

разлета политропного газа в вакууме, а при $h \rightarrow \infty$ угол должен оставаться конечным и зависеть от k и r_m . Перечисленным условиям могут, конечно, удовлетворять разные формы искомой зависимости $\beta = \beta(k, r_m, h)$. Расчеты показывают, что достаточно хорошую аппроксимацию дает формула

$$\beta = [\sqrt{(k+1)/(k-1)} - 1] \pi \sqrt{r_m/2} (\sqrt{r_m} + 1,86 + 0,1/h),$$

коэффициенты в которой подобраны методом наименьших квадратов в интервале $2,2 \leq k \leq 2,8$, $0,2 \leq r_m \leq 2,2$, $0 \leq h \leq 0,3$. В указанном интервале данная формула описывает результаты двумерных расчетов со средним отклонением меньше 8%.

Поступила в редакцию
15/1 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Биченков. Докл. АН СССР, 1967, 174, 4.
2. Е. И. Биченков, А. Е. Войтенко и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 6.
3. Кнопфель, Креглер и др. Приборы для науч. иссл., 1961, 1.
4. Г. Кнопфель. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
5. Е. И. Биченков. ПМТФ, 1976, 4.
6. Е. И. Азаркевич, А. Е. Войтенко и др. ЖТФ, 1976, 46, 9.
7. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.
8. Г. Е. Кузьмин. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. Новосибирск, 1977.
9. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. — В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, 1971.
10. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
11. Н. С. Санасарян. ФГВ, 1971, 7, 4.
12. E. Włodarczyk. Докл. 11 Международного симпозиума по использованию энергии взрыва для выработки металлических материалов с новыми свойствами, 1973.
13. N. E. Hoskin, W. S. Allan and o. Proc. of 4-th — Symp. (Intern.) on Detonation, 1965, Washington, Government Printing Office, 1967.
14. Н. Н. Тарасенко. ФГВ, 1974, 10, 5.
15. X. А. Рахматулин, А. Я. Сагомонян и др. Газовая динамика. М., «Высш. школа», 1965.

ЛАЗЕРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ

В. А. Архипов, Г. С. Ратанов

(Томск)

Рассмотрены лазерные методы и установка для определения концентрации и дисперсности частиц сажи и окиси алюминия по измеренному спектральному коэффициенту пропускания T_λ продуктов сгорания для двух фиксированных длин волн λ_1, λ_2 зондирующего излучения. В отличие от апробированных методов диагностики аэрозолей (методы малых углов индикатрисы рассеяния, полной индикатрисы, спектральной прозрачности) лазерное зондирование не позволяет найти функцию распределения частиц по размерам без априорной информации о виде функциональной зависимости $f(D)$, однако для оценки средних размеров частиц этот метод обладает рядом преимуществ — простотой аппаратного оформления и юстировки, быстротой получения результатов, обоснованностью применения теории Ми, закона Бугера и приближения однократного рассеяния [1], а также возможностью диагностики оптически плотных пламен.

1. В [2] предложен способ определения среднего диаметра непоглощающих частиц, основанный на том, что величина усредненного фактора эффективности ослабления $\bar{Q}$ не зависит от вида $f(D)$, а определяется только средним параметром дифракции $\alpha_{32} = \pi D_{32}/\lambda$. Алгоритм нахождения D_{32} и массовой концентрации частиц c_m по измеренным значениям оптической толщины $\tau_\lambda = \ln(1/T_\lambda)$ сводится к графическому решению системы уравнений

$$\tau_{\lambda_i} = 1,5 c_m \bar{l} \bar{Q}(\lambda_i) / \rho_k D_{32}, \quad i = 1, 2,$$

где ρ_k — плотность вещества частиц; l — оптическая длина пути.

С целью уточнения возможности и условий применения этого метода для диагностики частиц окиси алюминия в пламенах проведено исследование влияния вида $f(D)$ на характер зависимости $Q(\alpha_{32})$ для трех функций распределения

$$f_1(D) = a \exp(-bD),$$

$$f_2(D) = aD^2 \exp(-bD^2),$$

$$f_3(D) = a \exp(-b \ln^2 \beta D),$$

где a — нормирующий множитель; b, β — параметры распределения, связанные с D_{32} соотношениями: $D_{32} = 3/b$, $D_{32} = 1,5/b^{1/2}$, $D_{32} = (1/\beta) \exp(1,75/b)$.

