

НАГРЕВ И ВОСПЛАМЕНЕНИЕ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ ИНТЕНСИВНЫМ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. К. Пустовалов, Д. С. Бобученко

(Минск)

В последнее время значительный интерес вызывает изучение процессов нагрева и воспламенения твердых (металлических) аэрозольных частиц в газе интенсивным оптическим излучением [1—3]. Задачи нагрева и воспламенения частиц излучением возникают при лазерно-плазменной обработке материалов, когда в лазерном факеле присутствуют частицы и капли конденсированной фазы [4], при нелинейном распространении оптического излучения в аэрозольных средах [5], рассмотрении термохимического воздействия лазерного излучения на вещество [6] и т. д. Представляет существенный научный и практический интерес теоретическое исследование процессов нагрева и воспламенения аэрозольных частиц интенсивным оптическим излучением на основе методов математического моделирования, которое проводится в данной работе.

Взаимодействие излучения с одиночной частицей

Постановка задачи о воспламенении одиночной сферической частицы, находящейся в газовой среде с температурой T_∞ , оптическим излучением включает в себя уравнение баланса энергии частицы в приближении равномерной температуры T_0 по объему частицы

$$\rho_0 V_0 c_0 \frac{dT_0}{dt} = \left(\frac{1}{4} I_0(t) K_\Pi - \bar{j}_T - \bar{j}_{\text{рад}} + q_p \bar{j}_2 \right) S_0 \quad (1)$$

и уравнения квазистационарного тепло- и массопереноса в окружающей частицу среде в приближении постоянства давления

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \rho D \frac{dc_2}{dr} \right) = 0, \quad (3)$$

$$p = R_r \rho T = p_\infty = \text{const.} \quad (4)$$

Начальные и граничные условия:

$$T_0(t=0) = T_\infty, \quad r_0(t=0) = r_\infty; \quad (5)$$

$$\begin{aligned} r = r_0: \quad \bar{j}_2 = -\rho D \frac{dc_2}{dr} \Big|_{r_0} = -k_0 \bar{\rho} \bar{c}_2 \exp \left(-\frac{E_0}{R_r T_0} \right), \\ c_2 = \bar{c}_2, \quad T = \bar{T}, \quad \rho = \bar{\rho}, \\ r \rightarrow \infty: \quad c_2 = c_{2\infty}, \quad T = T_\infty, \quad \rho = \rho_\infty. \end{aligned} \quad (6)$$

В (1)—(6) ρ_0, c_0 — плотность и теплоемкость вещества частицы; r_0 — текущий радиус частицы; $V_0 = 4/3 \pi r_0^3$; $S_0 = 4 \pi r_0^2$; I_0 — интенсивность излучения; K_Π — фактор эффективности поглощения излучения частицей; $\bar{j}_T = -\kappa \frac{dT}{dr} \Big|_{r_0}$, $\bar{j}_{\text{рад}} = \epsilon \sigma (T_0^4 - T_\infty^4)$ — плотности потоков энергии, отводимых теплопроводностью и тепловым излучением от частицы; ϵ — степень черноты поверхности частицы; σ — постоянная Стефана — Больцмана; q_p — тепловыделение за счет гетерогенной реакции окисления; $\bar{j}_2$ — плотность потока окислителя к частице; r — радиальная координата сферической системы координат с началом в центре частицы; κ, D — коэффициенты теплопроводности и диффузии, которые в широком ин-

тервале температур с хорошей степенью точности можно представить в виде

$$\kappa = \kappa_{\infty} \left(\frac{T}{T_{\infty}} \right)^a, \quad D = D_{\infty} \left(\frac{T}{T_{\infty}} \right)^b \quad (7)$$

($\kappa_{\infty} = \kappa(T_{\infty})$, $D_{\infty} = D(T_{\infty})$); a , b — постоянные; p , ρ , T — соответственно давление, плотность и температура среды; $c_2 = \rho_2/\rho$ — концентрация окислителя; черта над величиной означает, что она берется непосредственно у поверхности частицы; знак ∞ — начальное значение величины или при $r \rightarrow \infty$; k_0 — предэкспонент; E_0 — энергия активации; R_r — газовая постоянная. Уравнения (2), (3) записаны в квазистационарном приближении, поскольку характерные времена тепловой ($t_T \sim r_0^2/\chi$, χ — теплопроводность среды) и диффузионной ($t_D \sim r_0^2/D$) релаксации частицы много меньше характерных времен ее нагрева и горения.

