

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ МАЛОЛЕТУЧИХ ТОПЛИВ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ «ТЕРМОМЕТРИЧЕСКОЙ» И ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

А. П. Бурдуков, В. И. Попов, В. Д. Федосенко

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

Предложена методика исследования динамики горения и уноса массы малолетучих частиц топлив, основанная на синхронном измерении «термометрической» и пирометрической (цветовой) температур. Методика позволяет в широком диапазоне режимных параметров детально изучить временные фазы и массовые скорости горения частиц топлива.

В работе [1] предложена экспресс-методика исследования динамики горения малых частиц (капель) топлива при их лазерном нагреве. Методика позволяет изучить динамику горения одиночной капли, нанесенной на спай термопары, фиксировать длительность различных фаз горения, момент и температуру воспламенения капли, получить информацию о полном времени выгорания частицы топлива. В качестве первичных преобразователей использованы платиноплатинородиевые (Pt-Pt/10 % Rh) термопары с диаметром спаев  $\approx 120$  мкм и фотодиод, воспринимающий лучистую энергию в видимой области спектра. Измерение, сбор и обработку информации с первичных преобразователей осуществляли в автоматическом режиме с использованием ЭВМ.

Термопара со свойственной ей инерционностью ( $\approx 0,25$  с) измеряет температуру внутри капли с учетом влияния процессов, происходящих на ее поверхности. После завершения выгорания летучих и окончания горения коксового остатка термопара показывает равновесную с окружающей средой температуру.

К сожалению, область высоких температур горения (свыше 1500 К) даже для платиноплатинородиевой термопары недоступна. Кроме того, в этой области температур, особенно для топлив с высоким содержанием минеральных примесей, на спае термопары откладывается пленка шлака. Это приводит к тому, что постоянная времени термопары возрастает, увеличиваются погрешности измерения и тем самым затрудняется исследование динамики горения.

Предложенный в [1] вариант определения массового потока ( $\rho(d - d_0)/\tau$ ) горения кап-

ли топлива состоит в измерении ее диаметра ( $d$ ) за вычетом диаметра спаев ( $d_0$ ) и времени полного горения ( $\tau$ ). Время полного горения частицы определялось от начала нагрева до достижения равновесной температуры на температурно-временной характеристике горения и по показаниям фототока. Таким образом, погрешность измерения массового потока складывается из погрешности измерения диаметра капли и погрешности определения истинного времени горения на основе границы начала воспламенения летучих до перехода к равновесной температуре.

Перечисленные недостатки методики можно уменьшить, если динамику горения частицы наряду с термометрическим (контактным) способом измерения синхронно отслеживать пирометрическим (радиационным) способом [2]. В отличие от термометрического измерения бесконтактный метод, будучи малоинерционным, позволяет детально изучить температурно-временную картину горения по излучающим фазам (горение летучих, коксового остатка). Однако фазу прогрева капли, когда спектр излучения находится в инфракрасной области, предлагается измерять малоинерционной термопарой.

В экспериментах с пирометрической методикой измерения проблемным является определение поглощательной способности излучающих сред в процессе горения. По данной методике она определяется на основе алгоритмического решения обратной задачи для поглощательной способности излучающей среды (шлака после горения) относительно равновесной температуры, полученной термометрическим способом. Предполагается идентичность оптических характеристик горячей частицы и

шлака, а также слабая зависимость поглощательной способности фаз горячей среды от температуры. Таким образом, в настоящих экспериментах поглощательные свойства шлакового остатка сгораемого материала используются для исследования предыдущих стадий горения в видимой области спектра.

Известно, что для измерения температуры горения частиц топлив широко применяются методы, основанные на измерении энергии излучения твердого абсолютно черного тела. Методики основаны на упрощенном законе Планка для распределения энергии излучения абсолютно черного тела (закон Вина). В видимой области излучения при температуре  $T < 3000$  К он имеет вид

$$I(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right). \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны;  $\varepsilon_\lambda$  — коэффициент поглощения;  $C_1, C_2$  — постоянные Планка;  $T$  — истинная температура тела.

