

В.И. Букатый, Т.К. Кронберг

**Светореактивное движение углеродной частицы  
в мощном лазерном поле**

В статье приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований светореактивного движения твердых аэрозольных частиц в поле интенсивного лазерного излучения. Показано соответствие теории и эксперимента для случая углеродных частиц размерами  $\sim 100$  мкм при интенсивностях  $\sim 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>.

Одним из эффектов взаимодействия лазерного излучения с дисперсной средой является движение аэрозольных частиц в световом поле. Исследование вопроса представляет интерес в связи с возможным влиянием движения частиц в оптическом поле на динамику прозрачности аэрозоля. В [1] отмечено увеличение скорости испарения движущейся жидкокапельной аэрозольной частицы на множитель  $1+0,229\text{Re}^{1/2}$  (Re — число Рейнольдса). Имеет особенности также и нелинейное рассеяние лазерного излучения на движущейся в газе поглощающей частице. Движение частицы может быть обусловлено действием силы светового давления, реактивной и фотофоретической сил. Теория фотофоретического и реактивного движения испаряющейся капли развита в [2, 3]. Чисто реактивное движение жидкокапельной частицы изучено в [4]. В упомянутых выше работах результаты получены в случае линеаризованных уравнений гидродинамики, теплопроводности и граничных условий. Краевое условие к уравнению теплопроводности испаряющейся тугоплавкой частицы существенно нелинейно вследствие установления высоких температурных градиентов в окрестности частицы. Данное обстоятельство усложняет задачу расчета температурного поля тугоплавкой частицы, степень неоднородности которого определяет величину действующих на частицу реактивной и фотофоретической сил. В данной работе теоретически и экспериментально изучено светореактивное движение углеродных частиц в мощном лазерном поле.

Движение испаряющейся сферической частицы в мощном лазерном поле описывается уравнением

$$M_0(t) \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_p + \vec{F}_{-л} + \vec{F}_{тм} + \vec{F}_- + M_0 \vec{g} \quad (1)$$

с граничным условием  $V(t=0)=0$ . Здесь  $M_0, V$  — масса и скорость частицы. Реактивная  $F_p$  и фотофоретическая  $F_{\phi}$  — силы, обусловленные неоднородным нагревом поверхности частицы лазерным светом. Как показали оценочные расчеты [5],

$$\frac{F_p}{F_{-л}} = \gamma_0 I_0, \quad \frac{F_p}{F_{тм}} = \gamma_1 I_0,$$

где  $\gamma_0=2 \cdot 10^{-7}$  (м<sup>2</sup>/Вт),  $\gamma_1=10^{-2} R_0$  (м<sup>2</sup>/Вт),  $R_0$  — радиус частицы,  $I_0$  — интенсивность падающего излучения. При  $I_0 \gg \gamma_0^{-1}$ ,  $\gamma_0^{-1}$  частица движется преимущественно под действием реактивной силы. Так как реактивная сила определяется неоднородностью температурного поля поверхности испаряющейся частицы, то необходимо рассмотреть соотношение характерного времени выхода температуры частицы на стационарный уровень и характерного времени достижения максимальной температуры. Из оценок [5] следует, что при  $I_0 < 4,5 \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup> возможен расчет реактивной силы на основе стационарного распределения поля температур частицы. При интенсивности  $I_0 < 4,5 \cdot 10$  Вт/м<sup>2</sup> частицы радиусом  $R_0 \geq 50$  мкм приобретают светореактивное ускорение на этапе релаксации температуры частицы к стационарному значению. В этом случае для корректного расчета реактивной силы необходимо решить нестационарное уравнение теплопроводности со вторым краевым условием, решение которого представляется слабосходящимися рядами. С учетом всех вышеприведенных оценок уравнение движения частицы примет вид:

$$M_0(t) \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_p + \vec{F}_- + M\vec{g}. \quad (2)$$

Сила сопротивления записывается с линейной поправкой к приближению Стокса

$$F_- = 6\pi\eta R V \left( 1 + \frac{3R_0 V \rho}{8\eta} \right)$$

где  $\eta, \rho$  — динамическая вязкость, плотность воздуха соответственно. Реактивная сила, действующая на сферическую частицу, равна

$$F_p = \left[ \int_{-1}^1 Q(\theta) V_{||}(\theta) \cos \theta d \cos \theta - V \int_{-1}^1 Q(\theta) d \cos \theta \right] \cdot 2\pi R^2 m_0.$$