Решение (2) с учетом (6), (7) имеет вид [7]

$$T = T_{\infty} \left[1 + \frac{r_0}{r} \left(\bar{T}_r^{a+1} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{a+1}}, \quad (8)$$

$$\bar{j}_T = -\kappa \frac{dT}{dr} \Big|_{r_0} = \frac{\kappa_{\infty} T_{\infty}}{(a+1)r_0} \left[\bar{T}_r^{a+1} - 1 \right], \quad (9)$$

где $T_r = T/T_{\infty}$, а решая (3) с учетом (4), (6), (7) при $a \neq b-2$ [8], получаем

$$c_2 = c_{2\infty} + \frac{(\bar{c}_2 - c_{2\infty}) \left\{ 1 - \left[1 + \frac{r_0}{r} (\bar{T}_r^{a+1} - 1) \right]^{\frac{a-b+2}{a+1}} \right\}}{1 - \bar{T}_r^{a-b+2}}, \quad (10)$$

$$\bar{j}_2 = -\rho D \frac{dc_2}{dr} \Big|_{r_0} = \frac{\rho_{\infty} D_{\infty} (a-b+2) (\bar{c}_2 - c_{2\infty}) (\bar{T}_r^{a+1} - 1)}{r_0 (a+1) (\bar{T}_r^{a-b+2} - 1)}. \quad (11)$$

Совместное решение (11) и (6) дает при $b = a+1$ окончательно выражение

$$\bar{j}_2 = - \frac{k_0 \bar{\rho} \exp \left(- \frac{E_0}{R_r T_0} \right) c_{2\infty} \rho_{\infty} D_{\infty} \left[\bar{T}_r^{a+1} - 1 \right]}{\rho_{\infty} D_{\infty} \left[\bar{T}_r^{a+1} - 1 \right] + r_0 (a+1) (\bar{T}_r - 1) k_0 \bar{\rho} \exp \left(- \frac{E_0}{R_r T_0} \right)}. \quad (12)$$

Оценка скачка температуры [9] для частиц с $r_{\infty} \geq 10$ мкм и $T_0 \geq 10^3$ К в воздухе при атмосферном давлении: $T_0 - \bar{T} \lesssim 10$ К. Следовательно, можно пренебречь скачком температуры у поверхности частицы и положить $T = T_0$. Для исследования нагрева и воспламенения использовалось уравнение (1) с учетом (5), (7), (9), (12), причем радиус частицы полагался неизменным.

Проведены численные расчеты нагрева, плавления и воспламенения одиночных частиц Mg с $r_{\infty} = 14, 30, 42, 60$ мкм в воздухе под действием импульса излучения с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм и длительностью $t_n = 9 \cdot 10^{-4}$ с, что соответствует параметрам эксперимента [4]. Теплофизические параметры магния и воздуха взяты из [10, 11, 13], кинетические константы реакции окисления — из [12], оптические параметры Mg (показатели преломления $n_1 = 0,302$ и поглощения $\kappa_1 = 4,083$ для $\lambda = 1,06$ мкм) определены линейной интерполяцией из [13].

На рис. 1 приведены зависимости $T_0(t)$. Под действием излучения частицы нагреваются и при достижении $T_0 = T_{пл} = 923$ К [10] плавятся за время $\sim 2,5 \cdot 10^{-4}$ с. Температура частиц к концу действия импульса достигает максимальных значений $T_{\max} \approx 1150$ и 1040 К соответственно для $r_{\infty} = 14$ и 60 мкм. Если в момент $t = t_n$ при данной $T_{\max}$ энергопотери за счет теплопроводности и теплового излучения превышают энерго-

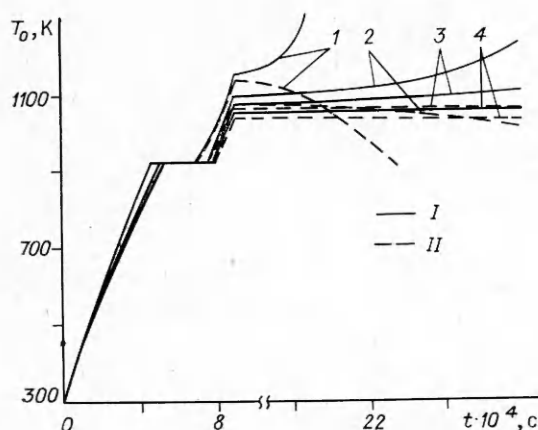


Рис. 1. Зависимость температуры частиц от времени.

