

03;07

Распространение лазерной искры вдоль луча в стационарных газах при низких давлениях

© С.Г. Калмыков, И.В. Мирошников, М.В. Петренко, М.Э. Сасин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 22 ноября 2010 г.

С помощью высокоскоростной фотографии выполнено исследование пространственно-временной эволюции лазерной искры, возбуждаемой Nd-лазером в стационарных газах при низких давлениях. Предложен механизм, объясняющий распространение свечения вдоль луча лазера. Расчетные величины находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментальными значениями.

В недавно выполненных экспериментах с лазерной плазмой в стационарных газах при низком давлении [1] была сделана оценка скорости распространения свечения по неионизованному газу от точки фокуса вдоль лазерного луча, которая дала величину, превышающую $3 \cdot 10^6$ cm/s. Такую высокую скорость трудно объяснить каким-либо из процессов материального переноса. В настоящей работе выполняется исследование пространственно-временной эволюции лазерной искры при тех же условиях, что и в [1].

Искра создавалась в цилиндрической камере из нержавеющей стали $\varnothing 80$ mm и длиной 280 mm, перед заполнением рабочим газом, откачиваемой форвакуумным насосом до давления $\sim 6 \cdot 10^{-2}$ Torr. Опыты проводились в различных газах при давлениях в диапазоне $1 \text{ Torr} < P < 1 \text{ atm}$. Эти давления соответствовали ожидаемой плотности газа в сверхзвуковой струе [2], которую планируется использовать в качестве мишени при создании лазерной плазмы в дальнейших исследованиях. Для возбуждения плазмы использовался Nd-лазер (LQ929, SolarLS, Минск) с длиной волны излучения $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, энергией импульса $E_{las} < 1.4$ J, длительностью импульса 31–32 ns на уровне 0.2 от максимума (который достигается через 15 ns после начала импульса). Оптический тракт включал в себя аттенюатор, телескоп-расширитель

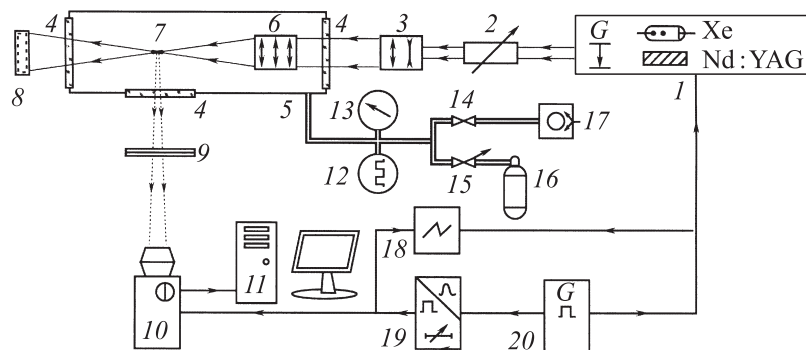


Рис. 1. Схема экспериментальной установки; 1 — лазер, 2 — регулируемый поляризационный аттенуатор, 3 — расширитель лазерного луча, 4 — оптические окна, 5 — герметизированная камера, в которой создавалась лазерная плазма, 6 — объектив, фокусирующий лазерный луч, 7 — точка фокуса, 8 — измеритель энергии лазерного импульса, 9 — сменные поглощающие светофильтры, 10 — пикосекундная электронно-оптическая камера К008, 11 — персональный компьютер, 12 — вакуумметр термопарный, 13 — вакуумметр механический мембранный, 14 — вакуумный вентиль, 15 — дозирующий вентиль, 16 — баллон с газом, 17 — форвакуумный насос, 18 — осциллограф, 19 — регулируемая линия задержки с формирователем импульса запуска скоростного регистратора, 20 — блок управления лазером.

лазерного луча и расположенный внутри вакуумной камеры объектив со световой апертурой 40 mm и задним фокальным отрезком 72 mm, посредством которого луч фокусировался в фокальное пятно с диаметром 30–40 μm . В настоящей работе основным диагностическим прибором в измерительном комплексе была пикосекундная электронно-оптическая камера К008 (компания БИФО, Москва) с набором поглощающих светофильтров. Схема установки показана на рис. 1.

Лазерная искра обладает сложной пространственной структурой, форма которой в общем соответствует форме сходящегося к точке фокуса и расходящегося за ней лазерного луча, а длина может достигать 3–5 mm [1]. При относительно более высоких давлениях плазма теряет симметричную по отношению к точке фокуса форму — доминирует передняя, обращенная к лазеру ее часть, которая перехватывает большую долю энергии лазера.

