

04

Нелинейная динамика плазменного факела, генерируемого импульсом лазерного излучения большой длительности

© Г.А. Месяц, В.В. Осипов, Н.Б. Волков,
В.В. Платонов, М.Г. Иванов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: nbv@ami.uran.ru

Поступило в Редакцию 17 апреля 2003 г.

Обсуждаются результаты экспериментов по исследованию нелинейной динамики плазменного факела, генерируемого воздействием импульса излучения CO₂-лазера большой длительности на графитовую мишень. Показано, что наблюдаемые в эксперименте грибообразная форма светящейся области и длительность излучения определяются развитием неустойчивости Рихтмайера–Мешкова контактной границы „углеродная плазма–воздух“ и образованием в расширяющейся в буферный газ плазме наночастиц.

В последние годы в связи с развитием работ по нанотехнологии вырос интерес к физическим процессам, происходящим при получении наноразмерных порошков и нанесении тонких пленок излучением непрерывных и импульсно-периодических лазеров [1–3]. Этим процессам предшествует образование плазменного факела в результате испарения мишени сфокусированным лазерным излучением. В ряде экспериментов [1,4] были найдены условия, при которых до 97–100% массы вещества из мишени поступает в плазменный факел в виде пара. На это указывают малые размеры и сферическая форма частиц получаемого нанопорошка [3]. Однако несмотря на это, при нанесении тонких пленок на поверхности материалов в атмосфере не удается получить их хорошей однородности [4]. Неясными также остаются причины получения нанопорошка в четыре раза меньшего среднего размера частиц при использовании импульсно-периодического излучения по сравнению с непрерывным [1,3]. В связи с этим необходимо проведе-

ние дальнейших исследований характеристик и динамики плазменного факела, генерируемого в этих условиях.

В предлагаемой работе излагаются результаты экспериментального и теоретического исследования динамики плазменного факела, образуемого в результате фокусировки импульса излучения импульсно-периодического CO_2 -лазера „ЛАЭРТ“ [3,5], возбуждаемого комбинированным разрядом, на плоскую мишень из графита или YSZ. Исследования проводились в условиях, близких к реализуемым при получении нанопорошков [3] и нанесении тонких пленок в атмосфере [4]. Многомодовое излучение CO_2 -лазера ЛАЭРТ с поперечным сечением 3×4 см фокусировалось на плоскую мишень с помощью линзы из KCl с фокусным расстоянием 10 см. Фокальное пятно имело форму эллипса с размерами 0.6 и 0.7 mm. Излучение длительностью около $200 \mu\text{s}$ на полуширине импульса направлялось на мишень под углом 45° к ее поверхности. Покадровая съемка собственного свечения плазменного факела производилась скоростным фоторегистратором ВФУ-1. Временной интервал между кадрами составлял $11 \mu\text{s}$; время экспозиции кадра — $\sim 1 \mu\text{s}$.

На рис. 1 приведена кинограмма собственного свечения плазменного факела, генерируемого при воздействии импульса лазерного излучения на графитовую мишень. Анализ кинограммы позволяет выделить два существенных факта, которые требуют более подробного рассмотрения.

1. В процессе развития светящаяся область плазменного факела приобретает грибообразную форму с изменяющейся во времени сложной внутренней структурой.

2. Длительность свечения плазменного факела существенно превышает длительность импульса лазерного излучения на его полуширине. (Отметим также работу [6], в которой сообщается о формировании углеродных нанотрубок при лазерной абляции графитовой мишени. В этой работе также было зарегистрировано свечение плазменного факела с длительностью, существенно превышающей длительность лазерного излучения). Более того, как показывает рис. 1, после $328 \mu\text{s}$ светящийся столб, связывающий облако с мишенью, прерывается, в результате чего поступление энергии в облако прекращается (рис. 1, кадр, соответствующий $t = 343 \mu\text{s}$).