r_{∞} мкм: 1 — 14, 2 — 30, 3 — 42, 4 — 60; K_n , I: 1 — 0,156, 2 — 0,170, 3 — 0,161, 4 — 0,160; II: 1 — 0,155, 2 — 0,169, 3 — 0,160, 4 — 0,159; $I_* \cdot 10^{-8}$, Вт/м²: 1 — 3,5, 2 — 6, 3 — 8,6, 4 — 12. Вертикальная прямая — конец импульса излучения.

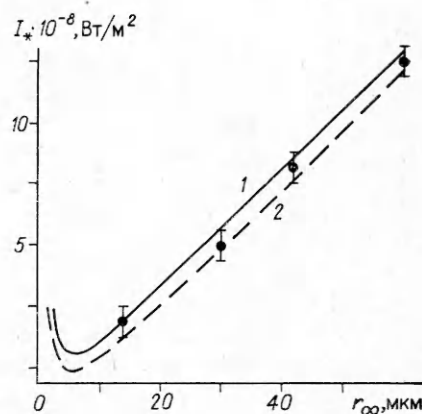


Рис. 2. Зависимость $I_*(r_{\infty})$.

1 — численный расчет; 2 — аналитический по (15); ● — эксперимент [1]; вертикальные отрезки — ошибка эксперимента.

выделение за счет химической реакции, то затем происходит остывание частицы. В противоположном случае температура возрастает и частица воспламеняется. Минимальную интенсивность излучения I_* , необходимую для воспламенения частицы, назовем пороговой.

Значения I_* для $r_{\infty} = 14, 30, 42, 60$ мкм взяты из [1]. Энерговыведение в частице за счет поглощения энергии излучения определяется членом IK_n в правой части (1), поэтому подбирались значения K_n для воспламенения и затухания частицы. При взятых величинах I_* частицы воспламенялись (см. рис. 1, I) или затухали (см. рис. 1, II).

На рис. 2 приведена зависимость $I_*(r_{\infty})$, рассчитанная при $K_n = 0,156$ применительно к условиям [1]. Имеется достаточно хорошее согласие теории с экспериментальными данными. Необходимо отметить следующее. Расчет по теории Ми с $n_{\lambda}, \kappa_{\lambda}$ [13], взятыми при $T = 293$ К, для $r_{\infty} = 14, 30, 42, 50$ мкм дал $K_n \cdot 10^2 = 11,1; 9,63; 8,93; 8,08$ соответственно, т. е. в 1,5—2 раза ниже значений, приводящих к воспламенению частиц и совпадению с экспериментом. Возможная причина такого расхождения может скрываться в неточности используемых оптических постоянных магния (см. [1, 13]) и неучете температурной зависимости коэффициентов $n_{\lambda}, \kappa_{\lambda}$, данные по которой отсутствуют. Значительное влияние температуры на коэффициенты $n_{\lambda}, \kappa_{\lambda}$ экспериментально наблюдалось для алюминия [14]. Проведенные расчеты показали, что для частиц Al с $r_{\infty} = 10,25$ мкм учет температурной зависимости $n_{\lambda}, \kappa_{\lambda}$ [14] в процессе нагрева и плавления приводит к возрастанию K_n в $\sim 1,4$ раза. Следовательно, и в случае магния это обстоятельство может улучшить совпадение экспериментальных и теоретических данных. В [1—3] для теоретических оценок в качестве K_n , который должен рассчитываться по теории Ми, использована поглощательная способность магния $\epsilon_n = 0,3$.

