

А.Г. Аристов, Л.Я. Марголин, В.И. Пильский, Л.Я. Полонский, Л.Н. Пятницкий

**НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ИСКРЫ
В «БЕЗДИФРАКЦИОННОМ» ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ**

Исследована структура канала сплошной протяженной лазерной искры, возникающей в атмосфере на оси распространения «бездифракционного» (бесселева) пучка, формируемого аксиконом. Фотографирование с наносекундным временным разрешением показало, что на начальной стадии формирования канала он представляет собой регулярную последовательность плазменных зон пробоя, принимающих при расширении воронкообразную форму. Предложено объяснение причин возникновения подобной структуры на основе эффекта самомодуляции «бездифракционного» пучка в нелинейной среде.

При фокусировке лазерного излучения с помощью конической линзы (аксикона) образуется так называемый «бездифракционный» лазерный пучок [1, 2]. Он характеризуется длиной распространения $L \approx R/[(n-1)\alpha]$ (R — радиус фокусируемого луча,

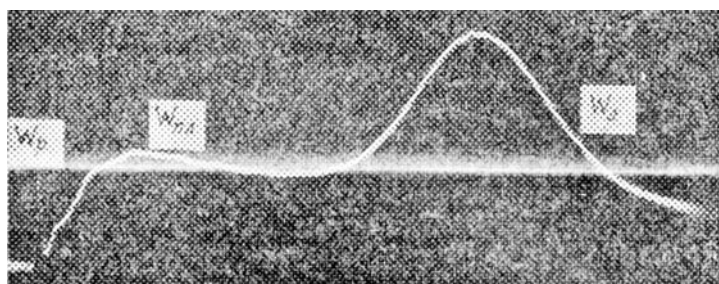


Рис. 1. Осциллограммы рассеянного (W_p) и собственного ($W_{ил}$) излучений искры и греющих о лазерного излучения ($W_л$)

n — показатель преломления материала аксикона, α — угол при его основании) и осевой каустики постоянной по всей длине L диаметра $d_0 = 2,42\lambda[\pi\alpha(n-1)]^{-1}$ [1] (λ — длина волны лазерного излучения). Для стеклянного аксикона с $\alpha = 15^\circ$, $n = 1,5$ и излучения с $1,06$ мкм при $R = 2,5$ см эти параметры составляют $L \approx 20$ см и $d_0 \approx 6$ мкм.

Термин «бездифракционный» пучок является не совсем точным. Дифракция в таких пучках присутствует, просто ее влияние скомпенсировано за счет бокового энергоподвода. Поэтому диаметры осевой и побочных максимумов интенсивности излучения не зависят от координаты вдоль оси распространения пучка. Для краткости будем использовать этот термин, введенный в [2], снабдив его кавычками. Более правильно было бы использовать названия дифракционно-компенсированный или бесселев пучок.

К каждому участку приосевой зоны энергия подводится независимо, что позволяет при оптическом пробое воздуха формировать в атмосфере длинные сплошные плазменные разрядные каналы. Их электрофизические свойства [3] свидетельствуют об отсутствии разрывов в канале такого разряда. Однако на фотографиях искр в свете рассеянного греющего излучения на ранней стадии пробоя обнаружена периодическая вдоль оси распространения пучка структура плазменного канала [4]. Такая периодичность может быть связана с гофрированностью его поверхности при постоянной вдоль оси электронной концентрации либо с пространственной модуляцией последней вдоль канала.

Начальная стадия развития искры весьма интересна как с точки зрения приложений (формирует структуру канала), так и с научных позиций, поскольку общая точка зрения на физику процесса оптического пробоя в настоящее время отсутствует. Работа посвящена детальному изучению структуры искрового канала, возникающего в бездифракционном лазерном пучке.