Здесь  $V_{||}(\theta)$  — скорость массового испарения,  $m_0$  — масса атома углерода,  $Q(\theta)$  — поток числа атомов углерода в единицу времени с единицы поверхности,  $\theta$  — азимутальный угол в сферической системе координат. Вводя замену переменных  $\xi = R/R_0$ , сведем уравнение (2) к уравнению Риккати, описывающему продольное движение частицы:

$$\frac{dV}{d\xi} = \frac{DV^2(\xi)}{\xi} + \left( \frac{3}{\xi} - \frac{B}{\xi^2} \right) V(\xi) - \frac{A}{\xi}, \quad (3)$$

где  $A=3I_0/J_c$ ,

$$D = \left( \frac{27}{8} \rho \right) / m_0 J_0, J_0 = \int_{-1}^1 Q(\theta) d \cos \theta.$$

К (3) ставится граничное условие  $V(\xi=-1)=0$ .

Данное уравнение аналитического решения не имеет. Численная реализация решения (3) основана на классическом методе Рунге-Кутты четвертого порядка. Расчеты проводились для частиц радиусом  $10 \div 100$  мкм при интенсивностях воздействующего излучения  $I_0 = 10^8 \div 3 \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>. Численное исследование показало преимущественное действие реактивной силы при интенсивностях  $I_0 \geq 3 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>. На рис. 1 показана динамика относительной светореактивной скорости в зависимости от радиуса частицы при различных интенсивностях падающего излучения  $I_0$ .

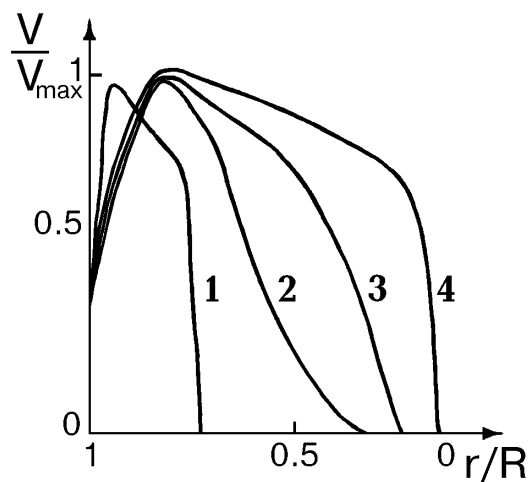


Рис. 1. Зависимость относительной скорости  $V/V_{\max}$  от безразмерного радиуса  $r/R_0$  при различных интенсивностях падающего излучения  $I_0$ :  
1-4  $I_0 = 10^8, 2 \cdot 10^8, 6 \cdot 10^8, 3 \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>

При высоких плотностях энергии, достигая максимального значения, скорость слабо зависит от размера частицы, так как при интенсивном испарении температура частиц при  $R > 20$  мкм практически не зависит от радиуса и в течение длительного времени поддерживается неизменной степень неоднородности температуры поверхности. При малоинтенсивном испарении, пройдя через максимальное значение, скорость быстро падает до нуля в результате уменьшения перепада температур между различными участками сферической поверхности.

На рис. 2 представлена зависимость максимальной скорости движения частицы от интенсивности.

Видно, что скорости частиц отличаются на три порядка при изменении интенсивности на порядок. Это объясняется резкой экспоненциальной зависимостью потока атомов углерода  $\Theta(T)$  от температуры  $T$  в области температур  $T > 4600$  К, где реактивная скорость фактически определяется температурой поверхности частицы в окрестности облучаемого полюса. В ра-

боте [6] при исследовании реактивной скорости частиц алюминия также получена сильная зависимость скорости частиц от интенсивности лазерного излучения — изменение интенсивности излучения на порядок сопровождается увеличением скорости движения частиц примерно на три порядка.

