

Ю.Н. Грачев, Г.М. Стрелков

ГОРЕНИЕ САЖИСТЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ ЗАМУТНЕННУЮ АТМОСФЕРУ

Исследуется горение сажистых частиц при условии перекрытия тепловых полей. Выведены уравнения, описывающие временные изменения радиуса и температуры частицы, а также средней температуры воздуха в области пучка. Установлено, что в плотном аэрозоле возможно полное сгорание углеродных частиц.

В [1] показано, что вследствие больших потерь энергии в окружающую среду за счет теплопроводности горение одиночной сажистой частицы субмикронного размера под воздействием лазерного пучка практически прекращается при достижении частицей некоторого критического радиуса, зависящего от интенсивности излучения. Однако возможны ситуации, когда в аэрозоле большой плотности ($N \gtrsim 10^5 \text{ см}^{-3}$) температурные поля отдельных частиц перекрываются. Это уменьшает отток тепла от частиц и способствует более сильному их разогреву. Изменение оттока тепла можно учесть введением средней температуры аэрозоля T , которая находится из уравнения адиабатического нагрева воздуха

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha w, \quad (1)$$

где c_p , ρ , α — теплоемкость, плотность и коэффициент поглощения аэрозоля, w — интенсивность излучения. Уравнение (1) справедливо при условии, что время стока тепла из области пучка $t = c_p \rho a^2 / 4\lambda_v$ (a — радиус лазерного пучка, λ_v — теплопроводность воздуха) много больше, чем длительность импульса. В настоящем сообщении значения параметров аэрозоля и лазерного пучка соответствуют условиям опытов по просветлению сажистого аэрозоля импульсом длительностью $t_{\text{и}} \approx 10^{-3}$ с на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм [2]. Поэтому уравнение (1) справедливо при $a \gtrsim 0,1$ см, что и наблюдалось в опытах. Поскольку весовая доля сажистых частиц в воздухе не превышала 0,001, плотность аэрозоля ρ можно полагать равной плотности воздуха. Коэффициент поглощения аэрозоля α связан при этом с ρ и функцией g , учитывающей горение частиц, следующей зависимостью

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\rho_0} \rho g \quad (2)$$

(ρ_0 и α_0 — начальные плотность и коэффициент поглощения аэрозоля). Величина ρ определяет изменение α при расширении аэрозоля, а функция g — при горении частиц.

$$g = \int_0^{\infty} \pi R^2(t) K_{\text{п}}(R(t)) n(R) dR / \alpha_0, \quad (3)$$

где R — радиус частицы; $K_{\text{п}}$ — фактор эффективности поглощения; n — функция распределения частиц аэрозоля по размерам; $g(t=0) = 1$. Подставляя (2) и (3) в уравнение (1) и интегрируя, получаем выражение для T

$$T = T_0 + \frac{\alpha_0}{c_p \rho_0} \int_0^t w g dt. \quad (4)$$

Полагая в уравнениях (3)–(4) работы [1] в качестве температуры на бесконечности на постоянную температуру T_0 , а определяемую формулой (4), получаем систему уравнений для описания изменения радиуса R и температуры $T_{\text{п}}$ горящей сажистой частицы, учитывающую нагрев среды в области пучка:

$$R' = -31,6 \frac{M_C}{M_{CO}} \frac{1}{\rho_C} \exp \left[\frac{W}{R_T} \left(\frac{1}{1240} - \frac{1}{T_{II}} \right) \right] \frac{C(T_{II}) P}{R_B T_{II}}, \quad (5)$$

$$\frac{4}{3} \pi R^3 \rho_C \rho_C T_{II}' = -4\pi R^2 Q \rho_C R' - 4\pi R^2 \frac{T_{II} - T}{R} \lambda_{CM} \left(\frac{T_{II} + T}{2} \right) + \pi R^2 K_{II} (R) \omega(t), \quad (6)$$

где ρ_C и c_C — плотность и теплоемкость углерода; Q — теплота горения; W — энергия активации; R_T — универсальная газовая постоянная; R_B — удельная газовая постоянная воздуха; P — атмосферное давление; M_C и M_{CO} — молекулярный вес углерода и окиси углерода; K_{II} — фактор эффективности поглощения; $C(T)$ — относительное содержание кислорода; λ_{CM} — теплопроводность газовой смеси в окрестности частицы, температурная зависимость которой описывается формулой

$$\lambda_{CM}(T) = \lambda_{CM}(T_0) \cdot [1 + b \cdot (T - T_0)] \quad (7)$$

($b = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$). В уравнении (6) опущены члены, описывающие потери на собственное излучение частицы и на ее испарение. Вклад теплового излучения частицы в общий баланс тепла не превышал 0,2%, а потери на испарение становятся заметными лишь при температурах, больших ~4000 К. Оценка времени $t_c \approx R^2 \rho_C c_C / 3\lambda_b \approx 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, за которое поглощенная частицей с $R = 0,1 \text{ мкм}$ энергия уходит в окружающую среду из-за теплопроводности, показывает, что это время много меньше не только длительности импульса $\sim 10^{-3} \text{ с}$, но и времени нарастания интенсивности излучения до максимального значения $\sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$.

