

## ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА КАПЕЛЬ $Al_2O_3$ В ПЛАМЕНАХ НА ИХ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ

*Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, В. В. Таманович*

При горении алюминизированных топлив первоначально образуется большое количество мельчайших частиц  $Al_2O_3$ , которые затем в результате химической и столкновительной коагуляции очень быстро укрупняются до размеров 10—15 мкм. Спектр размеров частиц при этом становится чрезвычайно широким. Исследования размеров частиц  $Al_2O_3$ , отобранных из пламени смесевых топлив при давлении 40 кг/см<sup>2</sup>, выполненные с применением электронного микроскопа [1, 2], показали, что максимум числовой функции распределения частиц по размерам лежит в пределах  $r_0 = 0,04 \div 0,2$  мкм. Характерно, что частицы диаметром меньше 0,5—1,0 мкм составляют ~90% от общего числа частиц, тогда как их весовая доля не превышает 10% [1, 2].

При расчете полидисперсных спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния частиц  $Al_2O_3$

$$\bar{K}_\lambda = 3/4c_v \frac{\int_0^\infty Q_\lambda(r) r^2 f^0(r) dr}{\int_0^\infty r^3 f^0(r) dr} \quad (1)$$

по экспериментальным относительным числовым функциям распределения  $f^0(r)$  [3] основным критерием достаточности статистической обработки частиц в пробе является возможность определения по  $f^0(r)$  весовой функции  $g^0(r)$  с заданной точностью, поскольку

$$\bar{K}_\lambda = 3/4c_v \frac{\int_0^\infty (Q_\lambda(r)/r) g^0(r) dr}{\int_0^\infty g^0(r) dr}. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2)  $C_v$  — относительная объемная концентрация частиц в пламени, определяемая по данным термодинамического расчета,  $Q_\lambda(r)$  — безразмерные коэффициенты поглощения и рассеяния для частицы радиуса  $r$  при длине волны  $\lambda$ .

В связи с указанными особенностями распределений частиц по размерам в пламенах алюминизированных топлив для построения весовой функции  $g^0(r)$  необходимо определять числовую функцию  $f^0(r)$  в области ее значений на 4—6 порядков ниже максимального значения, что сопряжено с большими трудностями. Так, обработка 25 тыс. частиц оказалась недостаточной для построения весовой функции со стороны верхнего предела в области значений, меньших ~0,4 [1, 2].

В то же время задача построения весовой функции значительно облегчается, если не учитывать многочисленные мелкие частицы. Например, достаточно обработать не более 5 тыс. частиц, чтобы получить надежные данные для весовой функции в пределах 1—15 мкм, которые обеспечивают вполне приемлемую точность расчета знаменателя в формулах (1) и (2), не хуже 5%. Однако недостаток информации в области малых частиц может привести к дополнительным погрешностям при

расчете полидисперсных коэффициентов, особенно значительным при длинах волн меньше 4 мкм, где действительная часть показателя преломления имеет наибольшие значения ( $n \approx 1,8$ ) и  $Q_\lambda(r)/r$  резко возрастает при уменьшении диаметра частиц в области значений параметра дифракции  $\rho = 2\pi r/\lambda > 2$  [3].

В настоящей работе по данным выполненных ранее электронно-микроскопических исследований [1, 2] оцениваются вклады частиц различных размеров в коэффициенты поглощения и рассеяния капель  $Al_2O_3$  в области спектра 0,63—8 мкм и анализируется влияние нижнего предела интегрирования (1) на точность расчета.

Следует отметить, что расчет полидисперсных коэффициентов частиц  $Al_2O_3$  в пламена алюминизированных топлив по формуле (1) с применением формул Ми для определения  $Q(r)$  [4] даже по усовершенствованным программам [5, 6] требует больших затрат машинного времени в связи с необходимостью проведения интегрирования в очень широкой области с малым шагом.