При измерении энергии излучения (например, посредством фотодиода) с площади поверхности  $S$  в интервале длин волн  $\lambda_1 - \lambda_2 = \Delta\lambda$  количество энергии излучения в пространственном угле наблюдения  $\omega$  будет равно

$$I(T) = \int_\omega \int_F \int_\lambda I(\lambda, T) d\lambda dS d\omega. \quad (2)$$

Исходя из зависимостей (1) и (2) можно рассчитать истинную температуру тела  $T$ . Сложность методики заключается в том, что для вычисления истинной температуры нужно знать пространственный угол наблюдения, площадь излучающей поверхности и спектральный коэффициент поглощения.

Если методика эксперимента предусматривает двухточечную (два фотодиода) по длинам волн регистрацию энергии излучения, то соотношение (1) записывается в логарифмической форме:

$$\ln I_{(i)} = \ln \varepsilon_{\lambda_i} - 5 \ln \lambda_i + \ln C_1 - \frac{C_2}{\lambda_i T}, \quad i = 1, 2,$$

или

$$\ln \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \ln \frac{\varepsilon_{\lambda_1}}{\varepsilon_{\lambda_2}} - 5 \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \frac{C_2}{T} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

Следовательно, температура, определенная таким образом по цветовому методу, равна

$$T = \frac{C_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)}{\ln(I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}) + 5 \ln(\lambda_1/\lambda_2) - \ln(\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2})}. \quad (3)$$

Как видно из формулы (3), для определения температуры необходимы сведения о двух длинах волн, на которых идет измерение интенсивности излучения, а также о селективности излучаемого объекта. Если фотоприемники посредством узкополосных фильтров воспринимают энергию видимого излучения на определенной (известной) длине волны, то определение температуры сводится к измерению отношения интенсивностей и определению излучательной способности частицы на двух длинах волн. Если же фотоприемники воспринимают энергию видимого излучения на неизвестной длине волны (в широкополосном спектре), в алгоритм определения температуры должна быть заложена процедура тестирования фотоприемников на длину волны. Тестирование каждого фотоприемника осуществляется в соответствии с законом Вина (1) для двух значений температуры в предположении излучающей среды как абсолютно черного тела:

$$\ln \frac{I_{T_2}}{I_{T_1}} = \frac{C_2}{\lambda} \frac{\Delta T}{T_1 T_2}. \quad (4)$$

Выше отмечено, что существенным моментом методики определения истинной температуры с помощью измерения цветовой температуры являются априорные сведения об излучательных способностях среды на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . В данном эксперименте этот вопрос решается нахождением неизвестной величины  $\ln(\varepsilon_{\lambda_1}/\varepsilon_{\lambda_2})$  по термометрическим измерениям в равновесной области температурных измерений в предположении, что  $\varepsilon_{\lambda_1}$  и  $\varepsilon_{\lambda_2}$  не зависят от температуры. При этом считается, что элементный состав излучающего материала существенно не меняется.

Методику апробировали на установке, принципиальная схема которой представлена в [1].

Отъюстированный и частично диафрагмированный луч  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\lambda = 10,6$  мкм,  $N = 25$  Вт) проходит через оптическую линзу, выполненную из  $\text{BaF}_2$ , и поглощается на передней полусфере капли, нанесенной на спай термопары. Термопара выполнена из платино-платинородиевой проволоки диаметром 100 мкм. Диаметр луча лазера на порядок больше диаметра капли. На второй полусфере капли поглощается остальная (не попавшая на переднюю полусферу) часть энергии луча, отраженного от медного сферического зеркала, расположенного по ходу луча. Таким образом, количество падающей световой энергии на обе

