

- [1] Ройфе И. М., Буруцев В. А., Василевский М. А., Энгелько В. И. ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 944—956.
 [2] Василевский М. А., Никонов А. Г., Ройфе И. М. и др. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 1, с. 26—30.
 [3] Василевский М. А., Ройфе И. М., Энгелько В. И. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1983, в. 3, с. 184—203.
 [4] Гусев О. А., Ковалев В. Г., Марков В. Б. и др. Атомная энергия, 1985, т. 58, № 5, с. 348—350.
 [5] Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Автометрия, 1980, № 3, с. 92—99.

Поступило в Редакцию
5 ноября 1986 г.

УДК 537.523.9

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА ПРИ БОЛЬШИХ СЕЧЕНИЯХ ЛУЧА

О. Г. Иванов, Р. И. Окунев, Л. Н. Пахомов, В. Ю. Петрунькин

При фокусировании мощного лазерного излучения в газах возникает оптический пробой среды с образованием плазмы. Данное явление хорошо изучено для чистых газов при малых фокальных объемах и достаточно точно описывается теорией лавинной ионизации [1]. При пробоях в пучках большого сечения, обычно наблюдаемом в атмосферном воздухе, происходит значительное снижение пороговой интенсивности пробоя $I_{\text{пор}}$ и разбиение плазмы на ряд светящихся областей. Это явление получило название длинной лазерной искры (ДЛИ) [2]. Протяженность ДЛИ может превышать 60 м [3].

В настоящее время установлено, что на формирование ДЛИ влияют аэрозольные частицы, концентрация которых при нормальных условиях достаточно велика. Нагрев достаточно крупных аэрозольных частиц и их испарение способствуют оптическому пробоям газов [4].

В большинстве работ исследовался пробой при относительно малом сечении луча или в средах с искусственным распределением аэрозолей. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования динамики развития пробоя в воздухе и его пороговой интенсивности при значительном изменении площади пучка в фокальной перетяжке (на 3 порядка). Показано, что полученные данные могут быть объяснены влиянием аэрозольных частиц.

Рассмотрим пробой воздуха сфокусированным лазерным пучком. Примем, как и в работе [5], что при пробое воздуха на аэрозольных частицах

$$I_{\text{пор}} = Aa^{-k}$$

(где A — постоянный коэффициент, a — радиус частицы, $k=1+2$), а распределение частиц по размерам описывается формулой Юнге

$$dn/da = Ba^{-(\beta+1)},$$

причем n — концентрация частиц, B — постоянный коэффициент, $\beta=2\div 4$, $k=2\div 4$. Тогда, учитывая эти соотношения, в случае, если можно пренебречь потерями энергии на образование лазерной искры, что справедливо при небольшом количестве отдельных пробоев и их сечении, много меньшем сечения лазерного пучка, можно получить следующие выражения для основных пространственных параметров лазерной искры:

$$n_{\text{пр}} = \frac{BA^{1/k}}{\beta} I^{k/1k} \quad (1)$$

— концентрация очагов пробоя, — средняя частота отдельных вспышек вдоль оси луча

$$\nu = \frac{BA^{1/k}}{\beta} \int_S I^{\beta/k} (S') dS', \quad (2)$$

где S — площадь поперечного сечения луча,

$$N_{\text{пр}} = \int_V n_{\text{пр}}(V') dV' \quad (3)$$

— математическое ожидание количества пробоев, где V — объем, занимаемый излучением. Проинтегрировав последнее выражение по каустике, получим

$$N_{\text{пр}} = CI_0^{\beta/k} S_0^2 = \frac{CP^{\beta/k}}{S_0^{(\beta/k-2)}}, \quad (4)$$

где C — коэффициент, включающий A , B и зависящий от угловой расходимости лазера (для гауссова пучка при $k=1$, $\beta=3$ $C = \pi BA^{1/k}/18 \lambda$); I_0 , S_0 — интенсивность и площадь пучка в фокальной плоскости; P — мощность лазерного излучения.

