

04; 07

© 1990 г.

## ДИНАМИКА ОСТЫВАНИЯ СПЛОШНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ В ВОЗДУХЕ

*С. Н. Кабанов, Л. И. Маслова, Т. И. Тархова, В. А. Трухин, В. Т. Юров*

Цель работы — изучение динамики остывания изобарического канала протяженной сплошной лазерной искры в воздухе. Методом оптической пирометрии измерена температура горячего газа в канале и динамика ее падения в широком диапазоне погонных энергокладов  $q=0.1-3$  Дж/см. Установлено, что процесс остывания происходит как минимум на порядок быстрее, чем в том случае, если остывание определялось бы известной молекулярной теплопроводностью воздуха. Этот результат согласуется с данными других авторов, изучавших распад таких каналов интерферометрическими методами, и объясняется турбулизацией движения газа в канале. На основе простой модели выведено эмпирическое выражение для характерного времени остывания  $\tau_T \sim 5 \cdot 10^{-4} \sqrt{q}$ . Показано, что независимо от величины погонного энергоклада характерная скорость турбулизованного движения газа в канале равна  $u \sim 10^3$  см/с.

Сплошная искра, создаваемая между электродами газового разрядника при фокусировке лазерного излучения конической линзой (аксиконом), позволяет производить коммутацию при напряженности электрического поля в промежутке на несколько порядков ниже пробивной [1]. При этом задержка и разброс времени срабатывания разрядника относительно времени окончания гигантского импульса лазера практически отсутствуют, что является достоинством такого способа иницирования электрического разряда. Однако получение сплошных проводящих искр требует существенного погонного энергоклада лазерной энергии в газ. Например, для воздушной среды атмосферного давления эта величина составляет около 1 Дж/см [2, 3]. Оценки, проведенные по данным работы [3], показывают, что при протекании килоамперных токов длительностью  $\sim 10^{-7}$  с через лазерную искру с проводимостью  $5 \cdot 10^2$  Ом/см и радиусом 0.1 см выделяется дополнительно энергия  $\sim 0.1$  Дж/см. Поэтому процесс восстановления электрической прочности в высоковольтном зазоре после окончания электрического разряда будет в значительной мере определяться диссипацией объемной плотности энергии, вложенной в газ от лазера, что важно учитывать при разработке импульсно-периодических коммутаторов, например для ускорителей электронов в плазмохимических реакторах [4].

Исследование сплошных лазерных искр имеет и более общее значение для физики газового разряда, так как позволяет моделировать явления в распадающейся плазме, время жизни которой не зависит от способа создания проводящего канала. Главную роль при этом играют величина энергоклада и степень осевой симметрии [5]. Любое отклонение от нее (эллиптичность, дискретность и т. д.) на стадии вложения энергии приводит на изобарической стадии, когда давление в плазме и окружающем газе равны, к развитию интенсивных турбулентных течений. Скорость охлаждения (расширения) плазменного канала вихревыми потоками значительно превышает скорость, определяемую молекулярной теплопроводностью и выносом излучения. Экспериментально турбулентная распадающаяся плазма исследовалась с помощью интерферометрии и теневых методов [6, 7]. По движению границы горячего газа в работе [7] для широкого класса разрядов найдены эффективные значения теплопроводности.

Целью настоящей работы является изучение динамики остывания сплошной лазерной искры на изобарической стадии по данным спектроскопических измерений температуры газа и выявление зависимости скорости остывания от величины энерговклада.

Лазерная искра создавалась в горизонтальной плоскости излучением неодимового лазера с длительностью импульса 30 нс, длиной волны 1.06 мкм и расходимостью  $10^{-4}$  рад в герметичной камере объемом  $V \approx 8.3$  л, наполненной воздухом при давлении  $10^5$  Па. Энергия лазерного излучения контролировалась калориметром по отражению от одной из граней оптической системы, и ее значение в камере достигало 70 Дж. Фокусировка излучения осуществлялась аксиконом с углом при вершине  $169^\circ$ . Светящаяся область образующейся при пробое лазерной искры имела форму протяженного относительно однородного цилиндра длиной  $l \approx 20$  см и диаметром 3—5 мм. В ряде экспериментов для расширения диапазона энерговкладов лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 20 см. Получаемое при этом плазменное образование по форме близко к цилиндру, но с меньшей длиной, чем при фокусировке аксиконом.

