

В.И. Букатый, К.В. Соломатин

Микроструктура аэрозоля, возникающего в процессе переконденсации, при лазерном воздействии на углеродную частицу

Воздействие лазерного излучения на твердое вещество при высоких плотностях мощности в пучке (10^7 Вт/см² и выше) сопровождается испарением материала [1]. В случае воздействия на тугоплавкую частицу с увеличением плотности мощности излучения испарение от диффузионного режима и малых скоростей переходит в газодинамический, а скорость разлета испаренного вещества возрастает, при определенных условиях даже превышая местную скорость звука в газе [2]. Расширение испаренного вещества может сопровождаться процессом переконденсации, связанным с быстрым остыванием парогазового облака вследствие того, что процесс является почти адиабатическим [3]. Существует строгая теория конденсации вещества при таких условиях (происходящей в вакууме по гомогенному механизму [4]), однако довольно сложно получить из нее помимо качественных еще и количественные результаты, поскольку многие микропараметры (число молекул в критическом зародыше, механизм конденсации, степень максимального пересыщения или переохлаждения, поверхностная энергия образующегося жидкофазного зародыша) допускают значительное варьирование.

Спектр размеров конденсированных микрочастиц сильно зависит от механизма конденсации, но есть основания считать конденсацию, происходящую при расширении в атмосферу, гетерогенной [5]. По оценкам некоторых авторов [6–7], средний диаметр микрочастиц должен лежать в области (1–50) нм, а эта область размеров допускает очень немного методов для диагностирования.

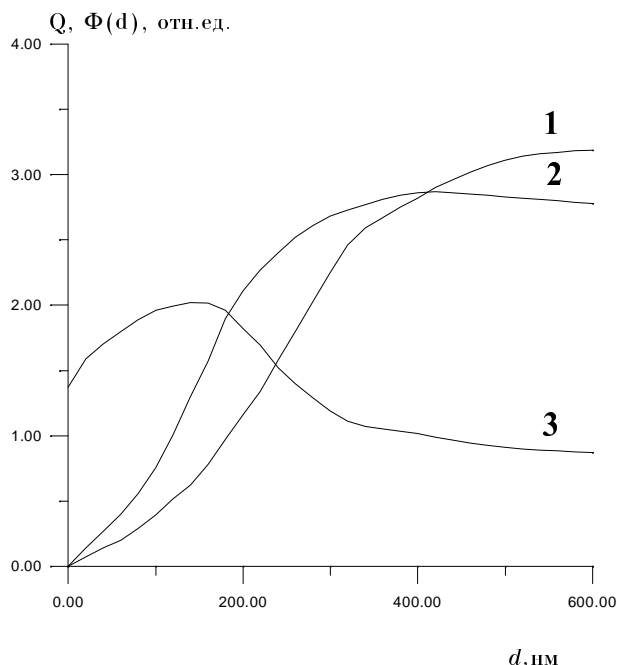
Среди оптических методов существует метод модифицированной спектральной прозрачности (ММСП), позволяющий получать для таких частиц приемлемые результаты. Суть его заключается в восстановлении характерных размеров микрочастиц по отношению коэффициентов ослабления лазерного излучения на двух различных длинах волн при прохождении зондирующих лучей через образующееся при испарении парог-

завое облако. Данный метод предложен авторами как измерительный, неоднократно апробирован и дает хорошие результаты [8]. При известной функции распределения точность метода составляет не хуже 10%.

В нашем эксперименте углеродная частица диаметром (1–2) мм подвергалась испарению в поле мощного импульсного неодимового лазера типа ГОС–1001(1) на длине волны 1.06 мкм с энергией импульса до 500 Дж, длительностью импульса порядка 1 мс и площадью фокального пятна 10 мм², со средней плотностью мощности пучка в каустике собирающей линзы не менее 10^6 Вт/см². Длительность процесса (от начала воздействия лазерного излучения на частицу до полного ее испарения и разлета испаренного вещества) составила в нашем эксперименте (7–15) мс. В качестве зондирующих пучков были выбраны гелий-неоновый ОКГ типа ЛГ–52 на длине волны 0.63 мкм и ЛТН(А)–126 на длине волны 1.06 мкм. Зондирующие лучи просвечивали парогазовое облако и далее попадали на фотоприемники. Для снятия сигналов от излучения лазеров с длинами волн 0.63 мкм и 1.06 мкм использовались, соответственно, ФЭУ и фотодиод (различие в выборе регистрирующих устройств определялось существенным различием мощности пучков и их спектральным составом). Сигналы с фотоприемников подавались на различные каналы запоминающего осциллографа С9–8, запускаемого синхроимпульсом в момент начала разряда ламп накачки. Информация записывалась с разрешением 20 мкс на экране прибора. Удобство такой записи заключается в возможности считывания данных осциллограмм при помощи специального маркера или сразу в виде готового файла данных с канала общего пользования (КОП) для последующей их компьютерной обработки.

Во многих случаях воздействия лазерного излучения на частицу имеет место фрагментация, как правило, при значительном отклонении формы частицы от сферической. Для точного выяснения этого вопроса была

произведена визуальная запись процесса испарения при помощи скоростной кинокамеры типа ПУСК-16. На снимках отчетливо видно, что фрагментации не происходит, а образуется парогазовое облако, примерно в 5–10 раз превышающее начальный размер частицы.



