

04;07

Влияние бокового разлета на режимы движения лазерной плазмы

© А.А. Ильин, О.А. Букин, И.Г. Нагорный

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,
Владивосток

Дальневосточный государственный университет, Владивосток

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

E-mail: kunashir@gmail.com

Поступило в Редакцию 10 марта 2010 г.

Рассмотрено влияние бокового разлета плазмы на механизмы переноса фронта ионизации в воздухе для случаев сверхзвуковой радиационной волны, быстрой волны ионизации и светодетонационной волны. Показано, что наибольшее влияние этот эффект оказывает на светодетонационную волну, для быстрой волны ионизации при интенсивности излучения $\sim 10^{11}$ W/cm² боковым расширением плазмы можно пренебречь.

Исследования лазерной искры проводятся на протяжении многих лет, однако в последние годы, в связи с многочисленными прикладными задачами, интерес к данной теме возрос. К таким задачам, прежде всего, относятся лазерная искровая спектроскопия [1], лазерное воспламенение смесей горючих газов и воздуха [2], взаимодействие лазерных плазм [3] и др. Как правило, в данных практических приложениях используется остросфокусированное лазерное излучение, и радиус пятна фокусировки является одним из факторов, определяющих режим движения лазерной плазмы [4]. Другим существенным фактором, влияющим на режим движения фронта ионизации, становится боковой разлет лазерной плазмы.

Оценка влияния бокового разлета на распространение плазмы в режимах сверхзвуковой радиационной и светодетонационной волн была рассмотрена в работе [5].

В данной работе исследуется влияние бокового разлета плазмы, с учетом экспериментальных данных о поглощении лазерного излучения, на следующие режимы движения лазерной плазмы: сверхзвуковую

радиационную волну (СРВ), быструю волну ионизации (БВИ) и светодетонационную волну (СДВ).

При расчетах для БВИ использовалось значение нижней границы скорости, исследуемый диапазон интенсивностей лазерного излучения составлял $10^9 - 10^{11}$ W/cm², что аналогично данным работы [4].

Учет влияния бокового расширения проведен согласно [5], где интенсивность лазерного излучения I из формул работы [4] заменена выражением $I k \delta$, где k — коэффициент, учитывающий долю поглощенной энергии лазерного излучения, δ — коэффициент, учитывающий вытекание энергии через боковую поверхность зоны поглощения, определяемый аналогично работе [5]:

$$\delta = \left(1 + \frac{2\Delta x a}{Ru} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $a = \sqrt{\gamma(\gamma - 1)e(\bar{m}, T)}$ — скорость звука, γ — показатель адиабаты за фронтом волны, $e(\bar{m}, T)$ — внутренняя энергия, зависящая от среднего заряда плазмы $m(T)$ и температуры T ; R — радиус пятна фокусировки; Δx — ширина области поглощения лазерного излучения, u — скорость фронта ионизации.

Отметим, что, согласно экспериментальным данным, при пробое лазерным излучением с энергией ~ 0.1 J поглощается 90% энергии, таким образом $k = 0.9$ [6].

В работе [7] было показано, что отношение вкладов связанно-свободного и свободно-свободного поглощения лазерного излучения составляет приблизительно $(e^{h\nu/T} - 1) : 1$. Для наших расчетов был рассмотрен диапазон температур, в которых преобладает поглощение свободными электронами, что приводит к соотношению $0.7T > h\nu$ или $T > 1.7$ eV, таким образом $\Delta x \approx \mu^{-1}$, где μ — коэффициент поглощения свободными электронами, определенный аналогично работе [5].

Для случая острой фокусировки ($R \ll 1$ cm) излучающий плазменный слой можно считать тонким, а поток ионизирующих УФ-квантов намного меньше равновесного [4]. Потери на излучение обусловлены уходом квантов ε_b на расстояния, превышающие путь, проходимый фронтом ионизации навстречу лазерному излучению l , т. е. $(\sigma(\varepsilon_b)N_0)^{-1} > l$, где N_0 — число Лошмидта. Также отметим, что для условий работ [7–9] фронт ионизации к концу лазерного импульса проходит расстояние $l \approx 0.1$ cm, т. е. $\varepsilon_b \approx 220$ eV [10].

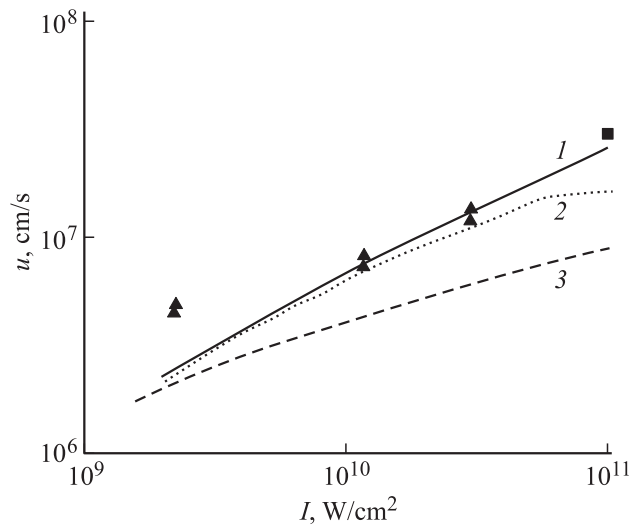


Рис. 1. Скорости распространения фронта ионизации. Кривые — расчет: 1 — БВИ, 2 — СРВ, 3 — СДВ.