Значительное сокращение затрат машинного времени может быть достигнуто, если использовать заранее рассчитанные коэффициенты Ми, усредненные в интервалах радиусов  $\Delta r$ , в пределах которых производится счет частиц в пробе, поскольку обычно при измерениях интервал  $\Delta r \approx 0,1r$ , тогда как шаг интегрирования (1) в ряде случаев необходимо поддерживать равным  $0,01 \div 0,001r$  [7]. При этом формула (1) принимает следующий вид

$$\bar{K}_\lambda = \sum_i \bar{K}_\lambda(r_i) = \frac{3}{4} \sum_i \frac{\bar{Q}_\lambda(r_i)}{\bar{r}_i} c_v(r_i),$$

где

$$c_v(r_i) = g^0(r_i) \Delta r (c_v / \Sigma g^0(r_i) \Delta r).$$

Для практического осуществления этого способа при расчетах спектральной излучательной способности частиц  $Al_2O_3$  в области длин волн 0,63—8 мкм во всем диапазоне размеров частиц, наблюдавшихся на эксперименте ( $r = 0,04—15$  мкм), необходимо рассчитать для каждой длины волны  $\lambda$  при соответствующих значениях действительной  $n$  и мнимой  $k$  частей показателя преломления усредненные безразмерные коэффициенты поглощения и рассеяния  $\bar{Q}_\lambda(r_i)$ , а также степени вытянутости индикатрисы  $\bar{x}_\lambda(r_i)$ , по меньшей мере для 60 интервалов параметров дифракции  $\Delta \rho = 2\pi \Delta r/\lambda$  в диапазоне значений  $\rho = 0,001—100$ . Как видим, имеется потребность в довольно обширных таблицах. Поэтому анализ вкладов частиц различного размера в коэффициенты поглощения и рассеяния необходим не только для разумного ограничения нижнего предела измерений размеров частиц в пробе, но и для сокращения объема расчетов.

Для этой цели была использована разновидность только что описанного способа расчета, отличающаяся тем, что экспериментальные относительные числовые функции распределения были представлены не в виде гистограмм, а суммой гамма-распределений

$$f^0(r) = \sum_1^K n_i (r/r_{0i})^{\mu_i} \exp \left\{ -\mu_i \left( \frac{r}{r_{0i}} - 1 \right) \right\},$$

где  $n_i$  — значения функций составляющих распределений в максимумах при  $r = r_{0i}$ ,  $\mu_i$  — параметр полуширины  $i$ -го распределения. Для

каждой  $i$ -й составляющей распределения спектральные коэффициенты находились по полидисперсным зависимостям

$$A(\rho_{32}) = (\bar{K}(\lambda)/c_v)(2\lambda/3\pi) = \left( \int_0^{\infty} Q(\rho) \rho^2 f^0(\rho) d\rho \right) / \left( \int_0^{\infty} \rho^2 f^0(\rho) d\rho \right)$$

от параметра  $\rho_{32} = (2\pi r_0/\lambda)(1+3\pi/\mu)$ , рассчитанным ранее для гамма-распределений с различными параметрами полуширины  $\mu$ . Коэффициенты поглощения и рассеяния для полного распределения получали суммированием коэффициентов для  $i$ -х составляющих

$$\bar{K}(\lambda) = \sum_1^K K_i(\lambda) = \frac{3\pi}{2\lambda} \sum c_{v_i} A_i(\rho_{32}),$$

причем объемная концентрация  $i$ -й составляющей

$$c_{v_i} = c_v \frac{n_i r_{0_i}^4 e^{\mu_i} \mu_i^{-(\mu_i+4)} \Gamma(\mu_i+4)}{\sum_1^K n_i r_{0_i}^4 e^{\mu_i} \mu_i^{-(\mu_i+4)} \Gamma(\mu_i+4)},$$