Искра создавалась одноименным лазером на неодимовом стекле. Энергия импульса составляла 60 Дж, длительность — 50 нс. Излучение фокусировалось аксиконом с преломляющими углами $\alpha = 10$ или 15° . При этом лучи сводились в каустику под углами $= 5$ или $7,5^\circ$ к оси соответственно. Исследовались искры в атмосферном воздухе при давлениях $p = 0,05$ – 10 атм. Проводилось фотографирование в плоскости, перпендикулярной оси разряда. Использовались камеры с открытыми затворами и электронно-оптическими затворами, обеспечивавшими экспозицию 5 нс [5]. Импульсы

рассеянного W_p и собственно $W_{пл}$ излучений искры (рис. 1) имели максимум шириной 2–5 нс в первом случае и 100–200 нс во втором. Эти длительности фактически определяли времена экспозиции кадров камерами с открытыми затворами при съемке в свете рассеянного лазерного излучения и свечения плазмы. Для получения серии кадров за один цикл существования искры использовались три кадровых ЭОП с кабельной задержкой (рис. 2). На фотокатоды ЭОП с помощью объекта 4 и системы зеркал 5, 6, 7, 8 проецировалось изображение участка искрового канала с увеличением в 4 раза. Импульсное питание осуществлялось с помощью лазерного разрядника 9. Длительность затворного импульса определялась длиной зарядного коаксиального кабеля 10. Последовательное включение затворов обеспечивало съемку в разные моменты времени, определяемые длинами коаксиальных кабелей 11–13, затворный импульс из регистрировался широкополосным осциллографом 14 (С7–10Б). Этим же осциллографом с помощью фотоэлементов 15 регистрировался импульс рассеянного греющего излучения W_p , совпадавший с моментом пробоя в данной точке, лазерный импульс W_l и импульс свечения плазмы $W_{пл}$.

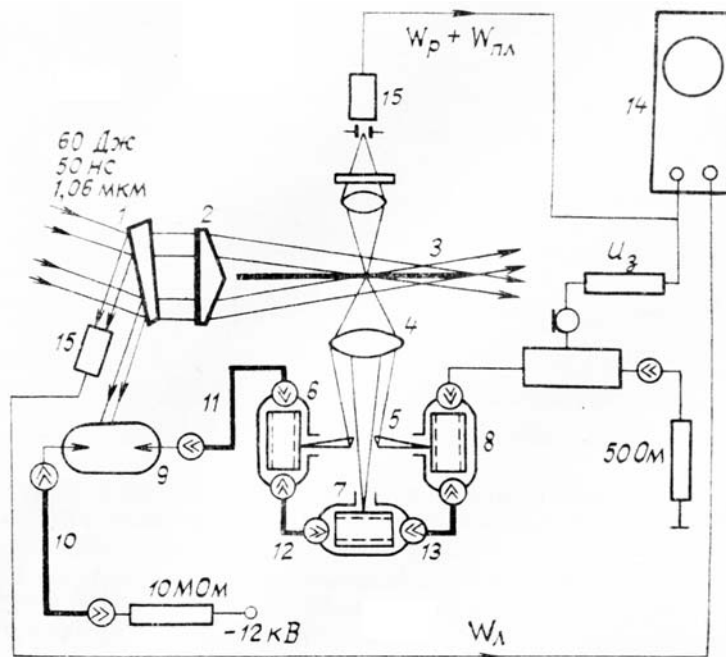


Рис. 2. Схема измерений при использовании электронно-оптических затворов: 1 — лазерный пучок; 2 — аксикон; 3 — лазерная искра в «бездифракционном» пучке, остальные обозначения в тексте