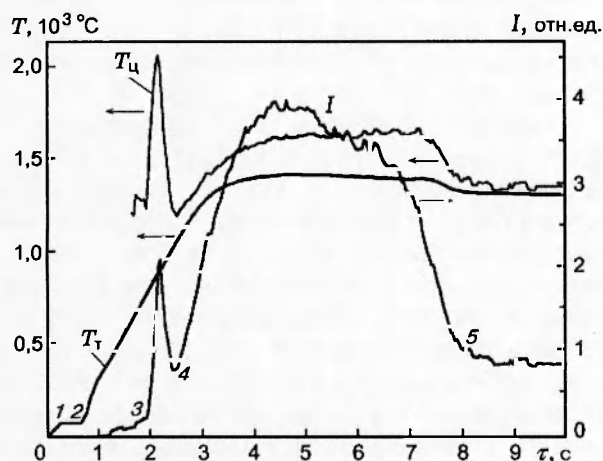


Рис. 1. Динамика горения капли ( $d = 1500$  мкм) водоугольной суспензии:

0-1 — фаза прогрева капли; 1-2 — испарение капли; 2-3 — выделение летучих; 3-4 — горение летучих; 4-5 — горение коксового остатка

полусферы капли одинаково. Это, в свою очередь, достигается расположением термопары, рассчитанным по фокусному расстоянию.

Процедура измерения «термометрической» (измеряемой термопарой) и цветовой температуры в естественных (атмосферных) условиях горения капли состоит в следующем. Вначале луч лазера перекрывается шторкой, которая открывается автоматически электромагнитом по программе запуска. На спай термопары наносится капля исследуемого топлива, диаметр которой измеряется микроскопом. Нагрев капли начинается с сигнала компьютера открыть шторки затвора лазера. Излучение от неподвижно горящей во времени капли регистрируется двумя фотоприемниками, близко расположенными друг от друга, но на определенном расстоянии от капли.

Сбор и обработка измеряемой информации от первичных преобразователей (термопара — фотодиоды) проводятся по схеме: усилитель → аналого-цифровой преобразователь → компьютер → принтер. Таким образом осуществляется компьютерная реализация методики измерения и обработки сигнала от термопары и двух фотоприемников, работающих в близкорасположенных областях спектра.

На рис. 1 представлена динамика горения капли водоугольной суспензии при одновременном измерении «термометрической» ( $T_r$ ) и цветовой ( $T_c$ ) температур. Для получения кон-

трастной картины по временным стадиям горения на этом же графике выведен сигнал ( $I$ ) с одного из фотоприемников. Изменение интенсивности излучения во времени связано с последовательным развитием стадий горения. Динамика гетерогенного горения капли характеризуется стадиями прогрева, испарения воды, выделения летучих, их горения и заканчивается стадией горения коксового остатка.

Взаимодополняющие способы измерения (термометрический и пирометрический) динамики горения малых частиц топлив в сочетании с ЭВМ позволяют в широком диапазоне быстротекающих процессов детально изучить временные фазы горения, а также определить массу топлива, сгорающего в единицу времени с единицы поверхности.

В основе определения массовой скорости горения может лежать соотношение для теплового баланса горящей в воздухе неподвижной (число Рейнольдса  $Re \rightarrow 0$ ) частицы с односторонним излучением во внешнюю среду.

Для малой частицы критерий Био имеет вид  $Bi = \alpha_k d / 2\lambda < 1$ , критерий Фурье —  $Fo = a\tau_* / d^2 \gg 1$ . Здесь  $\alpha$ ,  $\lambda$ ,  $\tau_*$ ,  $d$  — соответственно коэффициенты теплопроводности и теплопроводности, время выгорания, диаметр частицы;  $\alpha_k$  — коэффициент теплоотдачи конвекцией от частицы к воздуху. Тем самым предполагается, что градиент температуры по сечению частицы пренебрежимо мал (внешний тепло- и массоперенос), а изменение внутренней энергии частицы незначительно вследствие нестационарных эффектов.

Проведенные авторами опыты показали, что горение частицы углерода в воздухе идет в основном до образования  $CO_2$ . Так как молекулярные массы воздуха и  $CO_2$  не сильно отличаются друг от друга, критерий Льюиса для этих смесей  $Le = D/a \approx 1$ . При горении углеродной частицы в воздухе стефановский поток на диффузию кислорода пренебрежимо мал [3]. Поэтому в тепловом балансе его не учитывали.