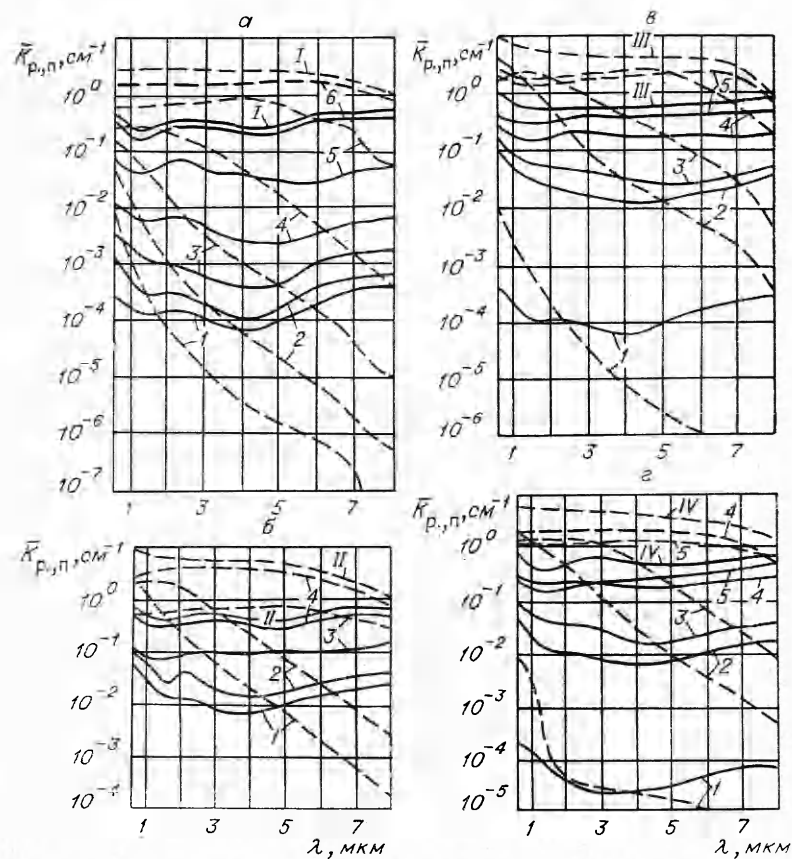
где  $\Gamma(\mu_i+4)$  — гамма-функция.

При подборе составляющих распределений первоначально находилась модальная составляющая, для которой положение максимума совпадает с максимумом числовой функции  $f^0(r)$ ,  $r_{0_i} = r_0$ . Параметр полуширины для нее определялся по полуширине экспериментальной функции  $\Theta = 2,48 r_0 \sqrt{1/\mu}$  [8]. Чтобы иметь в распределении примерно 4—6 членов для всех последующих составляющих параметр  $\mu$  поддерживался постоянным. Это требование не обязательно. Изменяя  $\mu$ , можно существенно увеличить или несколько уменьшить число членов. Параметры гамма-распределений для подобранных составляющих  $r_{0_i}$ ,  $n_i$ ,  $\mu_i$  и их объемные концентрации  $c_{v_i}$  приведены в таблице. Расхождение между найденным аналитическим выражением и экспериментальными данными не превышало 10%. В таблице указаны также пределы измерений  $r_{\min}$ ,  $r_{\max}$ , модальные радиусы распределений  $r_0$ , весовые содержания  $G_{Al_2O_3}$  и объемные концентрации  $c_v$  капель  $Al_2O_3$  в пламени. Данные первой графы таблицы относятся к смесевому топливу с содержанием 10% алюминия, горящему по каналу [1]; второй, третьей и четвертой — к смесевому топливу с содержанием 15% алюминия, горящему с торца. Отличаются они между собой временами пребывания частиц в пламени, равными 6,3; 19 и 31 мс [2].

При горении по каналу скорость столкновений коагуляции выше, чем при горении с торца. Вследствие этого основная масса частиц имеет большие размеры. Максимум весовой функции для распределения I находится на 7 мкм, а распределений II, III, и IV — на 4,7, 5,2 и 5,7 мкм [2] (см. рисунок 1). В то же время максимум числовой функции распределения I расположен в области значительно более мелких частиц, чем у распределений II—IV, и модальная составляющая характеризуется наименьшим весовым содержанием (0,12%). При горении с торца на модальные составляющие приходится 4,75; 9,0 и 2,8% весового содержания.