Таким образом, в течение дальнейшего времени регистрации (более $100 \mu\text{s}$, а реально значительно больше) светящееся облако не зависит от физических процессов, происходящих на поверхно-

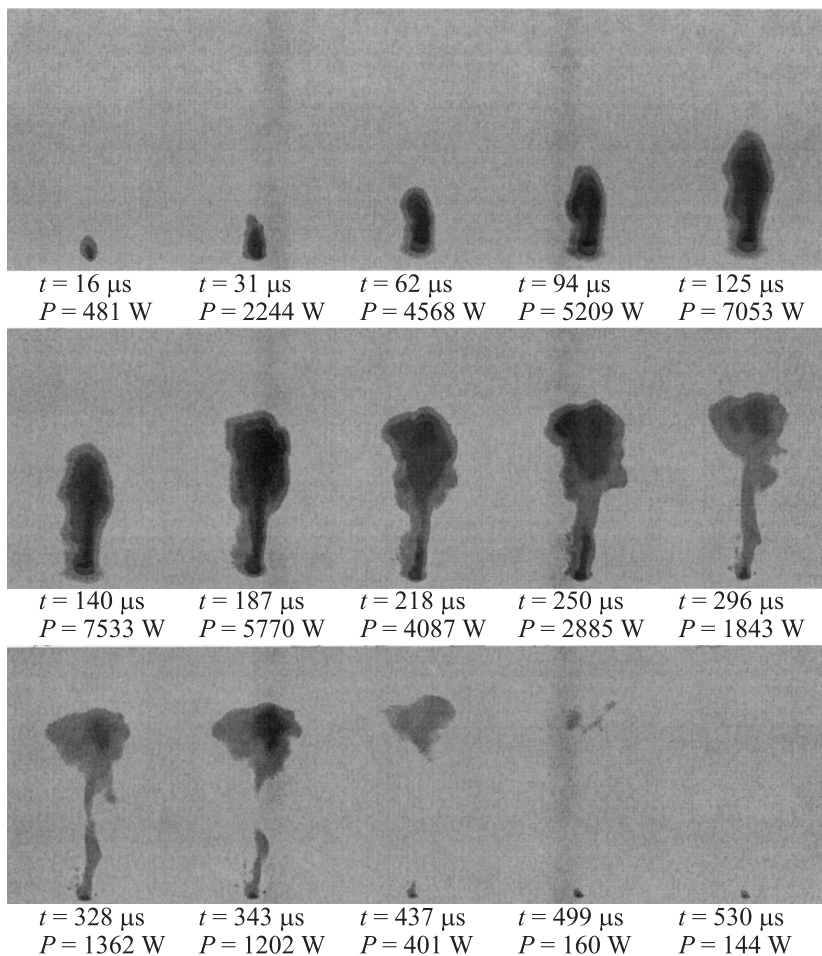


Рис. 1. Кинограмма собственного свечения плазменного факела, генерируемого лазерным излучением большой длительности.

сти мишени. Для того чтобы сделать более обоснованные предположения о причинах такого поведения факела, сделаем некоторые оценки. Для этого используем имеющиеся литературные дан-

ные относительно графита [7–10]: плотность $\rho = 1.89 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-3}$, энергия связи (сублимации) $E_s = 5.9787 \cdot 10^7 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$; атомный вес $A = 12$; удельное сопротивление, усредненное в диапазоне температур 300–3000 К, $\rho_e = 10.183 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$. Для оценок реальный импульс лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, круговой частотой $\omega = 1.77826 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ и полной энергией излучения $E_L = 1.5 \text{ J}$ заменяем прямоугольным импульсом амплитудой мощностью $P_m = 7.5 \text{ kW}$ (потоком $Q_m = 3.81972 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$) и длительностью $\tau_p = 200 \mu\text{s}$. Полагая для простоты, что источник энергии — поверхностный, получим оценку скорости фазовой границы мишень–пар [11] $D_s = 0.338036 \text{ ms}^{-1}$. За время действия импульса лазерного излучения значение толщины испаренного слоя графита составит $\Delta_p = D_s \tau_p = 67.6072 \mu\text{m}$. Глубина проникновения электромагнитного поля (излучения) равна $\delta_s = 0.3 \mu\text{m} \ll \Delta_p$, т.е. сделанное выше предположение о поверхностном характере источника энергии выполняется с высокой точностью.

