

В.И. Букатый, М.Ю. Свердлов

ДИАГНОСТИКА ТЕПЛОВЫХ ОРЕОЛОВ ЧАСТИЦ, ГОРЯЩИХ ПРИ ПОНИЖЕННОМ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

С помощью интерферометра сдвига проведено экспериментальное исследование оптического возмущения среды в окрестности одиночной аэрозольной частицы сажи, горящей в поле мощного излучения CO_2 -лазера при пониженном атмосферном давлении. Показано, что основной вклад в оптическое возмущение вносит кондуктивный прогрев среды. Скорость роста теплового ореола увеличивается с понижением давления воздуха. Предложена формула для описания возникновения и развития тепловых ореолов в ограниченном временном интервале до возникновения конвекции.

Процесс взаимодействия мощного лазерного пучка с твердым горючим аэрозолем сопровождается образованием тепломассоореолов в окрестности частиц [1], которые оказывают существенное влияние на характер распространения излучения. Для моделирования процессов распространения мощного лазерного излучения в аэрозолях при пониженном давлении окружающей среды, например, в верхних слоях атмосферы, требуется информация о тепломассоореолах отдельных частиц в таких условиях. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование оптических характеристик тепломассоореолов, возникающих вокруг углеродных аэрозольных частиц, горящих в мощном оптическом поле CO_2 -лазера в условиях низкого вакуума, т.е. в диапазоне давлений P от нормального атмосферного до $P \sim 1,3 \cdot 10^2$ Па [2].

Для исследования динамики показателя преломления тепломассоореолов использовался интерферометр сдвига [3], в котором интерференционная картина записывалась на киноплёнку. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Сажистая сферическая частица 7 (содержание углерода $\sim 99\%$) устанавливалась на верхнюю торцевую часть кварцевой нити, которая располагалась вертикально в вакуумной камере 22. Стеклённые пластины 16, 17 использовались в качестве окон для зондирующего излучения гелий-неонового лазера 1 с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. Входное окно 6 мощного воздействующего излучения было выполнено из йодистого цезия для максимального пропускания пучка CO_2 -лазера 2 типа ЛГ-25Б с номинальной мощностью $N = 25$ Вт и длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм. Все эксперименты проводились при максимальной интенсивности воздействующего излучения I , возможной на данном типе лазера, когда ореольные эффекты являются ясно выраженными. В области расположения частицы значение I было равно $2,5 \cdot 10^7$ Вт/м². Разрежение в камере создавалось вакуумным насосом 8 и контролировалось манометрическим вакуумметром 9 с погрешностью не более 15%. Зондирующее излучение, направленное с помощью зеркал 12, 13, микрообъектива 14, длиннофокусных объективов 15, 18, 19 и клиновидной стеклённой пластины 20 на исследуемый объект, попадало в объектив 21 скоростной кинокамеры СКС-1М. Для фокусировки излучения CO_2 -лазера использовалась линза 5 из NaCl с фокусным расстоянием $f = 10$ см. Диаметр пятна фокусировки составлял 0,8 мм. Он определялся путем регистрации на киноплёнку свечения асбестовой пластины, помещаемой на место частицы, с дальнейшим фотометрированием негатива. Для отметки начала воздействия мощного излучения на частицу в кинокамеру делительной пластиной 10 и зеркалом 11 направлялась часть пучка гелий-неонового лазера. При срабатывании затвора 3 (переход из положения a , в положение a' рис. 1) происходит одновременное открывание пучка CO_2 -лазера и перекрытие излучения гелий-неонового лазера, отраженного пластиной 10. Этот момент фиксировался на киноплёнке. Время срабатывания электромагнитного затвора составляло 0,6 мс.

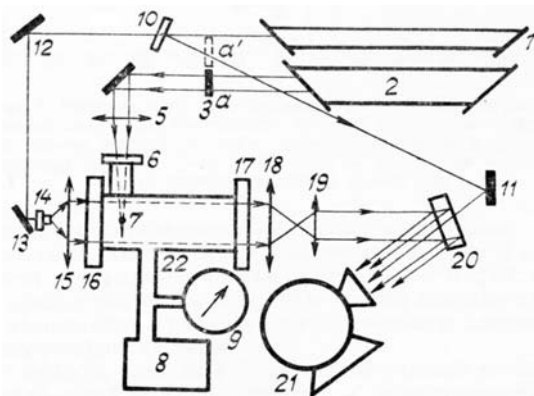


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Исследования тепломассореолов проводились для частиц с начальным радиусом $r_0 \sim (100 - 300)$ мкм. Излучение на частицу направлялось сверху вдоль оси кварцевой нити, что позволило создать осесимметричный фазовый объект.

