

В. А. Ершов, А. И. Фисенко

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАМЕН

Предложена методика определения температуры пламени по положению максимума спектральной плотности излучения, определяемого по конечному числу частотных моментов.

Определение температуры излучения пламени имеет важное значение как для увеличения надежности срабатывания датчиков обнаружения очагов пожара, так и для контроля за протеканием технологических процессов. Методы, используемые в настоящее время [1], не лишены недостатков. Так, при использовании методов обобщенного обращения спектральных линий, поглощения — испускания и пирометрических экспериментаторы пользуются законом излучения Вина. А это, в свою очередь, накладывает ограничения на измерения температуры $T > 3000$ К. При измерении температуры по доплеровскому уширению спектральных линий не вполне ясно, как отделять эффекты, вызванные столкновением молекул газа между собой (лоренцево уширение). О недостатках остальных методов см. [1]. Кроме того, перечисленные методы не позволяют достичь желаемой точности измерений.

В настоящей работе предлагается методика определения действительной температуры излучения пламени по положению максимума спектральной плотности излучения (аналог закона смещения Вина). Она позволяет определять температуру излучения как в хорошо изученной виновской области, так и при $T > 3000$ К. Данная методика апробирована на спектрах излучения карбидов циркония и титана [2], а также вольфрама [3]. Показано, что если экспериментальный контур излучения гладкий, то он хорошо аппроксимируется рядом Эджворта. Погрешность аппроксимации не превышает 5%. Подгоночные параметры восстанавливаются с помощью моментов спектральной плотности излучения, которые, в свою очередь, определяются по измеренным значениям излучательной способности реальных тел. Отметим, что предложенный в [2, 3] метод обладает достаточно хорошей точностью. Последняя, по существу, лимитируется только точностью нахождения частотных моментов спектральной плотности излучения. Процедура определения температуры может быть полностью автоматизирована.

Согласно [2, 3], положение максимума основной моды спектральной плотности излучения определяется выражением

$$\nu_{\max} = \frac{m_1}{m_0} \left(1 - \frac{m_0 \bar{m}_3}{2m_1 m_2} \right). \quad (1)$$

Здесь $m_n = \int \nu^n I(\nu, T) d\nu$, $\bar{m}_n = \int (\nu - \bar{\nu})^n I(\nu, T) d\nu$ — начальные и центральные моменты функции распределения $I(\nu, T)$; $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ — порядок моментов. Нулевой момент m_0 равен площади распределения, отношение m_1/m_0 — центру его тяжести. Второй центральный момент связан с шириной распределения, третий — с его асимметрией. Показано, что в случае абсолютно черного тела выражение (1) переходит в известный закон смещения Вина [4], погрешность определения температуры при этом не превышает 1%.

Займемся исследованием температурной зависимости ν_{\max} для ряда пламени. Известно, что пламена, в состав горючего которых входят углеводороды, при недостаточно полном сгорании содержат во взвешенном состоянии частицы углерода (сажи). В этом случае частицы сажи излучают как твердые тела и обладают сплошным спектром излучения с высоким коэффициентом черноты. Согласно этому, излучение всего факела светящегося пламени складывается из собственного излучения атомов и молекул в дискретных областях спектра и излучения взвешен-

Расчетные значения отношения моментов и положения максимума объемной плотности энергии излучения для пламен

N	n	$\frac{m_1}{m_0} 10^{11} \cdot T, \frac{1}{\text{К} \cdot \text{с}}$	$\frac{m_0 m_3}{2m_1 m_2}$	$\frac{h\nu_{\text{max}}}{kT}$
Ацетон	1,43	1,09	0,17	4,35
Амилацетан	1,39	1,01	0,19	4,27
Бензол *	1,23	1,07	0,20	4,12
Бензол **	1,05	1,03	0,22	3,91
Нитроцеллюлоза	1,14	1,05	0,21	3,99

* Окислитель — воздух.
** Окислитель — оксид азота.

ных в данном факеле частиц сажи. Если пламена нестационарные, термическая инерция частиц сажи вызывает отставание их температуры от температуры факела. Поэтому если известна процедура отделения вкладов, связанных с собственным излучением пламени и частиц сажи, то по измеренным значениям максимумов спектральной плотности излучения, согласно (1), восстанавливаются действительные температуры отдельных вкладов.