На движущейся фазовой границе в случае поверхностного источника энергии справедливо условие Жуге — $D_s = u - c$ [11] (u и c — соответственно скорость гидродинамического течения и скорость звука за разрывом), из которого в предположении идеальности пара для двух значений его температуры $T_1 = 3000 \text{ K}$ и $T_2 = 4000 \text{ K}$ следует два значения скорости истечения вещества: $u_1 = 1859.94 \text{ ms}^{-1}$ и $u_2 = 2147.73 \text{ ms}^{-1}$. Полагая, что до расстояния порядка диаметра пятна излучения d_p , струя движется без торможения, оценим это время: $\tau_1 = 268.826 \text{ ns}$ и $\tau_2 = 232.804 \text{ ns}$.

Используя полученные выше оценки времени, когда высота плазменной струи равна диаметру фокального пятна лазерного излучения, совместно с экспериментальными значениями высоты светящейся области на оси ее симметрии, мы определили изменение во времени ускорения (рис. 2). Видно, что начиная с 300 ns происходит торможение плазменного факела (ускорение направлено в сторону мишени. Таким образом, именно с этого момента времени создаются благоприятные условия для развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова [12,13], которая и является ответственной за формирование грибообразной (вихревой) формы плазменного факела [14] и его сложную динамику.

Длительное свечение плазменного облака, поступление энергии в которое прекратилось начиная с $328 \mu\text{s}$ (рис. 1), мы связываем с Планковским свечением раскаленных наночастиц. Для подтверждения

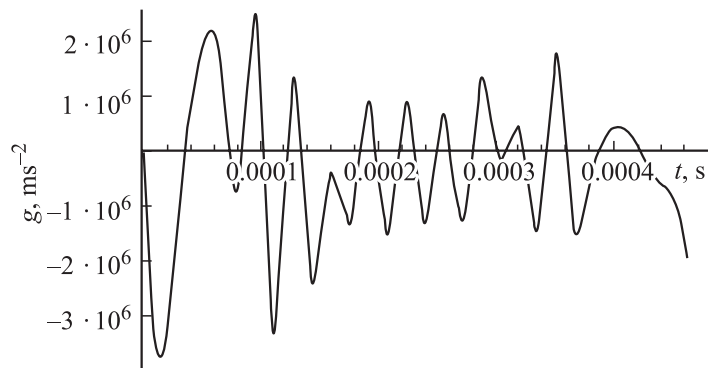


Рис. 2. Динамика ускорения границы светящейся области на оси симметрии плазменного факела.

этого соображения нами проведены эксперименты по воздействию на ту же мишень излучением ТЕА CO_2 -лазера длительностью $1.5 \mu\text{s}$, пиковой мощностью $9 \cdot 10^4 \text{ W}$, длительностью импульса на полувысоте 50 ns и энергией 20 mJ . Излучение падало на мишень под прямым углом и фокусировалось в пятно диаметром 0.2 mm . Для получения щелевой развертки свечения плазменного факела использовался фоторегистратор ФЭР-7 с погрешностью измерения интервала времени $\Delta t = \pm 0.1 \mu\text{s}$ и пространственной координаты $\Delta l = \pm 0.05 \text{ mm}$. Для уменьшения энергии, поступающей в мишень при высоком уровне мощности, использовался оптический пробой в парах материала мишени. Минимальное время достижения оптического пробоя составляло 40 ns . Момент его возникновения регистрировался по появлению линий N_2^+ ($\lambda = 470.9 \text{ nm}$) с помощью монохроматора МСД-1, ФЭУ-79 и осциллографа. По этим данным определялась энергия, поступившая в мишень. Она составляла 4 mJ .