Факторы эффективности Q для одиночных частиц рассчитывались по точным формулам теории Ми через логарифмические производные функции Риккати — Бесселя. При выборе шага интегрирования проводились контрольные расчеты $\bar{Q}$ для исходных данных, приведенных в таблицах [3].

Исследование влияния комплексного показателя преломления вещества частиц $m = n - ik$ на оптические свойства полидисперсной среды показало, что в общем случае как показатель преломления n , так и показатель поглощения k оказывают определенное влияние на $\bar{Q}$ [4]. Величина m зависит от температуры, фазового состояния частиц, их химического состава и длины волны излучения. Для частиц окиси алюминия в продуктах сгорания эти зависимости недостаточно исследованы, опубликованные результаты зачастую противоречивы [5]. Поскольку выбрать достаточно надежные значения m трудно, проведено исследование влияния неопределенности оптических констант на погрешности измерений. При этом проводились расчеты зависимости $\bar{Q}(\alpha_{32})$ для логарифмически-нормального распределения $f_3(D)$ для следующих значений m : $1,8 - 0,005i$; $1,8 - 0,05i$; $1,5$; $1,85$ (разброс данных по n и k определялся из анализа опубликованной экспериментальной информации). Результаты расчетов показали, что при $\alpha_{32} < 10$ графики $Q(\alpha_{32})$ имеют большое расхождение, и измерения в этой области без точного значения m невозможны. Для $\alpha_{32} > 10$ графики, соответствующие различным B , расходятся не более чем на 3–5%. При построении рабочих графиков для определения D_{32} частиц расплавленной окиси алюминия использовалось значение $m = 1,78 - 0,005i$, полученное обобщением измерений, выполненных разными авторами при температуре 3000 К и $\lambda = 0,5 - 1,2$ мкм [5, 6].

Исследование влияния вида $f(D)$ показало, что зависимости $Q(\alpha_{32})$ для частиц окиси алюминия, соответствующие различным $f(D)$, совпадают (с погрешностью не более 4%) не для всего диапазона $\alpha_{32} = 1 - 50$, как предполагается в [2], а лишь для $\alpha_{32} > 10$. Следовательно, для измерений D_{32} необходим такой выбор длины волны излучения зондирующего ОКГ, чтобы выполнялось соотношение $\lambda < 0,1\pi D_{32}$. При использовании гелий-неоновых и аргоновых газовых ОКГ возможна диагностика полидисперсных частиц окиси алюминия с размером D_{32} не менее 1,5 мкм.

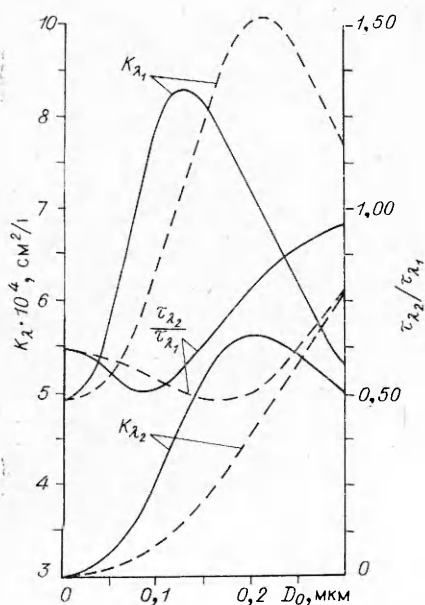
2. Сажевые частицы в продуктах сгорания имеют гораздо меньшие размеры и являются сильными поглотителями в оптическом диапазоне ($k \sim 1$). Ранее рассматривались оптические методы измерения параметров сажи при горении, основанные на допущении о монодисперсности частиц [7]. Результаты электронно-микроскопического анализа свидетельствуют, однако, о явно выраженной полидисперсности. Распределение частиц в продуктах сгорания можно аппроксимировать функцией [8]

$$f(D) = \frac{4D^2}{\sqrt{\pi}D_0} \exp\left(-\frac{D^2}{D_0^2}\right),$$

где D_0 — наиболее вероятный (модальный) диаметр. При этом допущении отношение оптических толщ, измеренных на двух длинах волн, есть однозначная функция D_0

$$\frac{\tau_{\lambda_2}}{\tau_{\lambda_1}} = \frac{\int_0^\infty Q(\lambda_2) f(D) D^2 dD}{\int_0^\infty Q(\lambda_1) f(D) D^2 dD} = \varphi(D_0).$$