Среди других возможных причин расхождения экспериментальных и расчетных данных по I_* могут быть ограничения использованной модели воспламенения частицы. Для выяснения влияния этих ограничений проведены численные расчеты воспламенения частиц магния излучением. При этом учитывали испарение Mg, образование окисной пленки на частице, парофазную реакцию испаренного Mg с кислородом воздуха у поверхности. Результаты расчетов показали, что к моменту окончания импульса (воспламенения частицы) уменьшение массы металла за счет испарения и окисления не превышало $\sim 0,5$ —1%. Максимальная оценка энерговыведения за счет парофазной реакции Mg с кислородом привела к снижению значений фактора эффективности при I_* на $\sim 1,5\%$. В ин-

тервале времени действия импульса энергия, затрачиваемая на испарение металла и радиационное остывание частицы, а также выделяющаяся при окислении, не превышала в сумме $\sim 2-5\%$ от излучения, поглощенного частицей. Следовательно, процессами испарения и окисления магния, а также энерговыделением при окислении и радиационными энергопотерями в интервале $0 \leq t \leq t_n$ при теоретическом рассмотрении воспламенения частиц Mg можно пренебречь.

Представляет существенный интерес получение простых аналитических оценок пороговых параметров воспламенения частиц излучением. Уравнение (1) в пренебрежении энерговыделением за счет химической реакции и потерями за счет радиационного остывания частицы с учетом (7) имеет аналитическое решение, описывающее нагревание частицы излучением при $I_0 = \text{const}$:

$$\begin{aligned} a = 0, \quad T_0 &= T_\infty + \frac{I_0 K_\pi r_\infty}{4\kappa_\infty} [1 - \exp(-Bt)], \\ a = 1, \quad T_0 &= T_\infty A \frac{A+1 - (A-1) \exp(-BA t)}{A+1 + (A-1) \exp(-BA t)}, \\ A &= \left(\frac{I_0 K_\pi r_\infty}{2\kappa_\infty r_\infty} + 1 \right)^{1/2}, \quad B = \frac{3\kappa_\infty}{\rho_0 c_0 r_\infty}. \end{aligned} \quad (13)$$

Проинтегрировав (1) по времени от $t=0$ до t , пренебрегая при этом $\bar{j}_{\text{рад}}$, q_p и учитывая плавление, получаем закон сохранения энергии для частицы:

$$Q_\pi(t) = Q_{\text{пл}} + E_T(t) - E_{T_\infty} + Q_T(t), \quad (14)$$

где при $r_\infty = \text{const}$ и $I_0 = \text{const}$ $Q_\pi = \frac{4}{3} \pi r_\infty^2 I_0 K_\pi t$ — поглощенная частицей энергия; $Q_{\text{пл}} = \frac{4}{3} \pi r_\infty^3 \rho_0 L_{\text{пл}}$ — энергия, затраченная на расплавление частицы; $L_{\text{пл}}$ — теплота плавления; $E_T = \frac{4}{3} \pi r_\infty^3 c_0 (T_0 - T_\infty)$ — тепловая энергия частицы; $E_{T_\infty} = E_T(T_\infty)$; $Q_T = 4\pi r_\infty^2 \int_0^t \bar{j}_T dt$ — энергия, отведенная механизмом теплопроводности от частицы. Полагая $T_0 = T_*$ (T_* — критическая температура воспламенения, достигаемая к концу действия импульса при $t = t_n$), из (14) с учетом (13) можно найти выражение для пороговой интенсивности излучения. Например, при $a = 0$

$$I_* = \frac{4\kappa_\infty [c_0 (T_* - T_\infty) + L_{\text{пл}}]}{K_\pi c_0 r_\infty [1 - \exp(-Bt_n)]}, \quad (15)$$

Проанализируем выражение (15). При выполнении условия $Bt_n = \frac{3\kappa_\infty t_n}{\rho_0 c_0 r_\infty} < 1$, т. е. пренебрегая отводом тепла от частицы механизмом теплопроводности за время t_n и разлагая экспоненту в (15), имеем

$$I_* \simeq \frac{4\rho_0 r_\infty [c_0 (T_* - T_\infty) + L_{\text{пл}}]}{3K_\pi t_n}, \quad (16)$$

т. е. в данном случае $I_* \sim r_\infty$, что совпадает с экспериментальной зависимостью [1]. При $\frac{3\kappa_\infty t_n}{\rho_0 c_0 r_\infty} > 1$, пренебрегая экспонентой в (15), получаем

$$I_* = \frac{4\kappa_\infty [c_0 (T_* - T_\infty) + L_{\text{пл}}]}{K_\pi c_0 r_\infty}, \quad (17)$$

т. е. $I_* \sim 1/r_\infty$.