Таким образом, условия  $Re \rightarrow 0$ ,  $Bi < 1$ ,  $Le \approx 1$  и отмеченные выше допущения относительно коэффициентов излучения поверхности горящей частицы и шлака позволяют записать соотношение для ее теплового баланса:

$$m_C Q = \alpha_k (T - T_0) + E\sigma_0 (T^4 - T_{шл}^4). \quad (5)$$

Здесь  $Q$  — тепло, выделившееся на единицу массы сгоревшего топлива (теплотворная способность топлива);  $m_C$  — масса топлива, сгора-

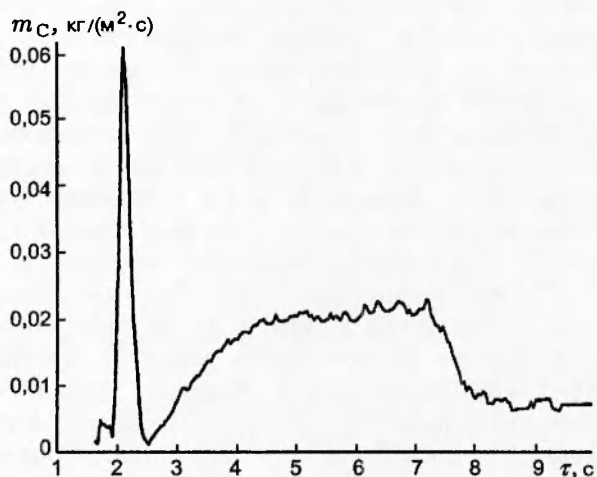


Рис. 2. Динамика скорости выгорания капли водоугольной суспензии

ющего в единицу времени на единицу поверхности (поток массы или скорость горения);  $E$  — коэффициент излучения поверхности горячей частицы (шлака);  $\sigma_0$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T, T_0, T_{\text{шл}}$  — соответственно температуры частицы и окружающей среды, определяемые в опытах, а также равновесная температура шлака, устанавливающаяся в результате прямого и отраженного лазерного излучения.

На основе соотношения (5) и опыта, иллюстрируемого рис. 1, на рис. 2 представлена динамика скорости выгорания частицы топлива ( $Q \approx 30 \cdot 10^6$  Дж/кг). Острый пик на графике соответствует выходу летучих при нагреве частицы топлива. Видно, что временной интервал выхода летучих незначителен по сравнению с общим временем уноса массы в результате горения.

В опытах по горению малых частиц топлив в условиях естественной конвекции число Рейнольдса стремится к нулю, а числа Грасгофа и Нуссельта равны соответственно  $Gr = q\beta\Delta td^3/v^2 \approx 40$  и  $Nu = \alpha_k d/2\lambda \approx 2,5$  [4].

Проведенные оценки влияния конвективной и массовой составляющих показали, что их влияние по сравнению с теплоотдачей излучением составляет  $\approx 15\%$ .

Для высоколетучих углей содержание летучих может достигать  $\approx 40\%$ . Выделяясь при нагревании, они также уносят часть тепла в окружающую среду. К сожалению, физические свойства многокомпонентных летучих обычно неизвестны, поэтому количество тепла, уносимое ими, оценить можно только приближенно. Однако опыт показывает (см. рис. 1, 2), что время горения летучих составляет малую долю общего времени горения частицы. Массу сгоревшего угля в процессе выделения и горения летучих можно определить по процентному содержанию летучих в топливе и по времени (из графика) их горения.

Таким образом, разработанная методика эксперимента позволяет определить основные стадии процесса нагрева и горения мелких частиц угля, а также скорость горения на разных стадиях процесса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бурдуков А. П., Карпенко Е. И., Попов В. И., Федосенко В. Д. Экспериментальное исследование динамики горения капель водоугольных суспензий // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 62–66.
2. Гордов А. Н. Основы пирометрии. М.: Металлургия, 1971. С. 158.
3. Основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 310.
4. Лавров Н. В., Шурыгин А. П. Введение в теорию горения и газификации топлива. М.: Изд-во АН СССР, 1962. С. 215.

Поступила в редакцию 22/VII 1998 г.,  
в окончательном варианте — 16/IV 1999 г.