Концентрация частиц в зоне измерений может быть определена по закону Бугера $\tau_\lambda = K_\lambda c_m l$, где показатель ослабления K_λ также однозначная функция D_0



$$K_{\lambda} = \frac{1,5}{\rho_k} \int_0^{\infty} Q(\lambda) f(D) D^2 dD \int_0^{\infty} f(D) D^3 dD = \psi(D_0).$$

На рисунке приведены рассчитанные по точным формулам теории Ми рабочие графики функций $\varphi(D_0)$, $\psi(D_0)$ для $\lambda_1=0,63$ мкм, $\lambda_2=1,15$ мкм. В расчетах учитывалась дисперсия комплексного показателя преломления [9]: $m=1,79-0,77i$ для $\lambda=0,63$ мкм, $m=1,97-1,11i$ для $\lambda=1,5$ мкм. Здесь же приведены графики для монодисперсных частиц (штриховые линии). Значительное расхождение кривых свидетельствует о том, что предположение о монодисперсности приводит к ошибкам в определении параметров частиц.

3. Экспериментальная установка для измерения концентрации и дисперсности конденсированных частиц в продуктах сгорания состоит из двух гелий-неоновых ОКГ типа ЛГ-126, дискового модулятора (1500 Гц), камеры сгорания с истечением, двух фотодиодных головок и оптической системы. Один ОКГ работает на длине волны 0,63 мкм, второй — 1,15 мкм. Приемниками излучения служат германиевые фотодиоды ФД-3. В комплект регистрирующей аппаратуры входят двухканальный логарифмический селективный усилитель, согласованный со светолучевым осциллографом. Рассмотренные методы и установка апробированы при измерениях в струе продуктов сгорания модельных металлизированных и неметаллизированных топлив. Результаты показали, что дисперсность сажевых частиц ($D_0 \sim 0,1$ мкм) и частиц окиси алюминия ($D_{32} \sim 2-5$ мкм в зависимости от условий сжигания) может быть измерена с погрешностью $\sim 10\%$ для пламен с оптической толщиной $\tau_{\lambda}=0,05-2$.

Поступила в редакцию
27/XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Минск, «Наука и техника», 1969.
2. R. A. Dobbins, G. S. Jizmaqian. J. Opt. Soc. Am., 1966, **56**, 1345.
3. Д. Дейрменджан. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М., «Мир», 1971.
4. Е. К. Науменко, А. П. Пришивалко. ЖПС, 1971, **14**, 3.
5. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Таманович. ЖПС, 1977, **26**, 3.
6. J. M. Adams. JQSRT, 1967, **7**, 273.
7. W. Dalzell, G. Williams. Comb. and Flame, 1970, **14**, 161.
8. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. М.—Л., «Энергия», 1967.
9. V. R. Stull, G. N. Plass. J. Opt. Soc. Am., 1960, **50**, 2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО РАЗМЕРА ЧАСТИЦ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЫ В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ ДЫМНОГО ПОРОХА

Е. П. Болтрукевич, Г. С. Ратанов

(Томск)

Характеристики частиц конденсированной фазы, образующихся при горении дымного пороха, являются определяющими в расчетах процессов воспламенения при использовании дымного пороха в качестве основного компонента пиротехнического воспламенителя. В статье приведены результаты измерений среднего размера частиц конденсированной фазы в продуктах сгорания дымного пороха, полученные с помощью лазерного зондирования.

Известно, что изменение интенсивности излучения, прошедшего через аэрозоли, подчиняется закону Бугера [1]

$$I = I_0 \cdot \exp(-\tau) \quad (1)$$

до значения $\tau \leq 18$ [2]. Здесь I , I_0 — интенсивности ослабленного и исходного потоков излучения;

$$\tau = K_m C_m l \quad (2)$$

величина оптической толщины (K_m — массовый коэффициент ослабления; C_m — массовая концентрация частиц аэрозоля; l — длина оптического пути).