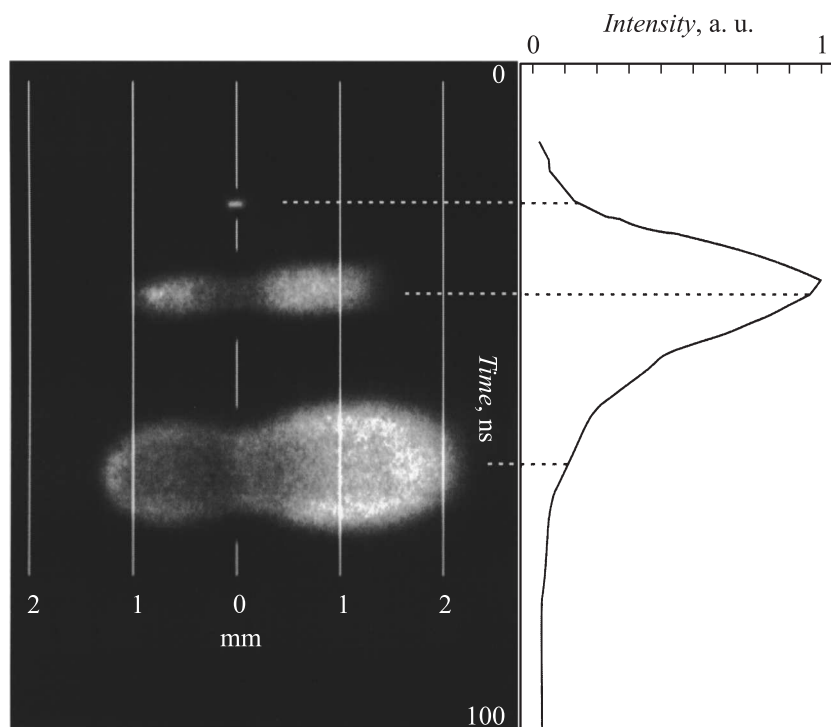


Рис. 2. Сделанные электронно-оптической камерой фотографии лазерной плазмы в Ag при давлении $P = 162$ Torr (концентрация атомов $n = 5.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; энергия лазерного импульса — 0.535 J ; суммарное ее поглощение в плазме — около 75%). Длительность экспозиции — 1.8 ns . По отношению к фотографиям лазер находится справа. Показано положение момента съемки по отношению к форме лазерного импульса во времени; максимум импульса достигается через $15\text{--}17 \text{ ns}$ после его начала.

Регистрация изображений плазмы электронно-оптической камерой производилась в видимом диапазоне с длительностью кадра 1.8 ns в различные моменты существования плазмы как в ходе лазерного импульса, так и после его окончания. Опыты были проведены для воздуха, H_2 , Ag и Xe при различных давлениях из указанного выше диапазона. При наименьших давлениях ($1.5\text{--}3 \text{ Torr}$), когда удавалось зарегистрировать пробой газа, плазма появлялась с существенной задержкой ($15\text{--}20 \text{ ns}$)

после начала лазерного импульса. На рис. 2 показаны типичные изображения плазмы в Ar при давлении $P = 162 \text{ Torr}$.

Эволюция размеров плазмы во времени, выведенная из подобных фотографий, показана на рис. 3, а. Видно, что наблюдаемое перемещение границы светящегося образования в разные периоды существования плазмы и в разных направлениях происходит с сильно отличающимися скоростями. Вдоль оси лазерного луча, в пределах области, находящейся под воздействием электромагнитной энергии, распространение фронта свечения происходит с высокой скоростью V_{driven} , максимальное значение которой при указанном давлении наблюдается в районе максимума лазерного импульса (12 – 20 ns после начала импульса), и составляет $V_{driven, \max} = 1.3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Эта скорость весьма чувствительна к мощности лазерного излучения: она уменьшается с уменьшением мощности к концу лазерного импульса, и в направлении к лазеру она больше скорости в обратном направлении из-за поглощения энергии, обращенной к лазеру половиной плазмы. Скорость расширения области свечения поперек оси лазерного луча, там, где отсутствует лазерное излучение, V_{free} на порядок ниже значений скорости V_{driven} . Ее наибольшее значение $V_{free, \max} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ наблюдается на всем протяжении лазерного импульса и в отличие от V_{driven} остается почти постоянным независимо от вариаций его мощности. По окончании лазерного импульса скорости расширения в разных направлениях практически уравниваются и медленно спадают со временем, составляя для промежутка времени 150–400 ns после окончания лазерного импульса величины $V_{free} \approx 1 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$.