Ниже на примере ряда пламен (ацетон, амплацетан и др.) проиллюстрируем способ определения действительной температуры излучения в случае стационарного горения, когда температуры частиц сажи и окружающего газа близки и, следовательно, нет необходимости в отделении двух описанных выше вкладов.

Если известна функция Планка [5] — объемная плотность энергии излучения абсолютно черного тела

$$u_{\nu}^0 = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (2)$$

где h — постоянная Планка; c — скорость света; k — постоянная Больцмана; ν — частота, то можно представить объемную плотность энергии излучения реальных тел в виде

$$I(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T) u_{\nu}^0, \quad (3)$$

$\varepsilon(\nu, T)$ — излучательная способность нагретых тел. В [1] показано, что для ряда пламен

$$\varepsilon(\nu, T) = \varepsilon_0 \nu^n \quad (4)$$

величина n разная для различных пламен (см. таблицу).

Построим моменты спектральной плотности излучения для пламени ацетона, $n = 1,43$. Используя (2) — (4), нулевой момент функции $I(\nu, T)$, определим из выражения

$$m_0 = \int_0^{\infty} I(\nu, T) d\nu = \varepsilon_0 5,98 \cdot 10^{-0,3} T^{5,43} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}^{5,43} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{1,43}} \right). \quad (5)$$

Здесь и в дальнейшем для расчетов моментов более высокого порядка используется интеграл [6]

$$\int_0^{\infty} \frac{z^{x-1}}{z^2 - 1} dz = \Gamma(x) \zeta(x), \quad (6)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция; $\zeta(x)$ — функция Римана (обе функции затабулированы). Найдем частотные моменты спектральной плотности излу-

чения для ацетона по (2) — (4) и (6)

$$\begin{aligned} m_1 &= \int_0^{\infty} \nu I(\nu, T) d\nu = \varepsilon_0 6,55 \cdot 10^{10,7} T^{6,43} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}^{6,43} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{2,43}} \right), \\ m_2 &= \int_0^{\infty} \nu^2 I(\nu, T) d\nu = \varepsilon_0 8,74 \cdot 10^{21,7} T^{7,43} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}^{7,43} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{3,43}} \right), \\ m_3 &= \int_0^{\infty} \nu^3 I(\nu, T) d\nu = \varepsilon_0 1,35 \cdot 10^{33,7} T^{8,43} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}^{8,43} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{4,43}} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Используя связь между начальными и центральными моментами

$$\bar{m}_2 = m_2 - \frac{m_1^2}{m_0}, \quad \bar{m}_3 = m_3 - 3 \frac{m_2 m_1}{m_0} + 2 \frac{m_1^3}{m_0^2}, \quad \text{получим}$$

$$\begin{aligned} \bar{m}_2 &= \int_0^{\infty} (\nu - \bar{\nu})^2 I(\nu, T) d\nu = \varepsilon_0 1,34 \cdot 10^{21,7} T^{7,43} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}^{7,43} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{3,43}} \right), \\ \bar{m}_3 &= \int_0^{\infty} (\nu - \bar{\nu})^3 I(\nu, T) d\nu = \varepsilon_0 0,51 \cdot 10^{32,7} T^{8,43} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К}^{8,43} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{4,43}} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\bar{\nu} = 1,09 \cdot 10^{11} T \left(\frac{1}{\text{К} \cdot \text{с}} \right)$.

Подставляя выражения (5), (7), (8) в (4), получаем температурную зависимость положения максимума излучения для ацетона

$$\nu_{\max} = 0,91 \cdot 10^{11} T \left(\frac{1}{\text{К} \cdot \text{с}} \right). \quad (9)$$

Окончательно, согласно (9), закон смещения Вина имеет вид

$$h\nu_{\max}/kT = 4,35.$$

Получение законов смещения Вина для других пламен проводится аналогично.

В таблице приведены расчетные значения отношения моментов функции распределения, входящих в выражение (1), и законов смещения Вина $h\nu_{\max}/kT$ для пяти типов пламен. Видно, что для однозначного определения температуры излучения пламен необходимы прецизионные измерения лишь положения максимума объемной плотности энергии излучения.