Зависимость функции $g(t)$ от радиусов всех аэрозольных частиц вызывает необходимость одновременного решения достаточно большого числа уравнений. Возникающую сложность можно устранить введением среднего радиуса R_{cp} , удовлетворяющего соотношению

$$\pi R_{cp}^2 K_{II} (R_{cp}) N = \int_0^{\infty} \pi R^2 K_{II} (R) n(R) dR = \alpha_0. \quad (8)$$

Вносимая при этом ошибка в определении временной зависимости $g(t)$, как показал точный расчет, не превышает ~7%. При известной функции $g = g(t)$ нахождение параметров для частицы любого размера сводится к решению уравнений (4)–(7).

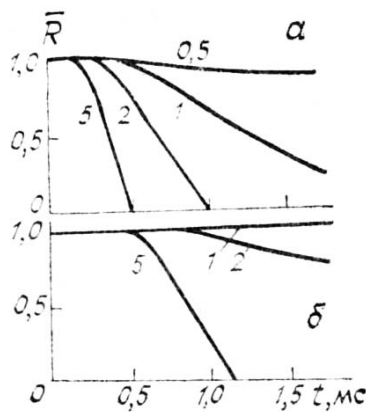


Рис. 1. Временные зависимости относительного радиуса $\bar{R} = R/R_0$ сажиистой частицы с начальным радиусом 0,15 мкм ($a - \Phi = 100 \text{ Дж/см}^2$, $b - \Phi = 30 \text{ Дж/см}^2$; цифры у кривых — начальные оптические толщии аэрозоля τ)

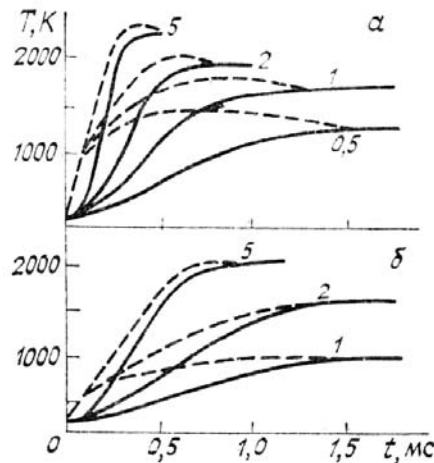


Рис. 2. Временные зависимости температуры частицы (штриховые) и средней температуры аэрозоля (сплошные кривые). Параметры частицы, аэрозоля и лазерного импульса те же (см. рис. 1)

Временные зависимости радиуса и температуры частицы с начальным радиусом $R_0 = R_{cp} = 0,15 \text{ мкм}$, а также средней температуры аэрозоля T приведены на рис. 1 и 2. При плотности энергии $\Phi = \int_0^t \omega(t) dt = 100 \text{ Дж/см}^2$ и оптической толще $\tau > 2$ происходит полное сгорание части-

цы за время действия импульса в отличие от случая, когда тепло от частицы стекает в окружающую среду с неизменной начальной температурой T_0 . Температура частицы не опускается до начальной, а выходит на уровень, достигаемый средней температурой аэрозоля.

Данное теоретическое представление механизма горения частиц в принципе объясняет значительное просветление сажистого аэрозоля при воздействии на него лазерных импульсов [2].

1. Гордин М. П., Грачев Ю. Н., Лоскутов В. С. и др. // Изв. АН СССР Сер. физич. 1985. Т. 49. № 3. С. 450–458.
2. Грачев Ю. П., Стрелков Г. М. // III Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. (Тезисы докл.). Ч. 4. Обнинск, 1985. С. 157–160.

Институт радиотехники и электроники АН СССР,
Москва

Поступило в редакцию
5 сентября 1989 г.

Yu. N. Grachov, G. M. Strelkov. The Burning of Soot Particles Caused by the Propagation of Laser Pulses through the Polluted Atmosphere.

The burning of soot particles is investigated when their thermal fields overlap. The equations are derived which describe time changes of the particle radius as well as of the average air temperature in the beam region. It is determined that the complete burning of carbon particles is possible in the dense aerosol.