На рис. 3 приведена щелевая развертка свечения плазменного факела. Видно, что первоначально свечение возникает на расстоянии 0.5 mm у поверхности мишени. Плазменная граница неустойчива, длительность свечения практически совпадает с длительностью импульса излучения. Максимального размера 1.28 mm плазменный факел достигает в момент времени $t \sim 1 \mu\text{s}$.



Рис. 3. Щелевая развертка собственного свечения плазменного факела, генерируемого лазерным излучением малой длительности.

Зная характерные энергию лазерного излучения, поступающую в мишень, размеры фокального пятна и глубину кратера, можно оценить среднюю концентрацию атомов углерода в устье факела. Она составляет при $T = 3000 \text{ K}$ $n_C = 4.594 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, т.е. в 245 раз меньше средней концентрации молекул воздуха $n_{O_2} = 1.128 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Это препятствует образованию наночастиц и, следовательно, время свечения плазмы не может превышать длительности импульса излучения на время более времени жизни возбужденных состояний $\sim 10^{-7} \text{ s}$, что и наблюдалось нами в эксперименте.

Совсем другая ситуация имеет место при воздействии на мишень длительного импульса излучения с энергией 1.5 J, когда уровень мощности подбирался таким, чтобы оптический пробой не достигался. В этом случае в плазменный факел поступало $2.51 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$ углерода, что обеспечивало среднюю концентрацию его атомов в устье факела $n_C = (1.49 - 1.72) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Поскольку $n_C > n_{O_2}$, расширение плазменного факела в буферный газ (воздух) вело к эффективному образованию наночастиц, определяющих наблюдаемое в наших экспериментах длительное свечение плазменного факела.

Таким образом, форма и структура свечения плазменного факела определяются, по нашему мнению, развитием неустойчивости Рихтмайера–Мешкова, а длительность свечения — наличием в нем раскаленных ультрадисперсных частиц.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума УрО РАН (проект „Генерация мощных потоков когерентного излучения и его использование для создания новых технологий“ по программе интеграции Уральского и Сибирского отделений РАН).

Список литературы

- [1] *Muller E., Oestreich Ch., Popp U. et al. // J. KONA — Powder and Particle. 1995. N 13. P. 79.*
- [2] *Popp U., Herbig R., Michel G. et al. // J. European Ceramic Soc. 1998. V. 18. P. 1153.*
- [3] *Котов Ю.А., Осипов В.В., Иванов М.Г. и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 11. С. 76.*
- [4] *Осипов В.В., Иванов М.Г., Молочков К.В. и др. // Материалы V конф. „Физикохимия ультрадисперсных систем“. Екатеринбург: ИФМ УрО РАН, 2001. Ч. 2. С. 231.*
- [5] *Осипов В.В., Иванов М.Г., Лисенков В.В. и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. В. 3. С. 253.*
- [6] *Kokai F., Takahashi K., Yudasaka M., Iijima S. // J. Phys. Chem. B. 2000. V. 104. P. 6777.*
- [7] *Nichikawa T., Nakano H., Uesugi N., Nakao M., Masuda H. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 4079.*
- [8] *Убеллоде А.Р., Льюис Ф.А. // Графит и его кристаллические соединения. М.: Мир, 1965.*
- [9] *Соседов В.П. (ред.) Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник М.: Металлургия, 1975.*
- [10] *Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.*
- [11] *Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиролы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974. С. 311.*
- [12] *Richtmyer R.D. // Commun. Pure Appl. Math. 1960. V. 12. P. 297.*
- [13] *Мешков Е.Е. // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1969. Т. 5. С. 151.*
- [14] *Волков Н.Б., Майер А.Е., Яловец А.П. // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 3. С. 1.*