Так как аэрозольные частицы распределены в пространстве хаотически, образование ДЛИ является пуассоновским случайным процессом. Для этого процесса имеем вероятность отсутствия пробоев

$$p_0 = \frac{N_{\text{пр}}^0}{0!} e^{-N_{\text{пр}}} = e^{-N_{\text{пр}}},$$

а вероятность того, что будет по крайней мере один пробой,

$$p = 1 - e^{-N_{\text{пр}}}.$$

Будем считать, что на пороге пробоя $p=1/2$, при этом

$$I_{\text{пор}} = \left(\frac{\ln 2}{CS_0^2} \right)^{k/\beta}. \quad (5)$$

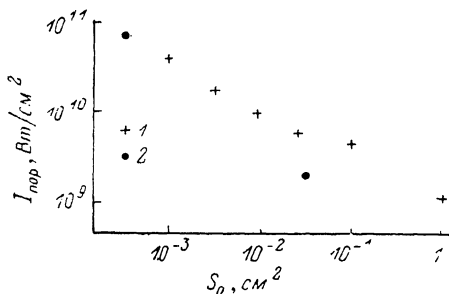


Рис. 1.

Из формул (2) и (4) следует, что с ростом выходной мощности лазера $N_{\text{пр}}$ и ν должны довольно быстро увеличиваться как $P^{\beta/k}$. Однако в реальных условиях из-за наличия поглощения и рассеяния лазерного излучения плазмой это увеличение будет несколько меньше. Из формулы (5) видно, что $I_{\text{пор}}$ должно уменьшаться с ростом S_0 (как $1/S_0^{2k/\beta}$).

В наших экспериментах использовался лазер на стекле с неодимом, собранный на базе двух серийных лазеров ГОС 1001. Установка состоит из задающего генератора с неустойчивым резонатором и одного каскада усиления. Модуляция добротности осуществлялась металлизированной лавсановой пленкой, которая просветлялась под действием электрического импульса. Выходная энергия установки достигала 200 Дж, угловая расходимость не превышала $3 \cdot 10^{-4}$ рад. Длительность импульса задающего генератора 30 нс, а после усиления 50 нс.

Исследовалась искра, образующаяся при фокусировании излучения или линзами с фокусным расстоянием от 1 до 5 м, или увеличением базы неустойчивого резонатора; при этом перетяжки получались с фокусным расстоянием от 10 до 40 м.

В ходе исследований была экспериментально определена зависимость $I_{\text{пор}}$ от площади пучка в перетяжке (рис. 1) при длительности импульса 30 нс (1). Там же приведены два значения из работы [6], при длительности импульса 200 нс (2). При наших измерениях лазерное излучение ослаблялось поглощающими фильтрами, а лазер работал в одном и том же режиме, что исключает дополнительную зависимость от длительности импульса. Лазерная искра получалась при фокусировании излучения различными линзами в помещении, а два последних значения графика получены при фокусировании с помощью телескопического резонатора на улице. Поэтому некоторое изменение в приведенной зависимости можно объяснить различной концентрацией аэрозолей.

Из рис. 1 видно, что $I_{\text{пор}}$ уменьшается с увеличением S_0 и зависимость эта близка к степенной с показателем 2/3. Это говорит о хорошем соответствии с формулой (2) при $k/\beta=1/3$. Значения $I_{\text{пор}}$ из [6] находятся примерно в той же зависимости от S_0 .

На рис. 2, а приведена фотография лазерной искры, полученной при энергии лазера 100 Дж и фокусном расстоянии линзы 1.5 м. Первая точка пробоя расположена на 0.65 м перед фокусом, последующие пробой более яркие и по мере приближения к фокусу сближаются. Вблизи фокуса наблюдается квазиравномерное распределение очагов пробоя, что, по-видимому, вызвано искажением лазерного пучка при поглощении и преломлении его плазмой. Расстояние между отдельными вспышками в данном случае менее 1 см. На фотографии видно, что пробой располагаются не на одной прямой, а встречаются по всему сечению пучка.