Энергия лазерного излучения, вложенная в газ, частично выносится из плазмы излучением и ударной волной, а большая часть остается в виде тепла в камере. Поэтому для оценки энерговклада в эксперименте измерялось количество тепла  $Q$ , выделенное при лазерном пробое, для чего использовался нерезонансный акустический датчик с плоским конденсаторным микрофоном [8], измерявший амплитуду скачка давления  $\Delta p$  в камере спустя 20—100 мс после импульса лазера. В предположении, что к этому времени температура газа  $T$  падает ниже  $1500^\circ$  и теплоемкость в канале становится равной теплоемкости невозмущенного газа, величина  $Q$  определялась из выражения

$$Q = \frac{C_v \cdot V \cdot \Delta p}{R},$$

где  $C_v$  — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, а  $R$  — газовая постоянная.

Минимально обнаружимое количество тепла составляло 0.1 Дж и определялось наличием акустического фона. В проведенных экспериментах при различных способах фокусировки и варьируемых энергиях лазерного излучения значения  $Q$  изменялись в интервале от 0.1 до 40 Дж. Длина плазменного образования определялась по обзорным фотографиям искры. Диапазон погонного количества тепла  $q$  в аксионном канале составлял 0.2—1.7 Дж/см, а при фокусировке линзой расширялся от 0.1 до 3 Дж/см.

Для измерения температуры в изобарическом канале лазерной искры использовался метод оптической пирометрии. Проведенные оценки показали, что по окончании адиабатического расширения и при переходе к изобарическому остыванию в канале успевает установиться локальное термодинамическое равновесие, а плазма является оптически тонкой. Это обстоятельство позволило воспользоваться известными данными по оптическим свойствам горячего воздуха [9] и рассчитать спектральную излучательную способность плазмы  $\mathcal{E}_\lambda$ . Сравнивая экспериментально полученные значения  $\mathcal{E}_\lambda$  с расчетными, несложно найти соответствующую температуру газа в канале. Средняя по хорде спектральная излучательная способность изобарического канала определялась из измерений абсолютной спектральной яркости, которая в свою очередь находилась из сравнения со спектральной яркостью эталонного источника (вольфрамовая лампа накаливания СИРШ-6-40). Характерный поперечный размер светящейся области определялся при сканировании по хордам, а также независимо контролировался по обзорным фотографиям. Исследуемое излучение плазмы собиралось в направлении, перпендикулярном оси искры, и фокусировалось с единичным увеличением на щель монохроматора МДР-2 (обратная дисперсия 2 нм/мм) с высотой щели 1.2 мм. В соответствии с рекомендациями [9] спектральные участки выбирались свободными от сильных атомарных линий с центрами 708, 458, 396 и 391.4 нм. Фотоэлектрическая регистрация велась с помощью ФЭУ-79 на осциллографе С8-13.

Характерная зависимость температуры горячего воздуха в канале от времени, прошедшего с момента пробоя лазерной искры, для двух значений погонного количества тепла приведена на рис. 1. Замедление остывания при температурах около 6000 и 3500° объясняется ассоциацией соответственно атомов азота и кислорода в молекулы с выделением дополнительного тепла. Это согласуется с известными свойствами горячего воздуха и может служить также косвенным подтверждением принятого допущения о ЛТР. Обнаружен статистический разброс значений температуры от импульса к импульсу, превышающий ошибку измерения, которая при температурах ниже 8000° не превышала 5%. При более высоких температурах приводимые результаты представляют оценку сверху из-за повышенного давления в канале. Флуктуация величины  $Q$  сравнима с разбросом температуры и не зависит от степени очистки воздуха. Стабильность энергии лазера поддерживалась на уровне 5%. Остывание канала наблюдалось вплоть до температур, при которых, согласно [10], начинает восстанавливаться электрическая прочность искровых разрядных промежутков в воздухе.