На рис. 2 приведены значения I_* , рассчитанные при $T_* = 1100$ К по (15) с $K_\pi = 0,156$. Они хорошо согласуются с экспериментальной зависимостью $I_* \sim r_\infty$ для $r_\infty = 14, 30, 42, 60$ мкм, которая заменяется для $r_\infty < 5$ мкм видом $I_* \sim 1/r_\infty$.

Взаимодействие излучения с множеством частиц

Наличие множества частиц приводит к ослаблению излучения, теплообмен частиц с газовой средой сопровождается подъемом температуры среды T_c и обратным влиянием T_c на температуру частиц, нестационарным теплообменом нагретого газа с окружением и т. д. Распространение пучка излучения в аэродисперсной среде вдоль оси x описываем квазистационарным уравнением переноса

$$\frac{\partial I}{\partial x} + (\alpha_0 + \alpha_m) I = 0, \quad (18)$$

где $\alpha_0 = \pi N_0 \int_0^\infty r_0^2 (K_{\Pi}(r_0) + K_p(r_0)) f(r_0) dr_0$ — коэффициент ослабления излучения частицами; N_0 — концентрация частиц; $K_p(r_0)$ — фактор эффективности рассеяния излучения частицей; $f(r_0)$ — функция распределения частиц по размерам; α_m — коэффициент поглощения излучения газом. Ось пучка излучения совпадает с осью x цилиндрической системы координат x, R . Интенсивность излучения имеет некоторое распределение по сечению пучка, например гауссово: $I = I_0 \exp(-R^2/R_c^2)$; I_0 — максимальная интенсивность на оси пучка; R_c — характерный радиус пучка. Запишем двумерное нестационарное уравнение теплового баланса газа с учетом энергосвечения

$$\rho c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \kappa(T_c) \frac{\partial T_c}{\partial R} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T_c) \frac{\partial T_c}{\partial x} \right) + Q_T + Q_M. \quad (19)$$

Здесь ρ, c_c — плотность и теплоемкость газа; $Q_M = \alpha_m I$; $Q_T = N_0 \int_0^\infty \bar{j}_T(r_0, T_0) S_0 f(r_0) dr_0$.

Начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} T_0(x, R, t=0) &= T_\infty, \quad T_c(x, R, t=0) = T_\infty, \quad T_c(R=R_m) = T_\infty, \\ T_c(x=0) &= T_\infty, \quad T_c(x=x_m) = T_\infty, \quad \left. \frac{\partial T_c}{\partial R} \right|_{R=0} = 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Радиус R_m и длина x_m расчетного объема выбираются таким образом, чтобы на его поверхности сохранились невозмущенные начальные условия в рассматриваемом интервале времени. Если выполняется условие $2R_c \gg \sqrt{\chi_c t_n}$, можно пренебречь влиянием теплопроводности в газовой среде за время действия излучения.

Уравнение (19) записано в приближении квазинепрерывной среды, которое подразумевает выполнение условия локального выравнивания температуры в физически бесконечно малом объеме, содержащем много частиц, характерные размеры которого меньше характерных размеров задачи: $N_0^{-1/3} \ll R_c, \sqrt{\chi_c t_n}$ (χ_c — температуропроводность среды). Использование (19) означает, что частицы считаются точечными тепловыми источниками, причем объем, занимаемый самими частицами и тепловыми ореолами вокруг них, много меньше объема окружающей среды. В данном случае распределение температуры вокруг частицы и плотность потока тепла от частицы определяются из решения (2) с учетом (7) при граничных условиях $T(r=r_0) = T_0, T(r \rightarrow \infty) = T_c$.

$$\begin{aligned} T &= T_c \left[1 + \frac{r_0}{r} \left\{ \left(\frac{T_0}{T_c} \right)^{a+1} - 1 \right\} \right]^{\frac{1}{a+1}}, \\ \bar{j}_T &= -\kappa \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_0} = \frac{\kappa_\infty T_c^{a+1}}{(a+1) T_\infty^a r_0} \left[\left(\frac{T_0}{T_c} \right)^{a+1} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