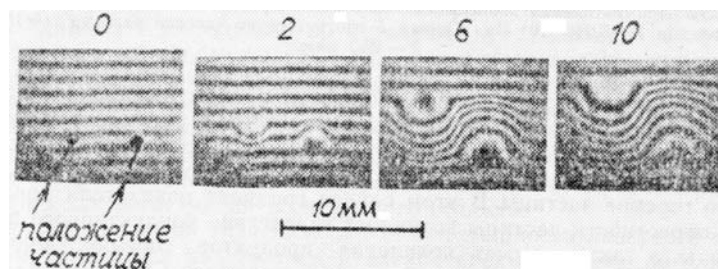


Рис. 2. Динамика тепломассореола частицы радиуса 150 мкм при $P = 1,014 \cdot 10^{-5}$ Па. Цифрами обозначено время в миллисекундах от начала воздействия. Излучение падает на частицу сверху, положение частицы указано на первом кадре

Интерференционные кинограммы, характеризующие динамику тепломассореолов, приведены на рис. 2. Двойное изображение объекта обусловлено конструктивными особенностями интерферометра сдвига [3], который создает две зеркальные картины. В опытах было обнаружено, что скорость роста размеров тепломассореолов возрастает с понижением давления. Результаты этих измерений для различных давлений представлены на рис. 3.

На этом рисунке зависимость $l_{\parallel}(t)$ соответствует росту ореола за счет конвекции и теплопроводности, а $l_{\perp}(t)$ обусловлена только теплопроводностью. Также зарегистрировано, что форма тепломассореолов близка к сферической в начале воздействия, причем с понижением давления асферичность процесса проявляется быстрее (см. рис. 3). Объяснение сферической симметрии тепломассореолов в начале процесса представлено в работе [4]. Оно заключается в том, что в начале процесса горения частицы теплопроводность играет большую роль по сравнению с конвекцией, а затем преобладает конвекция.

На рис. 4 представлена зависимость показателя преломления n окружающей среды от времени в точке, расположенной на расстоянии $r = 10r_0$ от центра частицы в горизонтальной плоскости. Значения n рассчитывались по интерферограммам с использованием уравнения Абея [5].

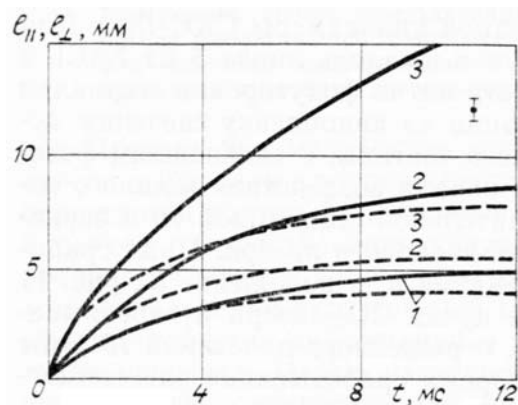


Рис. 3. Зависимость вертикального l_{\parallel} (сплошная кривая) и горизонтального l_{\perp} (пунктирная кривая) размеров тепловых ореолов горящих частиц от времени при различных давлениях $r = 180$ мкм, $P = 1,011 \cdot 10^5$ Па (1), $6,946 \cdot 10^4$ Па (2) и $4,053 \cdot 10^4$ Па (5)

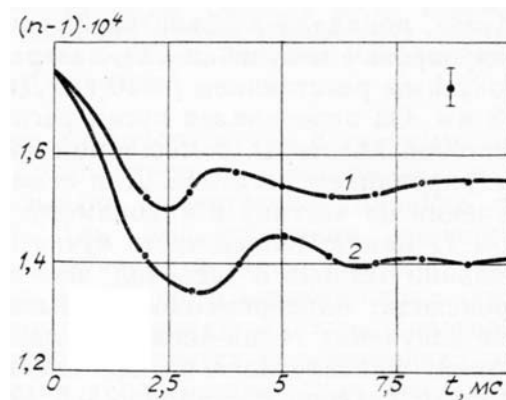


Рис. 4. Экспериментальная зависимость показателя преломления среды n от времени t при давлении $P = 6,946 \cdot 10^4$ Па. Кривая 1 соответствует частице радиуса $r_0 = 100$ мкм, 2 — 250 мкм

Температура, при которой начинается процесс испарения углерода с поверхности частицы в условиях низкого вакуума, составляет $T \sim 3400$ К [6]. В наших опытах интенсивность воздействующего излучения не позволяла достигать столь высоких температур, поэтому происходило горение частицы. В этом случае градиент показателя преломления в окрестности частицы возникает вследствие кондуктивного прогрева среды, а также за счет появления продуктов горения. Основными продуктами горения углеродной частицы являются CO и CO_2 [7], которые имеют отличные от воздуха показатели преломления. Для оценки вклада в показатель преломления n , обусловленного наличием CO и CO_2 , воспользуемся данными работы [7] о величинах парциальных давлений CO , CO_2 и O_2 в окрестности

горящей частицы радиуса $r_0 = 100$ мкм. Расчеты показывают, что на расстоянии $r \sim 2,8r_0$ в области максимальной концентрации CO_2 изменение значения $(n-1)$ воздуха не превышает 5%, а за счет прогрева $(n-1)$ изменяется примерно на 70%. Это позволяет сделать вывод о том, что тепломассоореолы обусловлены, в основном, кондуктивным прогревом среды. Поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться термином «тепловой ореол». Связь между полем показателя преломления $n(r, t)$ и полем температуры $T(r, t)$ в условиях сферической симметрии запишется в виде [8]

$$n(r, t) = T_0(n_0 - 1)/T(r, t), \quad (1)$$

где r — расстояние от центра частицы; t — время; T_0, n_0 — соответственно температура и показатель преломления холодного воздуха.