При расчете коэффициентов поглощения и рассеяния использовались полидисперсные зависимости  $A(\rho_{32})$  из работы [3] для  $n=1,8$ ; 1,54; 1,33 и  $\kappa=0,01$ . Для промежуточных значений  $n$  в области длин волн 4—8 мкм коэффициенты поглощения и рассеяния находились пу-

Номер распределения по [2]	Параметры составляющих гамма-распределений	Номер составляющей						Общие характеристики распределений							
		1	2	3	4	5	6	$r_0$ , мкм	$r_{\min}$ , мкм	$r_{\max}$ , мкм	$G_{Al_2O_3}$ , мг/см <sup>3</sup>	$c_u$			
		$r_{0i}$ , мкм $n_i$ $c_{v_i}$ $\mu_i$													
I	$r_{0i}$ , мкм	0,04	0,08	0,15	0,35	1	2,4								
	$n_i$	$9,5 \cdot 10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-5}$								
	$c_{v_i}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$	$7,6 \cdot 10^{-7}$	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$7,8 \cdot 10^{-6}$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$								
	$\mu_i$	5	5	5	5	5	5	0,01	0,01	6,0	0,96	$4,12 \cdot 10^{-4}$			
II	$r_{0i}$ , мкм	0,09	0,2	1	3,5	—	—								
	$n_i$	1	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	—	—								
	$c_{v_i}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,67 \cdot 10^{-4}$	—	—								
	$\mu_i$	2,4	2,4	2,4	6	—	—	0,09	0,08	5,0	1,57	$6,92 \cdot 10^{-4}$			
III	$r_{0i}$ , мкм	0,05	0,15	0,35	1	2,2	—								
	$n_i$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	—								
	$c_{v_i}$	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$4,1 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$	—								
	$\mu_i$	4	4	4	4	4	—	0,15	0,08	5,5	1,57	$6,92 \cdot 10^{-4}$			
IV	$r_{0i}$ , мкм	0,08	0,2	0,45	1,6	4	—								
	$n_i$	$2 \cdot 10^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	—								
	$c_{v_i}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	—								
	$\mu_i$	5	5	5	5	12	—	0,2	0,08	6,0	1,57	$6,92 \cdot 10^{-4}$			



Спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния капель  $\text{Al}_2\text{O}_3$  для распределений I (а), II (б), III (в) и IV (г);  $\rho_{\text{общ}} = 40 \text{ кг/см}^2$ .

а) горение по каналу,  $T^{\text{Пл}} = 2960 \text{ К}$ , 10% Al; б, в) горение с торца,  $T^{\text{Пл}} = 2980 \text{ К}$ , 15% Al; г) горение с торца,  $T^{\text{Пл}} = 2980 \text{ К}$ ,  $i_{\text{пр}} = 31 \text{ мс}$ ; 15% Al. —  $K^{\text{П}}$ ; — — —  $K^{\text{Р}}$ .

тем линейной интерполяции. Коэффициенты поглощения для  $\kappa = 0,01$  приводились к действительным значениям мнимой части показателя преломления жидкой окиси алюминия  $\kappa(\lambda)$  [1] с помощью соотношения пропорциональности

$$\bar{K}^n(\lambda, n, \kappa_\lambda) = \bar{K}^n(\lambda, n, 0,01) (\kappa_\lambda/0,01), \quad (3)$$

которое справедливо для  $\kappa\rho < 0,15$  [9]. Погрешность расчета коэффициентов поглощения и рассеяния при  $\lambda < 4 \text{ мкм}$  не превышали  $\pm 10\%$ . При  $\lambda > 4 \text{ мкм}$  погрешности возрастали в связи с необходимостью интерполяции до 15%. При  $\lambda = 6-8 \text{ мкм}$  соотношение (3) для последних членов распределений нарушалось, и погрешности расчета  $K^n$  достигали  $\pm 20\%$ . Результаты расчетов приведены на рис. 1-4 и расположены в порядке нумерации распределений в таблице.