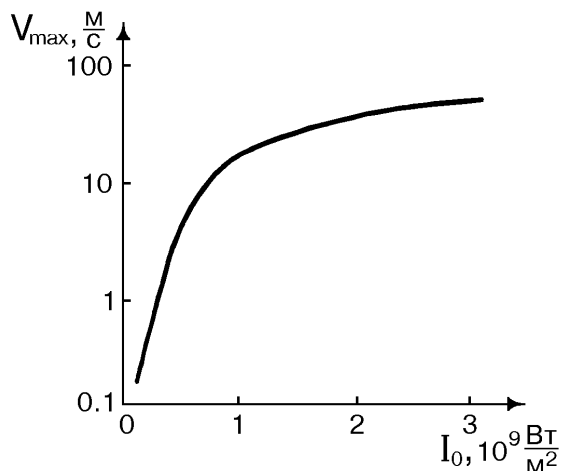


Рис. 2. Логарифмическая зависимость максимальной скорости  $V_{\max}$  (м/с) от интенсивности

В [7] приведены результаты эксперимента по движению твердой горючей частицы мелкодисперсной фракции ( $R \sim 10^{-6}$  м) при взаимодействии с длинным лазерным импульсом. Для количественной оценки скорости движения крупных частиц радиусом до 100 мкм под действием длинного лазерного импульса проводился следующий эксперимент. Блок-схема показана на рис. 3.

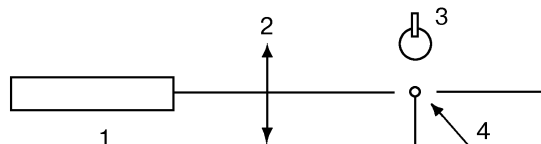


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — неодимовый лазер ГОС-1001; 2 — линза; 3 — скоростная кинокамера; 4 — частица, установленная на кварцевой нити

В качестве воздействующего использовался неодимовый лазер ГОС-1001, работающий в режиме свободной генерации с длительностью импульса  $\tau_n = 1 \div 1,5 \cdot 10^{-3}$  с и длиной волны  $\lambda$ , равной 1,06 мкм. Частицы устанавливались на кварцевую нить размером 50 мкм. Лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием  $F = 250$  мм.

Движение частицы регистрировалось скоростной кинокамерой. Энергия лазерного излучения контролировалась калориметром. Проведение эксперимента усложнялось тем, что при воздействии лазерного излучения на частицу происходило ее разрушение, что было показано в работе [7].

В случае разлета частицы наблюдалось рав-

ноускоренное движение конгломератов по направлению лазерного излучения. Энергия лазерного излучения составляла 100-120 Дж. Интенсивность излучения варьировалась в диапазоне  $10^8$ - $10^9$  Вт/м<sup>2</sup>. Исследования показали, что максимальная скорость движения сажиистой частицы достигалась при средней интенсивности лазерного излучения  $I_0=3,3 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> и равнялась 29 м/с. При уменьшении интенсивности скорость резко падала. Так, при средней интенсивности  $I_0=2,1 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> скорость движения уменьшалась в 4,5 раза и равнялась 6,3 м/с. При максимальной интенсивности  $I_0=3 \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup> зарегистрирована скорость  $V=20$  м/с. Столь высокие скорости могут быть достигнуты при нагреве окрестности облучаемого полюса до температуры свыше 4600 К. Но из оценок характерных времен следует, что максимальная температура крупных ( $R \sim 100$  мкм) частиц достигается при  $t > \tau_{\text{п}}$ . Результаты эксперимента могут быть объяснены интенсивным односторонним выбросом массы нагретого вещества навстречу лазерному излучению. Фрагментация сажиистой частицы радиусом  $50 \pm 100$  мкм, закрепленной на кварцевой нити, экспериментально показана в [8]. Приведенные кинограммы динамики сажиистой частицы [8] указывают на существенную неоднородность температуры поверхности и отсутствие выбросов массы в теневой области частицы.

Движение крупных частиц реакторного графита ( $R \sim 100$  мкм) изучалось в поле непрерывного лазерного излучения. Блок-схема экспериментальной установки аналогична приведенной на рис. 3. Источником непрерывного лазерного излучения служил лазер ЛТН-103. Достижимая мощность излучения в ходе эксперимента равнялась  $P=150$  Вт. Лазерный свет фокусировался линзой с фокусным расстоянием 50 мм. Частица на кварцевой нити помещалась в фокальную область. Диаметр фокального пятна  $d=1$  мм. Интенсивность при этом равнялась  $I_0=1,9 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>. Значение теоретически ожидаемой максимальной скорости движения частицы составляет 1 м/с. На рис. 4-5 приведены экспериментальные результаты по скорости движения и динамике радиуса частицы реакторного графита.