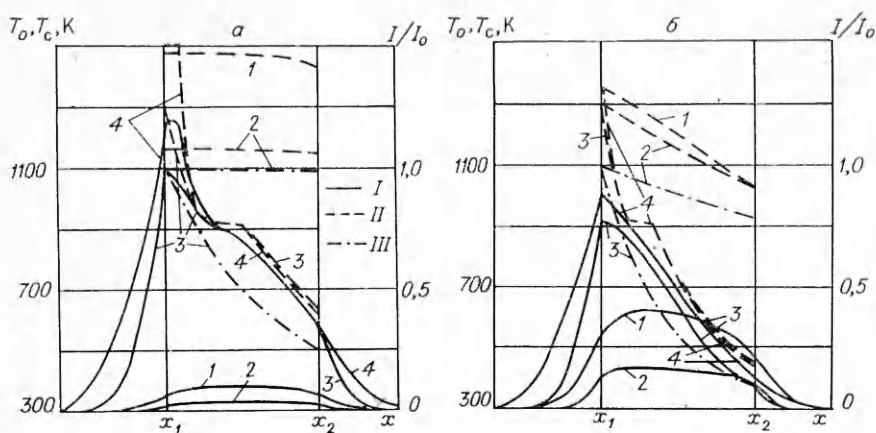


Рис. 3. Распределения безразмерной интенсивности излучения (I), температур частиц (II) и среды (III).

t , с: 1, 4 — $1,8 \cdot 10^{-3}$, 2, 3 — $9 \cdot 10^{-4}$. а) $I_0 = 5 \cdot 10^8$ Вт/м², $r_\infty = 14$ мкм, N_0 , см⁻³: 1, 2 — 10^4 , 3, 4 — 10^6 ; б) $I_0 = 3 \cdot 10^9$ Вт/м², $r_\infty = 60$ мкм, N_0 , см⁻³: 1, 2 — 10^3 , 3, 4 — 10^5 .

Когда выполняется $N_0^{-1/3} \gg \sqrt{\chi_c t_n}$, за время действия импульса тепловые ореолы от отдельных частиц не успевают перекрыться между собой и теплообмен отдельных частиц аэродисперсной среды происходит как у одиночной частицы в газе (см. (8), (9)). Тогда пороговая интенсивность излучения для воспламенения множества частиц и одиночных одинакова. В экспериментах часто определяют I_+ при просыпке порошка через пучок излучения. Если при этом скорость движения частиц $v \ll \ll 2R/t_n$, можно пренебречь их движением и рассматривать нагрев и теплообмен множества частиц на основе решения (19).

Процессы нагрева и воспламенения множества частиц Mg в воздухе импульсом излучения исследовались на основе численного решения (4), (18), (19) с учетом (12), (24) и условий (20). Пусть частицы, находящиеся в газовой среде, занимают слой толщиной $x_2 - x_1$; при $x < x_1$ и $x > x_2$ газ без частиц. На рис. 3 приведены распределения безразмерной интенсивности излучения I/I_0 , температур частиц T_0 и среды T_c по x на оси пучка при воздействии импульса излучения ($\lambda = 1,06$ мкм, $t_n = 9 \cdot 10^{-4}$ с) с гауссовым распределением интенсивности по сечению радиусом $R_c = 0,05$ см по уровню $I_0 \exp(-1)$. В расчетах использовалась цилиндрическая система координат x, R , причем излучение распространяется вдоль оси x и ослабляется только частицами в слое с толщиной $x_2 - x_1 = 0,1$ см, $\alpha_m = 0$.

Факторы эффективности поглощения K_n и рассеяния K_p для частиц Mg рассчитывались по теории Ми с коэффициентами $n_\lambda, \kappa_\lambda$ [13], не зависящими от температуры. При умеренных концентрациях ($N_0 = 10^3 \div \div 10^6$ см⁻³) слой частиц мало ослабляет излучение, и T_0 к моменту t_n практически равномерна по слою. При $t > t_n$ частицы воспламеняются, что приводит к подъему T_0 и T_c в слое $x_2 - x_1$ и образованию профиля T_c , обусловленного теплообменом с окружающими слоями газа. Повышение T_c к моменту $2t_n$ невелико и составляет 340—380 К. Увеличение концентрации частиц до $10^5 \div 10^6$ см⁻³ приводит к резкому возрастанию ослабления излучения слоем частиц, появлению значительных градиентов T_0 и T_c в слое $x_2 - x_1$, примерно повторяющих к моменту t_n распределение $I/I_0(x)$, заметному возрастанию T_c к моменту окончания импульса. Частицы, находящиеся вблизи границы x_1 , при $t > t_n$ воспламеняются и их температура со временем растет, а частицы, расположенные вблизи x_2 , затухают и их температура убывает. Это приводит к образованию сложного температурного профиля, содержащего горизонтальные участки, соответствующие $T_{пл}$. Их наличие связано с конечным временем плавления (затвердевания) частиц Mg, что сказывается также