В исследуемой области спектра  $0,33-8 \text{ мкм}$  параметр дифракции  $\rho_{32}$  для модальной составляющей распределения I изменится в пределах  $0,64-0,05$ . Поскольку здесь ход зависимости  $A^n(\rho_{32})$  очень пологий,  $\bar{K}^n(\lambda)$  пропорционален  $\kappa(\lambda)/\lambda$ . Для модальных составляющих распределений II-IV в области коротких длин волн значения  $\rho_{32}$  попадают на участок подъема  $\bar{A}^n(\rho_{32})$ , а для распределения II при  $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$   $A^n(\rho_{32})$  уже близко к максимальному значению. Вследствие этого для модальных составляющих распределений II-IV рост

$\bar{K}^n(\lambda)$  в коротковолновой области происходит значительно более резко, чем для распределения I.

Чем крупнее составляющие, тем при большей длине волны находятся максимальные значения  $\bar{A}_i^n$ . В связи с прохождением  $\bar{A}_i^n(\rho_{32})$  через максимум в районе  $\rho_{32}=1,5\div 2$  при  $\lambda=0,63\text{—}5$  мкм ( $n\approx 1,8$ ) происходит спрямление зависимости  $\bar{K}^n(\lambda)$  и сдвиг минимума вправо в районе 4—5 мкм по мере перехода к более крупным составляющим. Более четко также проявляется максимум в районе  $2\div 2,5$  мкм для промежуточных составляющих.

Для последних составляющих всех распределений в области длин волн 0,63—4 мкм  $\rho_{32}$  изменяется в пределах  $50\div 6$  и приходится на прямолинейный участок зависимости  $\bar{A}^n(\rho_{32})$ , где  $K^n(\lambda)$  не зависит от длины волны и приблизительно пропорционален  $\kappa(\lambda)$ . При  $\lambda > 6$  мкм в связи с резким уменьшением  $n\bar{A}^n(\rho_{32})$  не достигается максимума даже для самых крупных составляющих и слабо зависит от  $\rho_{32}$ , вследствие чего  $\bar{K}^n(\lambda) \sim \kappa(\lambda)/\lambda$  не только для модальных, но и для ряда других более крупных распределений.

Имеется еще одна особенность почти для всех распределений. Чем крупнее составляющая, тем большим коэффициентом поглощения она характеризуется. Наибольший вклад в коэффициенты поглощения во всем исследуемом спектральном диапазоне вносят самые крупные составляющие. Это обусловлено тем, что зависимости  $\bar{A}^n(\rho_{32})$  достаточно плавные, максимальные значения  $\bar{A}^n(\rho_{32})$  от минимальных отличаются не более чем в 5 раз. Исключение составляет распределение II, в котором коэффициент поглощения четвертой составляющей меньше, чем коэффициент поглощения предыдущей составляющей, так как  $c_{v_4} < c_{v_3}$ . Таким образом, величину коэффициентов поглощения отдельных составляющих в основном определяет их вес. Нижний предел измерений размеров частиц при статистической обработке отобранных из пламени проб, определяющий нижний предел интегрирования (1), может быть достаточно строго установлен по весу частиц с радиусом меньше  $r_{\min}$ .

При расчете коэффициентов поглощения для распределения I можно не учитывать не только модальную, но и две более крупные составляющие, поскольку весовое содержание этих трех составляющих не превышает 2,5%, а вклады их в суммарный коэффициент поглощения незначительны. Нижний предел измерений можно ограничить радиусом 0,15 мкм. Однако для распределений II—IV модальные члены необходимо учитывать обязательно, так как для них  $K^n$  составляет около 8—10% от суммарных коэффициентов поглощения в видимой области и около 2—5% в инфракрасной. Кроме того, весовое содержание их превышает 2,5%. Для распределений III и IV нижний предел измерений  $r_{\min}=0,08$  мкм вполне достаточен. Для распределения II, возможно, нижний предел измерений следовало бы расширить, так как весовое содержание самой мелкой модальной составляющей еще довольно велико (4,3%). В то же время можно утверждать, что верхний предел измерений в этом распределении достаточен.