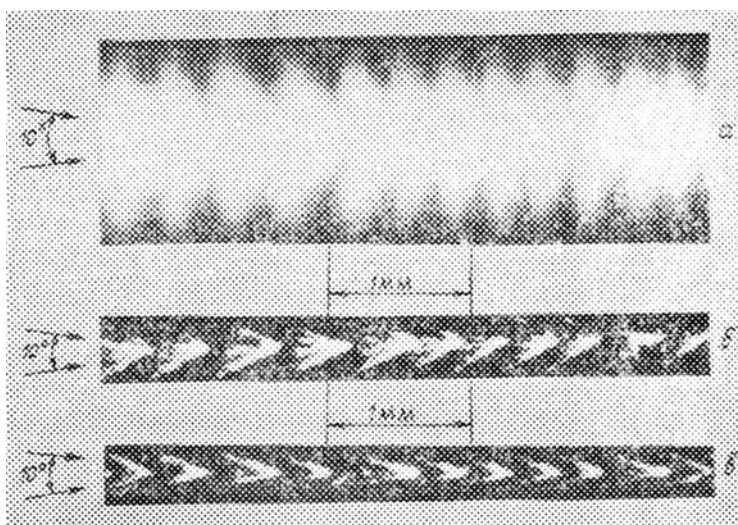


Рис. 3. Фотографии участка искрового канала в воздухе в свете собственного (а) и рассеянного греющего (б, в) излучений ($\alpha = 10^\circ$, $p = 1$ атм)

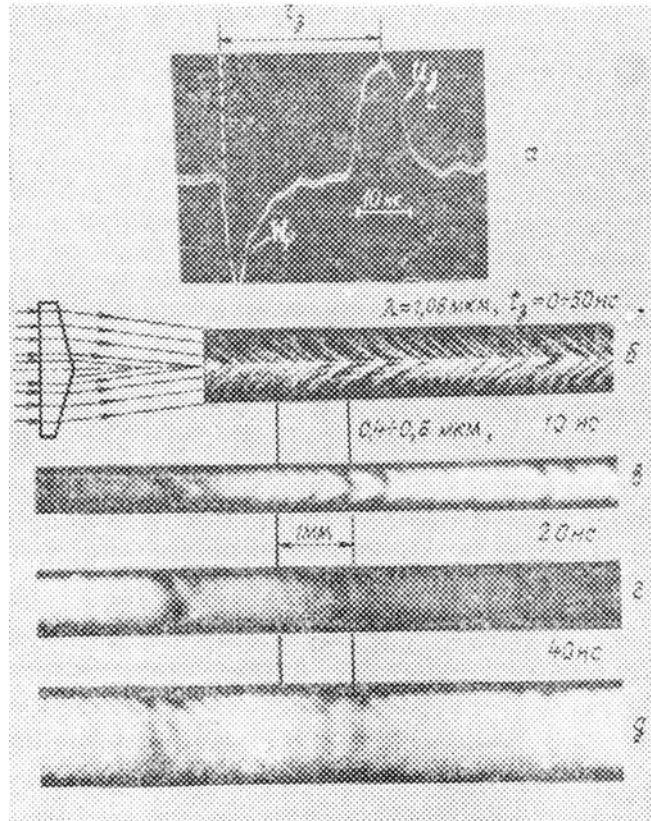


Рис. 4. Результаты многокадровой съемки искрового канала ($\alpha = 15^\circ$, $p = 1$ атм): *a* — сигнал рассеяния (W_p) при пробое и затворный импульс (U_3); *b* — фотография участка канала в рассеянном свете; (*b*–*d*) — фотографии того же участка в видимом свете с экспозицией 5 нс через различное время t_s после пробоя

На рис. 4 приведены фотографии участка искры в атмосферном воздухе с экспозицией 5 нс в три последовательных момента времени в видимом свете (рис. 4, *b*–*d*) и интегрально по времени в свете рассеянного греющего излучения (рис. 4, *b*). «Бездифракционный» пучок сформирован аксиальном с углом при основании $\alpha = 15^\circ$.

На осциллограмме (рис. 4, *a*) приведены импульс рассеянного излучения W_p и импульс управления электронно-оптическим затвором U_3 . Из полученных данных следует, что в ранней стадии развития искрового разряда (ко второй наносекунде после пробоя) его канал представляет собой цепочку периодически расположенных плазменных сгустков. Оценка значений концентрации электронов в них дала $N_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [6]. В промежутках значения N_e должны быть существенно меньше (по крайней мере на порядок).