Аналогичное пространственное распределение лазерной искры наблюдается и при фокусировке на больших расстояниях. При этом минимальное расстояние между отдельными пробоями увеличивается до нескольких сантиметров, а протяженность участка с квазиравномерным распределением возрастает относительно полной длины искры (от первого до последнего пробоя).

Необходимо отметить, что большая часть искры располагается перед фокусом, а за ним примерно $1/3$ яркой части, хотя в отдельных реализациях встречаются и редкие вспышки далеко от фокуса.

На рис. 2 приведены также развертки центральной части искры, полученные через ИК фильтр, пропускающий только лазерное излучение, и без фильтра. В данных условиях пробой наступал сначала в фокусе, а затем по мере увеличения мощности лазерного импульса

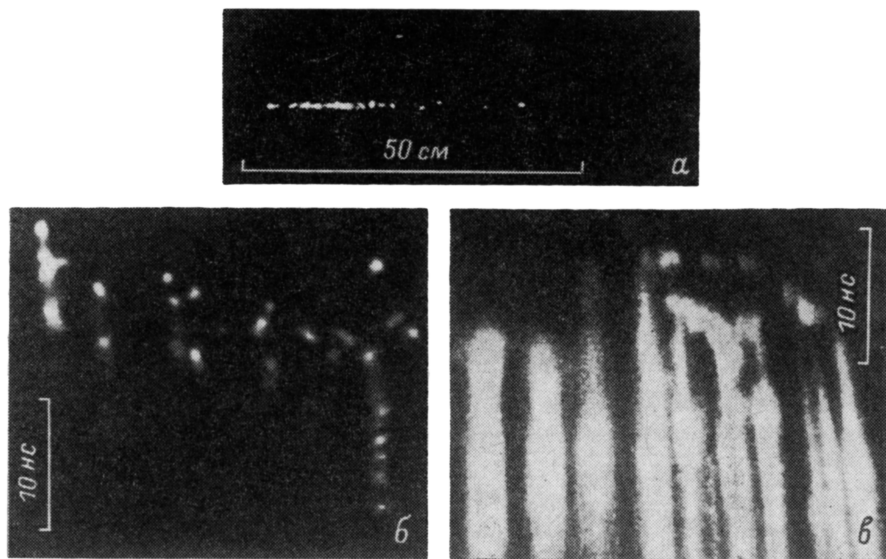


Рис. 2. Общий вид ДЛИ (а), бесщелевые развертки центральной части ДЛИ с ИК фильтром (б) и без фильтра (в). Излучение распространяется справа налево.

развивался и в других точках. Возникновение пробоя сопровождается яркой вспышкой рассеянного лазерного излучения, а затем постепенно нарастает свечение в широком спектре. При регистрации через фильтр, обрезая лазерное излучение, указанные вспышки отсутствуют. Длительность отдельной вспышки не превышает 1 нс.

Указанные характерные особенности временного развития искры могут быть объяснены иницированием лазерного пробоя воздуха аэрозольными частицами. Яркие вспышки в начале пробоя вызываются рассеянием лазерного излучения на плотной плазме испарившейся частицы. По мере разлета плазмы ее концентрация падает, поглощение растёт, она смешивается с окружающим воздухом, нагревает его и вызывает светодетонационное развитие искры [1].

Минимальная интенсивность, при которой еще встречался пробой, в наших экспериментах составляла 0.5 Гвт/см^2 , что может быть объяснено наличием порога пробоя аэрозольных частиц.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты (зависимость $I_{\text{пор}}$ от площади сечения луча, структура ДЛИ и динамика развития искры) согласуются аэрозольным механизмом образования ДЛИ [4] и могут быть полезны при прогнозировании ее параметров.