Для интерпретации полученных данных по динамике остывания изобарического канала была применена простейшая модель теплопроводностного остывания осесимметричной нагретой области с гауссовым распределением избытка энтальпии (концентрации тепла)

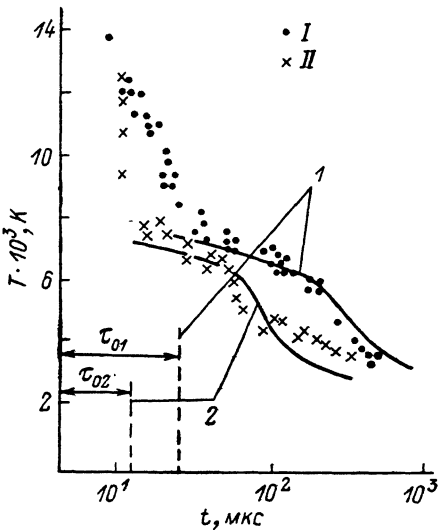


Рис. 1. Динамика остывания канала, создаваемого лазерной искрой в воздухе при фокусировке аксиконом.

Сплошные кривые — расчет по (2) с подгоночным коэффициентом  $\chi$ ;  $q$ , Дж/см: I — 1, II — 0.3;  $\chi$ , см<sup>2</sup>/с: I — 500, 2 — 300; I —  $\tau_{01}$  = 25 мкс, 2 —  $\tau_{02}$  = 13 мкс.

$$W(r, t) = W(t) \exp(-r^2/r_0^2(t)),$$

где  $r_0(t)$  — характерный радиус канала.

Было установлено, что независимо от величины погонного энерговклада (погонного количества тепла) переход от адиабатической стадии к изобарической происходит при  $8000 \pm 500^\circ$ . Избыток концентрации тепла в канале при этом неизменен  $W(\tau_0) \approx 0.5$  Дж/см<sup>3</sup> [11]. Предполагая, что затраты на сжатие «невозмущенного» газа в камере на этапе адиабатического расширения малы и все тепло сосредоточено в основном в лазерном канале, по измерениям выделенного в камере тепла  $Q$  можно оценить характерный радиус канала  $r_0(\tau_0)$  в начале изобарической стадии и время выравнивания давления  $\tau_0$  в канале

$$r_0(\tau_0) = \left[ \frac{Q}{\pi l(W(\tau_0) + W_\infty)} \right]^{1/2},$$

$$\tau_0 = r_0/c. \quad (1)$$

Здесь  $W_\infty$  — энтальпия невозмущенного газа,  $c$  — скорость звука в воздухе.

Если температуропроводность газа  $\chi$  не зависит от температуры, то в рамках сделанных допущений решение уравнения теплопроводности [12] для  $W(t)$  будет иметь вид

$$W(t) = W(0, t) = \frac{W(\tau_0)}{1 + (t - \tau_0)/\tau_T}, \quad (1)$$

где

$$\tau_T = \frac{r_0^2}{4\chi} \quad (3)$$

— характерное время остывания изобарического канала, т. е. время, в течение которого  $W$  падает вдвое по сравнению с  $W(\tau_0)$ , а температура падает до  $4800^\circ$ .

На рис. 1 приведены рассчитанные по (2) зависимости  $T(t)$  с соответствующими  $\chi_{\text{эфф}}$ , которые подбирались варьированием  $\chi$ . Необходимые для расчетов температурные зависимости термодинамических функций воздуха брались из [11]. Определенные таким способом  $\chi_{\text{эфф}}$  оказались на 3–4 порядка выше соответствующего коэффициента невозмущенного воздуха и в десятки раз больше молекулярной теплопроводности горячего воздуха [13]. Иными словами, остывание канала происходит значительно быстрее, чем в том случае, если бы теплопроводность определялась только движением молекул, как, например, в дугах [14]. Аналогичный результат получен и в работе [7], в которой оценка  $\chi_{\text{эфф}}$  проводилась по динамике характерного радиуса канала

$$r^2(t) = r_0^2 + 4\chi(t - \tau_0) = r_0^2(1 + (t - \tau_0)/\tau_T).$$

В [6, 7] экспериментально показано, что основным механизмом, приводящим к столь быстрому остыванию, является турбулентное перемешивание газа.

Так же как и в [7], в настоящей работе развитие турбулентных течений связывается с неоднородностью энерговклада вдоль оси каустики фокусирующего элемента.