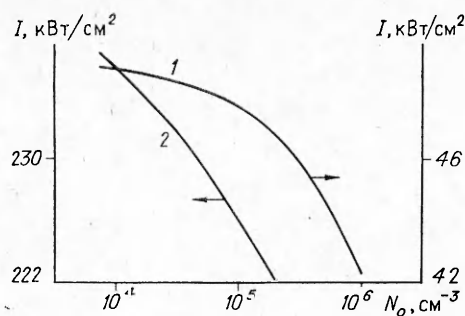


Рис. 4. Зависимость пороговой интенсивности от N_0 при $r_\infty = 14$ (1) и 60 мкм (2).

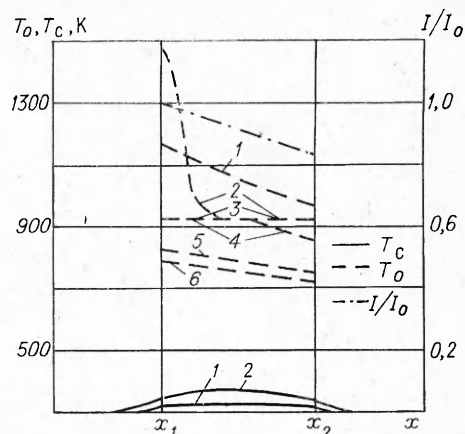


Рис. 5. Распределения T_c , T_0 и I/I_0 при $I_0 = 5 \cdot 10^8$ Вт/м², $N_0 = 10^4$ см⁻³, $R = 0$.
t, с: 1, 3, 5 — $9 \cdot 10^{-4}$, 2, 4, 6 — $1,8 \cdot 10^{-3}$.

и на профиле T_c . При этом происходит интенсивный теплообмен нагретого слоя с частицами и прогрев прилегающего газа, а максимум T_c смещается к x_1 .

На основании результатов расчетов установлено, что пороговая интенсивность излучения для множества частиц, определяемая как интенсивность, приводящая к воспламенению частиц в точке x_1 , $R = 0$, зависит от N_0 . При $N_0 = 10^4$ см⁻³ I_* практически совпадает с ее значением для одиночных частиц при учете реальных факторов поглощения. Однако при увеличении N_0 I_* заметно уменьшается (рис. 4). Причина этого состоит в увеличении суммарного теплоотвода, возрастании T_c и снижении в результате этого теплопотерь от частиц за счет теплопроводности во время воспламенения.

Рассмотрены нагрев и воспламенение полидисперсного порошка Mg в воздухе импульсом излучения с $\lambda = 1,06$ мкм, $t_n = 9 \cdot 10^{-4}$ с. Для аппроксимации функции распределения частиц порошка по размерам использовалось многогрупповое приближение [15], причем выбраны группы частиц с $r_{\infty i} = 14, 18, 22, 26, 30$ мкм и весами $f_i = 0,2$. Результаты расчетов приведены на рис. 5. Наличие градиентов I/I_0 , T_{0i} по x в слое $x_2 - x_1$ приводит к тому, что в нем существуют пространственные области, где процессы идут в противоположных направлениях. Кроме того, частицы полидисперсного порошка Mg с различными $r_{\infty i}$ ведут себя по-разному под действием излучения. К моменту окончания импульса распределения $T_{0i}(x)$ для частиц с $r_{\infty i} = 14$ и 30 мкм повторяют распределение $I/I_0(x)$ в слое с частицами, а для $r_{\infty i} = 22$ мкм и $x_1 < x < x_2$ $T_0 = T_{пл}$. При $t > t_n$ температура частиц с $r_{\infty i} = 14$ мкм вблизи границы x_1 резко возрастает со временем (воспламеняются), а вблизи x_2 падает до $T_{пл}$ и они затухают. Частицы с $r_{\infty i} = 22$ мкм вблизи x_1 к моменту $t = 2t_n$ сохраняют температуру $T_{0i} = T_{пл}$, а вблизи x_2 остывают ниже $T_{пл}$. Температура частиц с $r_{\infty i} = 30$ мкм во всем слое с течением времени монотонно падает. Таким образом, в то время как одна группа частиц полидисперсного порошка воспламеняется под действием импульса излучения, остальные группы затухают и остывают.