Отметим следующее обстоятельство. Если определять положение максимума объемной плотности энергии излучения пламен стандартным образом $\left(\frac{\partial I(\nu, T)}{\partial \nu} = 0, \frac{\partial^2 I(\nu, T)}{\partial \nu^2} < 0 \right)$, то для решения трансцендентного уравнения необходимо применение ЭВМ. Используя же выражение (1), определяющее положение максимума излучения через конечное число моментов, получаем те же результаты простым вычислением. Более того, если излучательная способность реальных тел $\varepsilon(\nu, T)$ задана в виде таблиц, то определение ν_{\max} стандартным образом невозможно. При использовании же выражения (1) получение закона смещения максимума вполне осуществимо [2, 3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Герашенко О. А., Гордовенко А. И., Еремина А. К. и др. Температурные измерения. — Киев: Наук. думка. 1989.
2. Ивашов С. И., Фисенко А. И. Обработка спектров теплового излучения карбидов циркония и титана при высоких температурах // ЖПС. — 1988. — 48, № 6. — С. 1024—1025.

3. **Ивашов С. Н., Фисенко А. И.** Оптические и излучательные характеристики вольфрама при высоких температурах // ИФЖ.— 1989.— 57, № 1.— С. 131—134.
4. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Статистическая физика.— М.: Наука, 1976.
5. **Излучательные свойства твердых материалов/Под ред. А. Е. Шейдлина.**— М.: Энергия, 1974.
6. **Прудников А. П. и др.** Интегралы и ряды.— М.: Наука, 1981.

г. Одесса

Поступила в редакцию 11/X 1990,
после доработки — 30/VII 1991

УДК 536.46 : 533.6

И. В. Деревич, И. А. Крестова

РАСЧЕТ ГАЗИФИКАЦИИ КОКСОВ ВЫСОКОЗОЛЬНЫХ УГЛЕЙ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ СЛУЧАЙНО-ПОРИСТЫХ СРЕД

Разработана математическая модель динамики пористой структуры коксов высокозольных углей с учетом первоначальной неравнодоступности внутреннего объема газовому реагенту. В модели учитывается увеличение площади пористой структуры в результате уноса органической массы, коалесценция пор и раскрытие внутренних объемов образца по ходу конверсии. При рассмотрении процессов тепло- и массопереноса внутри частицы принимаются во внимание тепловый эффект реакции, а также диффузионные сопротивления в минеральном компоненте и слое продуктов реакции, уменьшающих проходное сечение транспортных пор. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными по газификации антрацитового штыба в углекислом газе.

Газификация угля — один из важнейших этапов переработки твердого топлива в энерготехнологических установках [1]. Для сравнительно невысоких температур (800—1400 К) химические процессы протекают во внутрикинетическом режиме, когда газовый реагент заполняет весь объем угольных частиц. В этом случае необходим учет влияния пористой структуры угля на его реакционную способность [2]. В литературе существует несколько типов моделей, позволяющих связать структуру внутренней поверхности частицы со скоростью наблюдаемых химических превращений. Модель сжимающегося угольного ядра [3—6] используется для описания реакционного газообмена зольных углей и сланцев. Она позволяет учесть снижение скорости конверсии в результате увеличения диффузионного сопротивления в зольном слое и применяется для обработки экспериментальных данных по горению высокозольных топлив, например [4]. Однако она не объясняет наблюдающееся на практике увеличение скорости конверсии при малых степенях конверсии. Кроме того, результаты измерений пористой поверхности угля [2] не могут быть описаны в рамках даже более общей модели, включающей группу угольных ядер в единой зольной оболочке частицы [7].

В [8] предложена модель реагирования пористых сред с газообразным реагентом. Пористая структура представляется в виде системы случайно расположенных цилиндрических пор. В результате учета изменения порозности кокса по ходу конверсии обнаружено, что скорость конверсии W достигает максимального значения в области конверсии $X = 0,4 \div 0,6$ и уменьшается до нуля при $X = 1$. Однако величина и положение максимума скорости конверсии не соответствуют большинству имеющихся экспериментальных данных по газификации угля [9].

Для описания реальной зависимости скорости конверсии от степени конверсии необходимо изучение динамики пористой структуры коксов. В [10] предложено уравнение для функции плотности вероятности распределения пор по радиусам, учитывающее увеличение пористой поверхности в результате химической реакции, а также последующее уменьшение реакционной поверхности вследствие коалесценции пор. Построена замкнутая система уравнений для первых и вторых моментов, представляющих среднее число пор, среднюю пористую поверхность на единицу