Ход спектральных коэффициентов рассеяния для различных составляющих и суммарных распределений существенно отличается от соответствующих зависимостей для коэффициентов поглощения. Прежде всего это обусловлено очень крутым подъемом полидисперсных зависимостей  $\bar{A}^p(\rho_{32})$  в области  $\rho_{32}=0,5\div 1$  для всех  $n$  в рассматриваемом диапазоне длин волн. При длинах волн 6—8 мкм, характеризующихся наименьшими значениями  $\rho_{32}$ ,  $A^p(\rho_{32})$  увеличивается на 6—7 порядков при переходе от модальных составляющих к самым крупным в распределении I и на 3—4 порядка — в распределениях II—IV. Для мелких составляющих распределений характерно резкое падение  $\bar{K}^p$  с ростом длины волны. Так, для модальных составляющих  $K^p$  при



$\lambda=0,63$  мкм на 4—5 порядков выше, чем при  $\lambda=8$  мкм. Однако по мере перехода к более крупным фракциям в связи с прохождением  $A^p(\rho_{32})$  через максимум в районе  $\rho_{32}=1,5-2$  для  $\lambda<4$  мкм ход  $K^p(\rho_{32})$  становится все более пологим, а после выхода  $A^p(\rho_{32})$  на прямолинейный участок спада при  $\rho_{32}>3$  почти перестает зависеть от длины волны. Вклад мелких составляющих в суммарные коэффициенты рассеяния в длинноволновой области спектра значительно меньше, чем в суммарные коэффициенты поглощения. В коротковолновой области, наоборот, значительно выше. Для распределений I—IV суммарные коэффициенты рассеяния превышают модальные соответственно в 170; 2,8; 2,5; 3,7 раза при  $\lambda=0,63$  мкм, в  $7,4 \cdot 10^5$ ; 240, 130, 150 при  $\lambda=4$  мкм и в  $10^8$ ;  $6 \cdot 10^3$ ;  $2,5 \cdot 10^3$ ;  $4 \cdot 10^3$  раза при  $\lambda=8$  мкм. Для распределений II и III коэффициент рассеяния модальной составляющей выше, чем для других, в том числе самых крупных. Для распределения IV при  $\lambda=0,63$  мкм коэффициент рассеяния модальной составляющей равен коэффициенту рассеяния четвертой составляющей, по весу в  $\sim 10$  раз большей. Только для распределения I во всем исследуемом спектральном диапазоне, так же как для коэффициентов поглощения, более крупные составляющие имеют более высокие значения коэффициентов рассеяния, и ход суммарного коэффициента рассеяния  $K^p(\lambda)$  в основном определяется двумя последними составляющими. Тогда как для распределений II—IV мелкие составляющие дают существенную добавку к коэффициентам рассеяния крупных составляющих на участке длин волн  $0,63 \div 4$  мкм. Вследствие этого суммарные коэффициенты рассеяния для них довольно заметно уменьшаются с ростом длины волны во всем спектральном диапазоне в отличие от распределения I, для которого коэффициенты рассеяния в области  $0,63 \div 4$  мкм постоянны.

Несмотря на значительный вклад модальной составляющей в  $K^p$ , использованный при статистической обработке проб нижний предел измерений для распределений I, III, IV вполне достаточен для получения высокой точности расчета  $K^p$ , так как коэффициенты рассеяния самых мелких первых составляющих распределений в видимой и ближней инфракрасной областях более чем на 2 порядка ниже суммарных коэффициентов. Для распределения II необходима дополнительная обработка пробы в области малых размеров частиц, поскольку для него, так же как и в случае коэффициентов поглощения, вклад частиц радиусом, меньше 0,08 мкм, в суммарные коэффициенты не известен.