Выводы

Теоретически исследованы нагрев и воспламенение аэрозольных частиц в газе интенсивным оптическим излучением, определены пороговые интенсивности излучения для воспламенения одиночных частиц магния в воздухе и получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Показано заметное влияние концентрации частиц на характеристики процесса воспламенения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Liebman I., Corry J. e. a. Comb. Sci. and Techn., 1972, 5, 1, 21.
2. Каминская Н. В., Шевчук В. Г., Коровин В. Я. и др.— В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 21.— Киев — Одесса: Вища школа, 1982.
3. Иванов В. Н., Коровин В. Я., Уваров А. Д. Тр. Ин-та экспер. метеор., № 31/105, 1983.
4. Минько Л. Я., Гончаров В. К., Лопарев А. И. Физика и химия обработки материалов, 1979, 1, 3.
5. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле/Под ред. М. В. Кабанова.— Новосибирск: Наука, 1984.
6. Бункин Ф. В., Кириченко П. А., Лукьянчук Б. С. УФН, 1982, 138, 1, 45.
7. Пустовалов В. К., Романов Г. С. Докл. АН БССР, 1985, 29, 1, 50.
8. Пустовалов В. К. VII Всесоюз. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере.— Томск, 1983.
9. Пустовалов В. К., Бобученко Д. С. Докл. АН БССР, 1985, 29, 6, 527.
10. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
11. Варгафтик И. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.
12. Гуревич М. А., Степанов А. М. ФГВ, 1968, 4, 18, 2.
13. Свойства элементов/Под ред. Г. В. Самсонова. Ч. 1.— М.: Металлургия, 1976.
14. Конов В. И., Токарев В. Н. Квантовая электроника, 1983, 10, 2, 327.
15. Пустовалов В. К., Романов Г. С., Хорунжий И. А. Квантовая электроника, 1982, 9, 2, 332.

*Поступила в редакцию 10/X 1986,
после доработки — 6/I 1987*

МАКРОКИНЕТИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ТЕПЛОВОЙ ВЗРЫВ В СМЕСЯХ ПОРОШКОВ Ni И Al

*А. Г. Гаспарян, А. С. Штейнберг
(Черноголовка)*

Изучение макрокINETических особенностей развития процесса взаимодействия в смесях порошкообразных компонентов представляет значительный интерес для понимания механизма теплового взрыва, зажигания и горения гетерогенных систем. Исследование этих процессов связано со значительными методическими трудностями, обусловленными как специфическими особенностями вещества в порошкообразном состоянии¹, так и сильной неизотермичностью (временной и пространственной) превращения в этих системах. Полезную информацию о макрокинетике процессов взаимодействия в этих системах может дать количественная высокотемпературная термография [2, 3].

Настоящая работа посвящена исследованию закономерностей тепловыделения и теплового взрыва в эквивалентных смесях порошков никеля и алюминия. Результаты исследования представляют интерес для описания закономерностей образования интерметаллидов как при печном нагреве, так и в процессах безгазового горения [4—6].

Применение термографического метода для количественных кинетических исследований предъявляет повышенные требования к конструкциям соответствующих приборов. Прецизионные измерения небольших температурных перепадов (сигналов ДТА) в высокотемпературной (до 1000°C) области под вакуумом невозможно проводить на стандартных приборах, типа дериватографа системы Паулик. В этой связи в настоящем сообщении представляется целесообразным краткое описание разработанного авторами прибора, позволяющего проводить количественные

¹ Здесь имеются в виду такие факторы, как размер и дефектность зерен, обуславливающие зависимость реакционной способности материала от способа и условий получения, предварительной механической обработки порошков и т. д. [1].