Таким образом, данное условие ограничивает верхний предел интегрирования для соотношений работы [4] при расчете скорости СРВ и нижней границы скорости БВИ.

Результаты численных расчетов и экспериментальные данные представлены на рис. 1. Символами на рис. 1 обозначены данные экспериментов, в которых плазма распространялась в режиме БВИ. В расчетах для СРВ и БВИ использовалось значение степени ионизации $z = 5 \cdot 10^{-2}$ $R = 10^{-2}$ см. Экспериментальные точки лежат близко к кривой, соответствующей нижней границе скорости БВИ; СРВ проигрывает в скорости БВИ. Учет влияния бокового расширения плазмы приводит к выводу, совпадающему с результатом работы [4]: расчетные зависимости и данные экспериментов соответствуют нестационарному режиму БВИ.

Выражение (1) учитывает вытекание плазмы через боковую поверхность зоны поглощения лазерного излучения со скоростью звука, однако возможно боковое расширение плазмы в светодетонационном

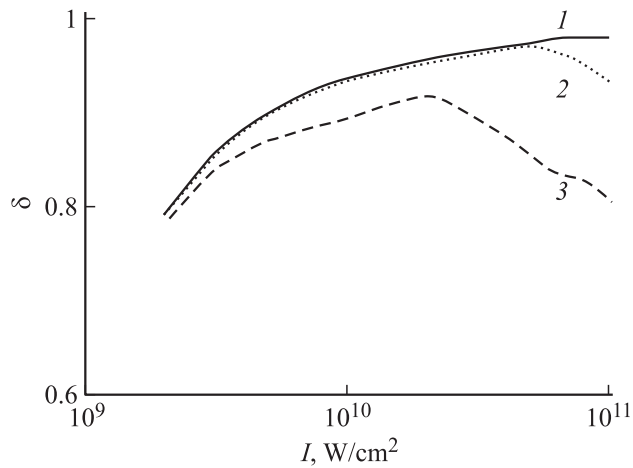


Рис. 2. Зависимость коэффициента δ от интенсивности лазерного излучения: 1 — БВИ, 2 — СРВ, 3 — СДВ.

режиме со скоростью $a = \left(\frac{\gamma^2 - 1}{8\rho} I\right)^{1/3}$, где ρ — плотность воздуха [11]. В этом случае наибольшее отклонение от данных рис. 1 можно ожидать для БВИ при $I = 10^{11}$ W/cm². Однако расчеты показывают, что боковое расширение в режиме СДВ возможно для $I \geq 2 \cdot 10^{10}$ W/cm² и уменьшает нижнюю границу скорости БВИ на 1%.

На рис. 2 представлены значения δ для трех обозначенных режимов. Вытекание плазмы через боковую поверхность несколько уменьшает скорость распространения разряда, наиболее значительно для СДВ. Согласно (1), при $u \gg a$ $\delta \rightarrow 1$, в случае БВИ данное условие выполняется, так как для этого режима характерна наибольшая скорость распространения разряда, и при $I \sim 10^{11}$ W/cm² $\delta \approx 1$, т.е. влиянием бокового разлета плазмы можно пренебречь.

Для СДВ и СРВ наблюдается максимум (при $I_m = 2 \cdot 10^{10}$ и $I_m = 5 \cdot 10^{10}$ W/cm² соответственно), а затем уменьшение величины δ . Такое поведение объясняется тем, что коэффициент поглощения свободными электронами μ имеет максимум при I_m (температура, при которой μ максимален, раньше достигается для СДВ). Максимум δ

соответствует максимуму коэффициента поглощения, а уменьшение коэффициента поглощения электронами приводит к уменьшению δ .

Минимальные значения δ для СДВ объясняются, тем, что для данного режима характерны минимальное значение отношения скоростей $u/a \approx 2$.

В завершении отметим, что использование вышеописанных уравнений позволяет определить влияние бокового расширения на режим движения лазерной плазмы. Наибольшее влияние боковое расширение оказывает на СДВ, наименьшее на БВИ.

Данные исследования проведены при поддержке грантов президента РФ МК-860.2009.2, контрактов АВЦПП № 2.1.1/1443 и № П567 Министерства образования и науки.

Список литературы

- [1] Ильин А.А., Букин О.А., Буланов А.В. и др. // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22. № 7. С. 705.
- [2] Lackner M., Charareh S., Winter F. // Optics express. 2004. V. 12. N 19. P. 4546.
- [3] Букин О.А., Ильин А.А., Нагорный И.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 13. С. 32.
- [4] Ильин А.А., Букин О.А., Буланов А.В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 6. С. 20.
- [5] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [6] Chen Y.-L., Lewis J.W.L., Parigger C. // J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer. 2000. V. 67. P. 91.
- [7] Zeldovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. New York: Dover Publications, 2002.
- [8] Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н. и др. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 6. С. 553.
- [9] Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюрин Г.А. // Труды Института экспериментальной метеорологии. 1992. № 23 (146). С. 42.
- [10] Gallagher J.W., Brion C.E., Samson J.A.R. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1988. V. 17. N 1. P. 9.
- [11] Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М. и др. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.