Общим свойством турбулизованного движения газа, имеющего характерный размер  $\lambda$  и характерную скорость турбулентного движения  $u$ , является то, что явления переноса (в том числе и теплопроводность) характеризуются коэффициентом [12]

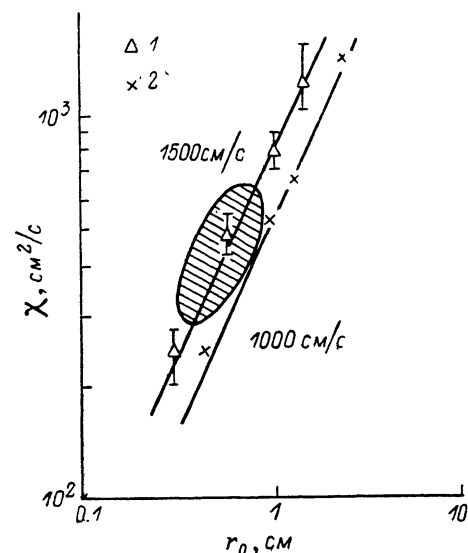


Рис. 2. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности  $\chi$  от радиуса  $r_0$  канала лазерной искры.

1 — фокусировка линзой, 2 — данные работы [7], заштрихованная область — фокусировка аксионом

$$\chi \sim \frac{1}{3} \cdot \lambda \cdot u. \quad (4)$$

Характерный размер турбулентности, как правило, сравним с характерным размером системы. В нашем случае таковым является радиус канала  $r_0$ . Линейная зависимость  $\chi_{\text{эфф}}$  от  $r_0$  (рис. 2) позволяет предположить, что скорость турбулентного движения постоянна в широком диапазоне значений погонного энерговклада и приблизительно равна  $1500 \text{ см/с}$ . На том же рис. 2 приведены результаты работы [7], которые хорошо ложатся на прямую, соответствующую значению  $u \approx 1000 \text{ см/с}$ . Такое расхождение может быть вызвано тем, что получаемые в [7] оценки  $\chi_{\text{эфф}}$  относятся к более поздним стадиям распада канала (более 1 мс), когда интенсивность турбулентного движения в канале несколько спадает. Таким образом, в широком диапазоне погонных энерговкладов  $q = 0.1 - 3 \text{ Дж/см}$  при условии наблюдаемой в эксперименте турбулизации движения газа в канале характерное время остывания и расширения канала  $\tau_T$ , как следует из формул (3) и (4), определяется его радиусом  $r_0$ . Выражения (1), (3) и (4) позволяют получить простую эмпирическую зависимость времени остывания от погонного энерговклада

$$\tau_T = 5 \cdot 10^{-4} \sqrt{q}.$$

Так, при  $q \approx 1$  Дж/см<sup>2</sup> получаем, что время остывания до 4800° составляет около 0.5 мс, а время остывания до 2000°, когда электрическая прочность газа определяется только его плотностью [10], будет равно  $\sim 10 \cdot \tau_T$ , т. е. около 5 мс.

В заключение авторы выражают благодарность В. С. Рогову за полезные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Марин М. Ю., Пильский В. Н., Полонский Л. Я. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1507—1511.
- [2] Кондрашов В. Н., Ситников С. Ф., Соколов В. Н. Препринт ИАЭ. № 3623/14. М., 1982. 7 с.
- [3] Коробкин В. В., Марин М. Ю., Пильский В. Н. и др. Препринт ИВТАН. № 5-179. М., 1985. 36 с.
- [4] Норман Г. Э., Полак Л. С., Сопин П. И., Сорокин Г. А. // Синтез соединений в плазме, содержащей углеводороды. М., 1985. С. 33—80.
- [5] Picope J. M., Boris J. D. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. P. 365—382.
- [6] Кондрашев В. Н., Родионов Н. Б., Ситников С. Ф., Соколов В. И. Препринт ИАЭ. № 4154/7. М., 1985. 13 с.
- [7] Greig J. R., Pechasek R. E., Raleigh M. // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. P. 2357—2364.
- [8] Антипов А. Б., Капитонов В. А., Пономарев Ю. Н., Сапожникова В. А. Оптико-акустический метод в лазерной спектроскопии молекулярных газов. Новосибирск: Наука, 1984. 127 с.
- [9] Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970.
- [10] Бельков Е. П. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 9. С. 1946—1951.
- [11] Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешаков А. С. и др. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., 1962. 268 с.
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [13] Варгафик Н. Б., Филиппов Л. П., Тарзиманов А. А., Тоцкий Е. Г. Теплопроводность жидкостей и газов. М., 1978.
- [14] Филькенбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма / Под ред. В. А. Фабриканта. М.: ИЛ, 1961. 369 с.

Поступило в Редакцию  
6 декабря 1988 г.

В окончательной редакции  
5 апреля 1989 г.