Серия кадров на рис. 4 подтверждает возникновение очагов пробоя первоначально в периодически расположенных зонах фокального отрезка. Видно, что эти очаги быстро сливаются в сплошной канал, но следы структуры остаются. Пробой происходит первоначально на оси. Этой стадии на снимке в рассеянном свете соответствует цепочка осевых точек. При расширении плазменных образований зоны блеска на их поверхности прочерчивают при съемке в рассеянном свете на фотопленке траектории типа «елочки».

Аналогичный вид имели фотографии канала при изменении давления как в меньшую, так и в большую сторону.

Предположительной причиной наблюдаемой периодичности структуры искрового канала является самомодуляция «бездифракционного» пучка при распространении в нелинейной среде [7].

Нелинейность при оптическом пробое может возникнуть, как неоднократно отмечено в [8–15], вследствие появления заметного количества возбужденных атомов и молекул или ионизации газа и превращения его в слабоионизованную плазму. В последнем случае следует предположить, что свечение столба слабоионизованной и относительно холодной плазмы не регистрируется на фотографиях вследствие малой интенсивности. Зафиксированная же периодическая структура возникает из-за интенсивного разогрева плазмы в максимумах интенсивности бездифракционного пучка. Ее масштаб совпадает с предсказанной теорией величиной, приблизительно равной λ/γ^2 , где λ — длина волны греющего лазерного излучения, а γ — угол фокусировки лучей к оси «бездифракционного» пучка.

1. Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Попонин В.П., Пятницкий Л.Н. //Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 2. С. 265–270.
2. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. //Phys. Rev. Letters. 1987. V. 58. № 15. P. 1499–1501.
3. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Рейнгольд А.В. //ЖТФ. 1987. Т. 57. № 8. С. 1507–1511.
4. Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. //Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 4. С. 218–222.
5. Аристов А.Г., Берковский А.Г., Костин А.Б., Марголин Л.Я., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. //Тезисы докладов I Всес. симпозиума по радиационной плазмодинамике. М.: Энергоиздат, 1989. Т. 2. С. 19.
6. Коробкин В.В., Костиков К.А., Марголин Л.Я. и др. Рассеяние греющего излучения при оптическом пробое газов атмосферного давления в каустике аксикона. М., 1987. (Препринт /ИВТАН № 5-215).
7. Андреев Н.Е., Батенин В.М., Марголин Л.Я. и др. //Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 3. С. 83–87.
8. Аскарьян Г.А. //Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4. С. 400–403.
9. Григорьев Ф.В., Калиновский В.В., Кормер С.Б. и др. //ЖТФ. 1986. Т. 56. № 1. С. 120–126.
10. Бункин Ф.В., Красюк И.К., Марченко В.М. и др. //ЖЭТФ. 1971. Т.60. №4. С. 1426–1331.
11. Korobkin V.V., Alcock A.J. //Phys. Rev. Letters. 1968. V. 21. № 20. P. 1433–1436.
12. Alcock A.J., De Michelis C., Richardson M.C. //IEEE J. Quant. Electronic. V. 6. № 10. P. 622–629.
13. Tomlinson R.G. //IEEE J. Quant. Electronic. 1969. V. 5. № 12. P. 591–592.
14. Bakos J.S., Foldes I.B., Sorbei Z. //Appl. Phys. 1981. V. 52. № 2. P. 627–634.
15. Giulietti D., Giulietti A., Lucchesi M., Vassely M. //Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 2916–2921.

Институт высоких температур АН СССР,
Москва

Поступило в редакцию
23 августа 1989 г.

A.G. Aristov, L.Ya. Margolin, L.Ya. Polonskii, L.N. Pyatnitskii. Formation and Propagation of the «Diffraction-Free» Laser Beams.

«Diffraction-free» (Besselian) light beams are formed by conic optical elements (lenses, mirrors) – axicons. This type of beam essentially differs from the Gaussian one by constant diameter of the axial caustic, side axisymmetrical power inflow to the caustic zone at a fixed angle and Besselian intensity distribution over the beam cross-section. Comparison is made in the paper between the theoretical and experimental data on Besselian beams structure and three regimes of optical breakdown for such beams are considered.