому, следующим образом. В процессе горения окисный остаток формируется за счет переноса конденсированных продуктов сгорания из зоны конденсации к поверхности капли металла [2], при этом размеры частиц MgO составляют 0,1 мкм, что значительно меньше длины волны излучения ($\lambda = 0,4 \div 1,2$ мкм). В результате поверхность окисного остатка представляется оптически гладкой, что и обеспечивает малость ε при высоких T . С понижением температуры поверхность может развиваться за счет образующихся трещин, канавок и т. п. Последнее может существенно повысить ε . Расхождение результатов настоящей работы с данными [1] при $T = 1600 \div 2200$ К можно, по-видимому, объяснить тем, что в указанной работе ε определялась для спрессованных и обожженных порошков MgO с заранее развитыми излучающими поверхностями.

Таким образом, полученные результаты позволяют точнее учесть радиационные потоки в механизме теплообмена горящей одиночной частицы магния.



ЛИТЕРАТУРА

- Излучательные свойства твердых материалов. Справочник/Под общ. ред. А. Е. Шейн-длина. М.: Энергия, 1974.
- А. В. Флорко, С. В. Козицкий, А. И. Золотко и др. ФГВ, 1983, 19, 6, 24.
- Н. И. Белинский, С. В. Козицкий, А. В. Флорко.— В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 28. Киев — Одесса: Вища школа, 1985.

Поступила в редакцию 25/XII 1985,
после доработки — 14/V 1986

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ ОКИСЛИТЕЛЯ НА ВРЕМЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ПРИ СБРОСЕ ДАВЛЕНИЯ

*В. С. Илюхин, А. Д. Марголин, И. Н. Валеев, А. А. Лебедев
(Москва)*

Быстрое изменение давления в процессе горения смесевого топлива (СТТ) приводит к значительным изменениям в составе и температуре продуктов сгорания в нестационарном периоде горения [1, 2]. Время выхода на новый стационарный режим горения после резкого подъема давления пропорционально времени сгорания зерна окислителя [2].

В настоящей работе исследовалась зависимость времени переходного режима горения от размера кристаллов ПХА при сбросе давления.

Установка состояла из двух замкнутых объемов емкостью по 1,5 л, соединенных переходником. Сброс давления с 30 до 15 ата осуществлялся прорывом мембранны, закрепленной в переходнике. Скорость изменения давления около 400 ата/с. Прессованные и бронированные образцы диаметром 10 и высотой 12—18 мм сжигались в одном из объемов. Чтобы избежать гашения образца холодным потоком газа при сбросе давления, образец помещался в кварцевый стаканчик высотой 50 и диаметром 25 мм.

Исследовались смеси ПХА — ПММА с $\alpha = 0,5$ (избыток горючего), с размером частиц перекристаллизованного ПХА $d = 4, 160—250, 310—400, 400—630, 1000—1200$ и $1200—1600$ мкм. Регистрировалось изменение давления индукционным датчиком и свечение факела пламени фотодиодами. Время переходного режима τ измерялось по осциллограммам свечения (рис. 1).

Время переходного периода при сбросе давления (рис. 2) зависит от размера кристаллов ПХА и изменяется в пределах точности экспе-

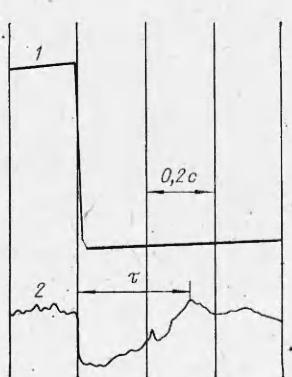


Рис. 1. Осциллографмма давления (1) и свечения факела пламени (2). ПХА — ПММА, $\alpha = 0,5$, $d = 1,1$ мм.

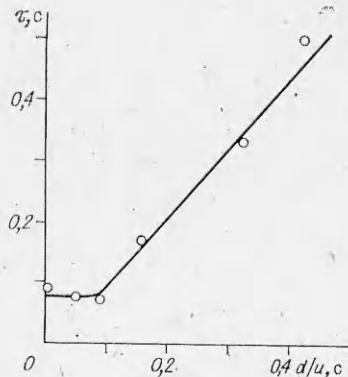


Рис. 2. Зависимость времени переходного периода после сброса давления от времени сгорания частиц окислителя.