Процесс нагрева частицы сопровождается ее объемным уширением [8], затем вследствие испарения геометрическое сечение частицы уменьшается. После прохождения через макси-

мум радиус частицы линейно убывает со временем (рис. 5), что является подтверждением интенсивного испарения частицы [9]. Оценки показали, что вклад силы светового давления в развиваемую скорость частицы составляет менее 3% от максимальной скорости.

Из анализа кинограмм следует, что максимальная скорость частицы под действием реактивной силы достигается в момент времени  $t=8,2 \cdot 10^{-3}$  с и равна 0,48 м/с.

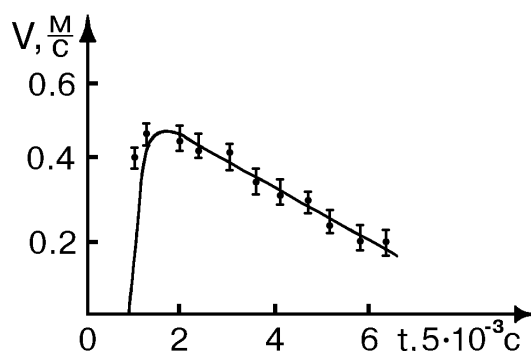


Рис. 4. Зависимость скорости движения частицы в оптическом поле от времени. Начальный радиус частицы 100 мкм

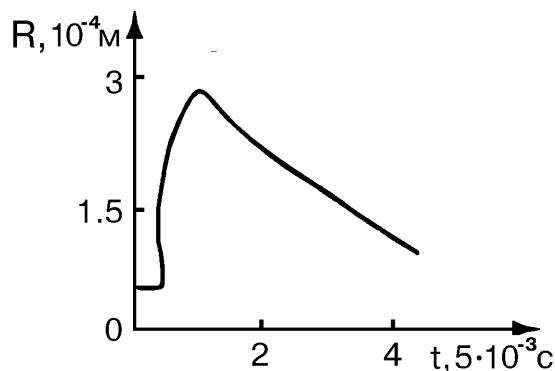


Рис. 5. Динамика радиуса частицы в поле лазерного излучения с интенсивностью  $I_0=2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>

Полученные результаты свидетельствуют о неоднородном характере поля температур поверхности частицы и хорошо согласуются с теорией.

Авторы признательны К.И. Дейнесу за помощь в проведении измерений.

## Литература

1. Райст П. Аэрозоли. М.; 1987. 280 с.
2. Яламов Ю.И., Кутуков В.Б., Щукин Е.Р. Движение капли в поле оптического излучения при малых числах Кнудсена//Докл. АН СССР. 1977. Т. 234. N 5. С. 1047-1050.
3. Яламов Ю.И., Подоскин А.Б., Юшканов А.А. О граничных условиях при обтекании неоднородно нагретым газом сферической поверхности малой кривизны//Докл. АН СССР. 1980. Т. 254. N 2. С. 343-346.
4. Зув В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск, 1980. 116 с.
5. Кронберг Т.К. Нелинейное распространение мощных лазерных пучков в твердом аэрозоле: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1989. 138 с.
6. Астафьева Л.Г., Пришивалко А.П., Лейко С.Т. О движении металлических частиц в поле интенсивного оптического излучения//Тез. докл. 4 Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск-Барнаул, 1988. Т. 2. С. 219-221.
7. Букатый В.И., Погодаев В.А., Чапоров Д.П. Динамика твердой микрочастицы в поле импульсного лазерного излучения//Журн. прикладной механики и техн. физики. 1979. N 1. С. 30-33.
8. Краснопевцев В.Н. Нелинейные эффекты при распространении интенсивного лазерного излучения в твердом горючем аэрозоле: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1986. 132 с.
9. Букатый В.И., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. Испарение горячей частицы в интенсивном оптическом поле//Физика горения и взрыва. 1988. N 1. С. 41-48.