Зависимость факторов эффективности ослабления на двух длинах волн и их отношения от размера частицы:

1 – $Q(1.06 \text{ мкм})$; 2 – $Q(0.63 \text{ мкм})$; 3 – $\Phi(d)$

Параллельно измерениям размера микрочастиц конденсата производилась оценка температуры светящегося тепломассоореола при помощи микропирометра спектрального отношения, сопряженного с системой автоматизации на базе ПЭВМ. Данные по динамике температуры заносились одновременно в виде файла данных в компьютер и на экран в виде графика. Градуировка микропирометра осуществлялась при помощи серийного пирометра “Проминь”, дающего погрешность не более 5%. Также следовало учесть систематическую ошибку в определении отношения сигналов двух измерительных каналов прибора. Итоговая погрешность температуры составила, таким образом, около 7%. Диапазон температур для плотности мощности $I=10^6 \text{ Вт/см}^2$ (измерявшейся в ходе эксперимента также совместно прибором ИМО-2) составил (3000–5000)К, что соответствует теории.

Обработка данных по ослаблению сигналов производилась при помощи стандартной схемы [8]. Сначала согласно строгой теории Ми рассчитывались факторы эффективности ослабления (по алгоритму [9])

для одиночных частиц через логарифмические производные Риккати-Бесселя. При проведении контрольных расчетов использовались данные, приведенные в таблицах [10]. Далее строилась зависимость рассчитанных факторов эффективности ослабления $Q(\lambda_i, d)$ ($i=1,2$), а также их отношения $\Phi(d, \lambda_1, \lambda_2)$ (искомой градуировочной зависимости) от диаметра исследуемой частицы. Результаты расчетов представлены на рисунке. Нахождение среднего диаметра $\langle d \rangle$ и массовой концентрации частиц C_m по измеренным значениям оптической толщины $\tau_\lambda = \ln(1/T_\lambda)$ сводится к графическому решению системы уравнений

$$\tau(\lambda_i) = 1.5 C_m l Q(\lambda_i, d) / \rho_k \langle d \rangle, \quad i=1,2,$$

где ρ_k – плотность вещества, l – оптическая длина пути. Для наибольшей точности определения оптической толщины проходящие через парогазовое облако зондирующие лучи направлялись соосно и имели общие ограничивающие диафрагмы. Важность данного момента хочется особо подчеркнуть, поскольку, несмотря на повсеместное использование при численном моделировании сферически-симметричного приближения, на практике оно выполняется весьма редко, что отчетливо видно на снятой кинограмме при помощи скоростной кинокамеры.

Для получения численных результатов по ММСП надо предположительно знать функцию распределения частиц по размерам. С высокой точностью можно считать, что в рамках предлагаемой модели частицы конденсата практически монодисперсны, что объясняется быстроедействием процесса образования вторичных частиц [6–7]. Следовательно, для функции распределения частиц по размерам: $f(x) = N_1 \delta(x-d_0) + N_2 \delta(x-d)$, где N_1 и N_2 – количество атомов элементарного углерода и вторичных частиц, а d и d_0 – характерные размеры тех же объектов, соответственно. Тогда, если ввести степень переконденсации χ (отношение массы конденсата к полной массе испаренного углерода), уравнение для отношения оптических толщин $\Phi(d)$

$$\Phi(d, \lambda_1, \lambda_2) = \tau(\lambda_1) / \tau(\lambda_2) = \{11.0(1/\chi - 1)d + Q(\lambda_1, d)\} / \{8.1(1/\chi - 1)d + Q(\lambda_2, d)\}.$$

Как видно из представленного уравнения, решающее влияние на точность полученных результатов оказывает правильное знание степени конденсации вещества.

Приняв, согласно [6,11], степень конденсации паров равной 0.3 для характерного размера вторичных частиц, полу-

чим: $d=(10—70)$ нм.

Следует отметить, что при интерпретации результатов существует неоднозначность, связанная с возможностью получения двух различных результатов, вследствие на-

личия некоторой симметрии у градуировочной кривой. Ее удается избежать, если обрабатывать осциллограмму целиком, поскольку ни в одной из точек отношение оптических толщин не превышает 1.8.

Литература

1. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ (физические принципы). Новосибирск, 1990.
2. Букатый В.И., Суторихин И.А., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. Воздействие лазерного излучения на твердый аэрозоль. Барнаул, 1994.
3. Райзер Ю.П. О конденсации в облаке испаряемого вещества, испаряющегося в пустоту // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 6(12).
4. Куснер Ю.С., Приходько В.Г. О механизме гомогенной конденсации при быстром адиабатическом расширении газа // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9.
5. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск, 1980.
6. Кронберг Т.К. Нелинейное распространение мощных лазерных пучков в твердом аэрозоле: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1989.
7. Беданов В.М., Ваганов В.С., Гадияк Г.В. и др. Экспериментальное определение числа молекул в критическом зародыше. Проверка теории гомогенного зародышеобразования // ХФ. 1988. Т. 7. №4.
8. Аршинов В.А., Ратанов Г.С. Лазерные методы диагностики продуктов горения // ФГВ. 1979. Т. 15. №2.
9. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М., 1986.
10. Блох А.Г. Тепловое излучение в котельных установках. Л., 1967.
11. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.