Со времен первых работ по лазерному пробою в газах в качестве основного механизма распространения плазмы по пространству традиционно рассматривались ударные (ударно-детонационные) волны [3]. Верхним пределом скорости распространения ударных волн является тепловая скорость частиц среды за фронтом волны. При определенной в работе [1] температуре плазмы $T \approx 30 \text{ eV}$ тепловая скорость ионов Ar составляет $V_{th} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Таким образом, ударная волна является подходящим механизмом для объяснения природы скорости V_{free} , т.е. скорости распространения фронта свечения там и тогда, где и когда отсутствует воздействие электромагнитной энергии лазерного излучения. В пользу этого объяснения говорит также и замедленное изменение величин V_{free} , поскольку скорость ударной волны определяется плотностью тепловой энергии за фронтом, т.е. кумулятивной,

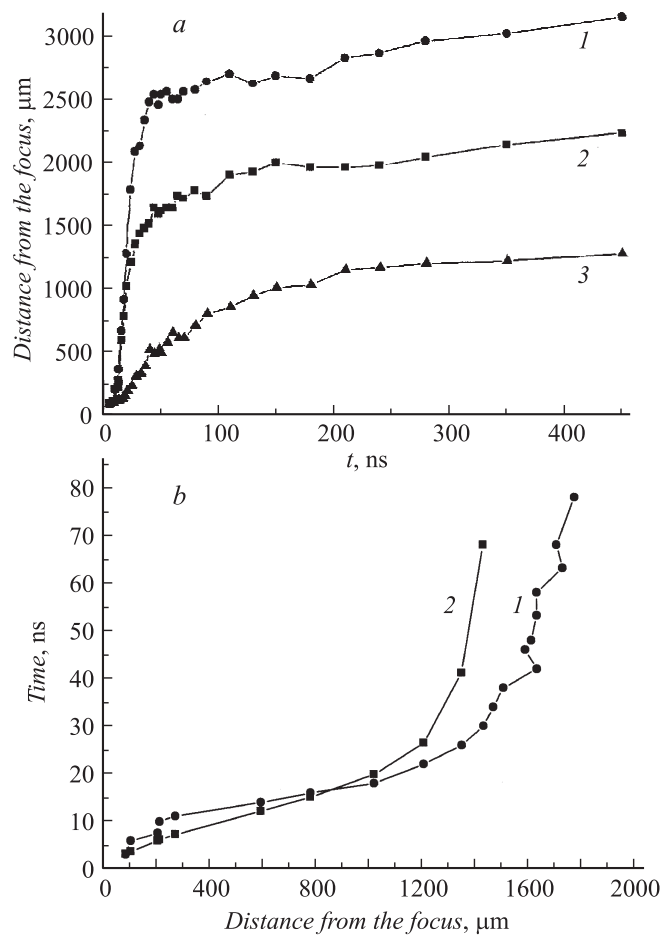


Рис. 3. Пространственно-временная эволюция лазерной искры. *a* — измеренное перемещение границ искры от фокуса в разных направлениях: *1* — навстречу лазерному лучу; *2* — попутно лазерному лучу; *3* — перпендикулярно лазерному лучу в фокальной плоскости, начало лазерного импульса соответствует времени $t = 2$ ns; *b* — время появления свечения плазмы в точке на оптической оси как функция ее расстояния от фокуса (в направлении к лазеру): *1* — экспериментально полученная зависимость (инвертированная кривая из рис. 3, *a*); *2* — теоретическая оценка.

интегральной величиной, которая относительно медленно спадает по мере остывания плазмы. Скорость же распространения фронта свечения под действием лазерного луча V_{driven} на порядок превосходит тепловую скорость частиц и поэтому не может быть объяснена каким-либо из механизмов переноса частиц или тепловой энергии плазмы.

Энергия первичных фотоэлектронов, порожденных в нейтральном газе лазерным излучением за счет механизма многофотонной ионизации, в среднем не превышает энергии кванта ионизирующего излучения, т.е. для рассматриваемого случая примерно 1 eV. Такие электроны не могут вызвать свечения газа — для этого электрон должен накопить энергию, близкую к энергии ионизации. В соответствии с классической теорией (см., например, [3]) нагрев электронов в поле электромагнитной волны происходит при их столкновениях с атомами газа. Время накопления энергии ионизации электроном $\tau_i = \tau_{ea}(E_i/\Delta E_e)$, где $\tau_{ea} = \lambda_{ea}/\langle V_e \rangle = 1/(n_a \sigma_{ea} \langle V_e \rangle)$ — время между столкновениями электрона с атомами, E_i — энергия ионизации, $\Delta E_e = 2\langle E_e \rangle = (4\pi e^2 I_{las})/(m_e c \omega^2)$ — энергия, приобретаемая электроном при одном столкновении. В приведенных выражениях: λ_{ea} и $\langle V_e \rangle$ — длина свободного пробега и средняя скорость электронов, n_a — концентрация атомов газа, σ_{ea} — сечение электрон-атомных столкновений, $\langle E_e \rangle$ — средняя колебательная энергия электрона в поле волны, I_{las} и ω — интенсивность и круговая частота лазерного излучения, e и m_e — заряд и масса электрона, c — скорость света. Интенсивность лазерного излучения падает по мере удаления от точки фокуса: $I_{las} = W_{las}/[\pi(kL)^2]$, где W_{las} — мощность лазерного излучения, L — расстояние от точки фокуса вдоль оси лазерного луча, k — тангенс половинного плоского угла сходимости луча к фокусу. Окончательный вид выражения для времени набора электроном энергии, необходимой для ионизации и возбуждения атомов газа:

$$\tau_i = \frac{E_i(kL)^2 m_e c \omega^2}{4e^2 W_{las}} \frac{1}{n_a \sigma_{ea} \langle V_e \rangle}. \quad (1)$$

Поскольку τ_i квадратично возрастает с расстоянием от фокуса, то возбуждение атомов и свечение газа будут появляться все с большим запозданием по мере удаления от фокуса. Для наблюдателя это явление будет выглядеть как распространение фронта свечения в обе стороны от фокуса с некоторой конечной скоростью, которая, однако, описывает не реальное движение вещества или энергии от точки

фокуса, а распространение состояния газа, т.е. является своего рода „фазовой“ скоростью, величина которой не ограничивается. Кроме того, из выражения (1) следует, что по мере уменьшения мощности лазерного излучения (к концу импульса) наблюдаемая скорость движения границы светящегося образования будет падать (если W_{las} зависит от времени, как это происходит в реальности, то в (1) следует подставлять значение W_{las} , усредненное по времени от $t = 0$ до $t = \tau_i$).

На рис. 3, *b* проводится сравнение расчетных времен появления свечения в функции от расстояния до фокуса с экспериментальными данными, которые представляют собой инвертированную зависимость длины искры от времени фотографирования, показанную на рис. 3, *a*. Видно удовлетворительное совпадение двух кривых. Расчетная длина светящегося образования к концу импульса ($t \approx 50$ ns) оказывается примерно на $250 \mu\text{m}$ меньше экспериментальной — это легко объясняется тем, что в предложенной теории не учитывается дополнительное реальное распространение плазмы со скоростью ударной волны, величина которой $5 \cdot 10^5$ cm/s соответствует обсуждавшимся выше скоростям.

Факт, что времена однократного набора электронами энергии, необходимой для возбуждения/ионизации атомов, в основном совпадают с экспериментально наблюдающимися временами свечения, свидетельствует, что количество первичных фотоэлектронов оказывается достаточным для экспериментального наблюдения свечения. В самом начале развития процесса расчетные времена несколько меньше экспериментально наблюдаемых — возможно, это отражает нехватку числа первичных электронов в этот период, и требуется некоторое дополнительное время для их накопления.

Идея объяснения распространения фронта свечения, связанная с геометрией лазерного луча, расширяющегося в обе стороны от фокуса, высказывалась уже в самых ранних работах по лазерному пробое [4,5]. Однако она не получила широкого распространения из-за того, по-видимому, что подавляющее большинство экспериментов в ту эпоху выполнялось при существенно более высоких давлениях, вплоть до тысяч атмосфер, и механизм распространения разряда, связанный с ударными и ударно-детонационными волнами, был, вероятно, более адекватным тем условиям. В последние годы опыты по возбуждению лазерной плазмы при низких плотностях газа приобрели широкое распространение в связи с разработкой источника коротковолнового излучения для фотолитографии [6–8]. Полученные в некоторых из

подобных экспериментов [9,10] форма и размеры плазмы близки к тем, которые наблюдались в настоящей работе.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ, проект № 3857, и РФФИ, проект 10-02-00935-а.

Список литературы

- [1] *Калмыков С.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 4. С. 23.
- [2] *Гарбарук А.В.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 23. С. 9.
- [3] *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М., 1974.
- [4] *Райзер Ю.П.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 5. С. 1508.
- [5] *Амбарцумян Р.В.* и др. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. В. 6. С. 1584.
- [6] *Diefendorff K.* Extreme Lithography (6/19/2000). (<http://www.mpronline.com>).
- [7] *Домрачева И.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. В. 22. С. 9.
- [8] *Bakshi V.* EUV Sources for Lithography. SPIE Press, Bellingham, WA, USA, 2006.
- [9] *Капралов В.Г.* и др. // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. В. 2. С. 149.
- [10] *Левашов В.Е.* и др. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. В. 6. С. 549.