Следует также отметить, что увеличение времени пребывания частиц  $Al_2O_3$  в пламени и способ сжигания (с торца и по каналу) не оказывают существенного влияния на спектральный ход и абсолютные значения коэффициентов поглощения, рассчитанные на единицу объема, во всей исследованной области спектра. В то же время наблюдаемые изменения дисперсного состава  $Al_2O_3$  приводят к значительным изменениям спектральных зависимостей коэффициентов рассеяния в видимой и ближней инфракрасной области.

Из сравнения распределений II—IV видим, что по мере увеличения времени пребывания особенно большие изменения происходят в области малых частиц. Модальный радиус  $r_0$  увеличивается гораздо быстрее, чем максимальный  $r_{max}$ . Числовые функции сужаются. В связи с этим требования к нижнему пределу измерений значительно снижаются. Аналогичные изменения в распределениях частиц  $Al_2O_3$  по размерам должны происходить при увеличении давления и весового содержания алюминия в топливе, поэтому роль мелких частиц должна уменьшаться. И наоборот, при понижении давления и весового содержания алюминия роль мелких частиц будет увеличиваться. Дробление капель в соплах двигателей, ограничивающее максимальный

диаметр капель до 5 мкм, также может приводить к необходимости получения более подробной информации о мелких частицах. Таким образом, в каждом конкретном случае при расчете спектральных характеристик частиц  $Al_2O_3$  нижний предел измерений должен устанавливаться на основании данных анализа о вкладе частиц различного размера в коэффициенты поглощения и рассеяния с учетом требуемой точности расчета в заданном спектральном интервале. Для этой цели удобен использованный в работе способ расчета.

*Институт физики АН БССР  
Минск*

*Поступила в редакцию  
20/II 1975*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко, Н. Г. Полякова. ЖПС, 1973, 18, 1048.
2. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко. ФГВ, 1973, 9, 6, 842.
3. Л. П. Бахир, В. В. Таманович. ЖПС, 1973, 18, 894.
4. G. Mie. Ann. de Phys., 1908, 25, 377.
5. G. W. Kattawar, G. N. Plass. Appl. Opt., 1967, 6, 1377.
6. А. П. Пришивалко, Е. К. Науменко. Исследование углового распределения излучения, рассеянного мелкодисперсными средами. Отчет Института физики АН БССР. Минск, 1973.
7. А. П. Пришивалко, Е. К. Науменко. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами. Препринт Института физики АН БССР. Минск, 1972.
8. К. С. Шифрин. Тр. ГГО, 1961, 109, 175. Гидрометеиздат. Ленинград.
9. G. N. Plass. Appl. Opt., 4, 12, 1616.

УДК 662.612.3:537.29

### ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НОРМАЛЬНУЮ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

*Б. Г. Дьячков, И. Я. Полонский, А. С. Климов*

Большой интерес, проявляемый в настоящее время многими исследователями к вопросу взаимодействия пламени с электрическими полями, объясняется прежде всего возможностью существенно воздействовать на процесс горения без затраты большого количества энергии. Экспериментально показано, что путем наложения электрического поля на пламя можно изменять его геометрические параметры, расширять концентрационные и аэродинамические пределы устойчивой работы горелочного устройства, изменять теплоотдачу от пламени к нагреваемой поверхности и т. д.

В настоящее время нет единого мнения о механизме воздействия электрического поля на пламя. В частности, при объяснении эффекта увеличения скорости горения топлива в электрическом поле рядом исследователей предпочтение отдается каталитическому воздействию электронов на скорость химических реакций [1—3]. В других работах те же эффекты объясняются с позиций определяющей роли ионного ветра, способствующего распространению пламени в соответствии с тепловой теорией [4—6]. По-видимому, оба названных выше механизма проявляют себя при взаимодействии электрического поля с пламенем. Однако условия эксперимента и в особенности взаимная ориентация фронта горения и электрического поля, а также напряженность