Литература

- [1] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [2] Райзер Ю. П. УФН, 1980, т. 132, № 3, с. 549—581.
- [3] Парфенов В. А., Пахомов Л. Н., Петрунькин В. Ю., Подлеский В. А. Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 6, с. 731—734.
- [4] Загарченко С. В., Семенов Л. П., Скрипкин А. М. Тр. ИЭМ, 1983, в. 31 (105), с. 11—25.

- [5] Захарченко С. В., Скрипкин А. М. ЖТФ, 1985, т. 55, № 10, с. 1935—1942.
 [6] Жужукало Е. В., Коломыйский А. Н., Настоящий А. Ф., Пляшкевич Л. Н. Квант. электр., 1981, т. 8, № 5, с. 1122—1123.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
 24 ноября 1986 г.
 В окончательной редакции
 22 апреля 1987 г.

УДК 538.565

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОДОБОТНЫХ ГРЕБЕНЧАТЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Л. Н. Лук, В. Н. Родионова, Г. Я. Слепян

Проблема создания высокодобротных электромагнитных резонаторов с разреженным спектром собственных колебаний в миллиметровом диапазоне длин волн λ важна для всестороннего и полного освоения этого диапазона. Чаще всего используются открытые резонаторы различных типов [1, 2]; обычные объемные резонаторы [3] имеют недостаточно высокую добротность Q и сильно сгущенный спектр.

Одна из интересных возможностей уменьшения поглощения в металлических стенках (а значит, повышения Q) заключается в использовании гребенчатых отражающих поверх-

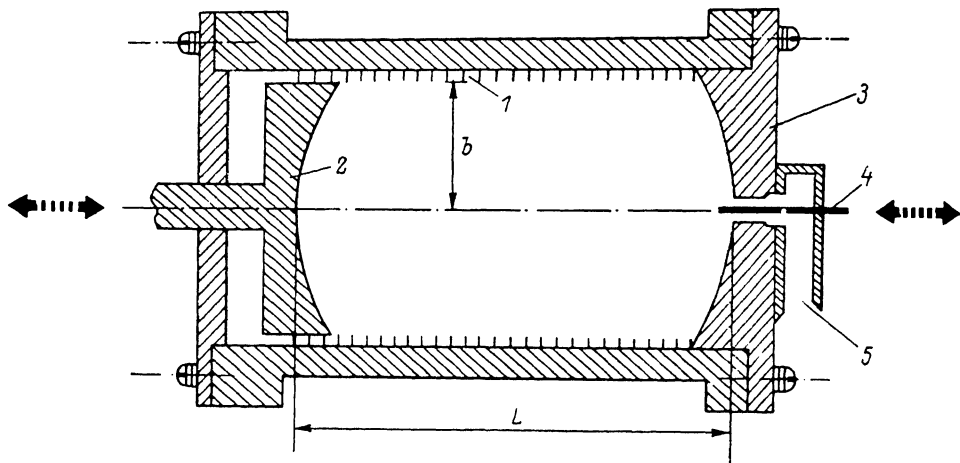


Рис. 1.

ностей; в [4-6] дана теория и выявлен физический механизм эффекта. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию объемного резонатора с гребенчатыми стенками. Эксперимент показал, что собственная добротность таких резонаторов может достигать порядка 10^5 единиц. Для сравнения отметим, что конфокальный открытый резонатор со сферическими зеркалами имеет близкую добротность при большем на порядок объеме, а при одинаковом объеме добротность гребенчатого резонатора в несколько раз выше (плотность спектра у сравниваемых резонаторов в обоих случаях примерно одинакова).

1. Эскиз экспериментального макета исследуемого резонатора показан на рис. 1. Он представляет собой полый цилиндр, на внутренней боковой поверхности которого имеется периодическая структура 1. Торцевые крышки 2, 3 имеют гладкую поверхность и могут быть как плоскими, так и сферическими с радиусом кривизны примерно $3b$ (одна из них сделана подвижной для перестройки резонатора в диапазоне частот). Возбуждение резонатора производится тонким штырем 4, который запитывался от стандартного прямоугольного волновода через волноводно-коаксиальный переход 5.