Для определения поля $T(r, t)$ запишем нестационарное уравнение теплопроводности в сферически-симметричном случае [9]

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_c \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (2)$$

где ρ, C_p, λ_c — соответственно плотность, теплоемкость и теплопроводность воздуха. В работе [10] показано, что если в качестве граничных условий взять $T(r, 0) = T_0$ и $T(r_0, t) = T_0 + kt$, где k — скорость роста температуры поверхности частицы до установления квазистационарного режима, то можно получить аналитическое решение уравнения (2). Оно справедливо для начального периода горения, когда форма теплового ореола сферическая и имеет вид

$$T(r, t) = T_0 + r_0 k t F(z)/r, \quad (3)$$

где

$$F(z) = 2 \cdot \left\{ \left[1 - \Phi(z) \right] \cdot (1 + z^2) - z \frac{\exp(-z^2/2)}{\sqrt{2\pi}} \right\},$$

$$z = \sqrt{(r - r_0)^2 C_p \rho / (2\lambda_c t)};$$

$\Phi(z)$ — функция нормального распределения. По данным работы [11], величина k практически не зависит от давления среды в условиях низкого вакуума и для нашего случая $k \approx 1,7 \cdot 10$ К/с [4].

Для физического объяснения более быстрого роста теплового ореола с понижением давления определим положение его границы с холодным воздухом $l_{\text{тр}}$ из условия $F(z) \rightarrow 0$. В связи с тем, что функция $F(z)$ быстро убывает с ростом z , то, например, уже при $z = 5F(z) \sim 10^{-7}$. Тогда пусть $l_{\text{тр}} \sim r_0 + z' \sqrt{2\lambda_c t / (C_p \rho)} = r_0 + A \sqrt{t / \rho}$, где z' и A — постоянны (т.к. $\lambda_c \neq \lambda(P)$ и $C_p \neq C_p(P)$ в условиях низкого вакуума [12]). Из последней оценки видно, $l_{\text{тр}} \sim 1/\sqrt{\rho}$, т. е. с понижением давления среды размеры теплового ореола увеличиваются. Сравнение опытных данных с расчетными по методике, предложенной в работе [10], показало, что формулы (1), (3) удовлетворительно описывают возникновение и развитие тепловых ореолов в ограниченном временном интервале до начала конвекции.

При давлении $P < 10^4$ Па зарегистрировать тепловые ореолы экспериментально не удалось. Это указывает на то, что рассасывание происходит с большой скоростью и чувствительности интерферометра недостаточно для регистрации исследуемого объекта.

Следовательно при значениях плотности мощности лазерного излучения $I \approx 10^7$ Вт/м² с понижением давления среды влияние ореольного рассеяния на характер распространения мощного оптического пучка уменьшается.

1. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М.: Наука, 1977. 944 с.
3. Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте/Под ред, Г.И. Мишина. Л.: Наука, 1979. 232 с.
4. Букатый В. И., Свердлов М. Ю., Суторихин И. А. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 5. С. 61.
5. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 504 с.
6. Таблицы физических величин /Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
7. Букатый В. И., Шайдук А. М. //Воздействие интенсивного лазерного излучения на твердый аэрозоль (Межвузовский сборник). Барнаул, 1987. С. 3–10.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики /Пер. с англ. под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука, 1973. 720 с.
9. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с.
10. Букатый В. И., Свердлов М. Ю., Шайдук А. М. IV Всес. совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. (Тез. докл.). Обнинск — Барнаул, 1988. Т. II. С. 254–256.

11. Алёхин В.И., Бухман С.В., Суторихин И.А. и др. Горение органического топлива (Материалы V Всес. конф.). Новосибирск, 1985. Ч. I. С. 71–75.
12. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

Алтайский госуниверситет,
Барнаул

Поступила в редакцию
24 марта 1989 г.

V. I. Bukaty, M. Yu. Sverdlov. Diagnostics of the Thermal Halo Around the Particles Burning at Reduced Atmospheric Pressure.

The experimental analysis of optical medium perturbation around a single soot aerosol particle burning in the field of intense CO₂-laser radiation at reduced atmospheric pressure was carried out by means of a shift interferometer. It is shown that conductive heating of the medium produces the main effect on the optical perturbation. The speed of thermal halo growth increases with the decrease of atmospheric pressure. Certain formula is suggested for the description of thermal halo development during a limited time interval before the beginning of convection.