

Л.Я. Полонский, Л.Н. Пятницкий

СПЛОШНЫЕ ПРОТЯЖЕННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИСКРЫ В ВОЗДУХЕ

При распространении лазерного излучения в воздухе в случае превышения порога оптического пробоя возникает лазерная искра, вид которой существенно зависит от способа фокусировки излучения. В настоящей работе проведен обзор результатов исследования сплошных протяженных искр, возникающих при подводе лазерного излучения к линейной зоне пробоя осесимметрично сбоку с помощью конической линзы (аксикона), и сравнение их с длинными дискретными лазерными искрами, возникающими в каустике длиннофокусной сферической линзы.

1. Введение. Оптический пробой воздуха в каустике длиннофокусной сферической линзы и возникающие при этом лазерные искры «неточной» структуры изучены достаточно подробно [1–3]. Менее широко известны результаты исследования оптического пробоя атмосферного воздуха (и других газов) в бездифракционных лазерных пучках, характеризующихся боковым подводом излучения к зоне фокусировки и распределением поля в поперечном сечении в виде функции Бесселя нулевого порядка [4, 5]. В этих условиях возникает новый тип оптического разряда — сплошная протяженная лазерная (СПЛ) искра.

СПЛ-искры представляют большой интерес как с точки зрения обнаружения новых физических эффектов, так и многочисленных применений. В этой связи достаточно упомянуть создание активной среды коротковолновых плазменных лазеров [6, 7], коммутацию [8–13], транспортировку пучков заряженных частиц к термоядерной мишени в установках пучкового синтеза [14, 15], формирование плазменных антенн [16, 17] и др. В большинстве из перечисленных работ использовалась традиционная фокусировка сферической линзой, а для образования сплошного разрядного канала к дискретной лазерной искре прикладывалось высокое электрическое напряжение. Электрический пробой по следу дискретной лазерной искры позволяет соединить отдельные плазменные зоны в сплошной канал, однако для этого требуются значительные промежутки времени (10–100 мкс) и электрические поля (\sim кВ/см) [8–12]. Необходимость дополнительного воздействия оптического пробоя на плазму создает неудобства, а значительные величины времени формирования сплошного канала и разброса этого времени делают такой комбинированный разряд просто непригодным для ряда задач, например, для быстрой коммутации и создания инверснозаселенной многозарядной плазмы. Наконец, такой комбинированный лазерно-электрический пробой не позволяет сформировать строго прямолинейный разрядный канал.

Оптический пробой при аксиконной фокусировке обеспечивает формирование сплошного прямолинейного канала за время порядка полуширины лазерного импульса без дополнительного воздействия. Впервые аксикон для создания лазерной искры был использован в [18], где искра длиной 3 см в аргоне при давлении 90 атм создавалась излучением рубинового лазера. Затем при фокусировке излучения CO₂-лазера германиевым аксиконом в условиях предварительной ионизации вспомогательным электрическим пробоем (ионизирующим фактором являлось ультрафиолетовое излучение) была получена искра длиной 1 м в гелии при давлении 7 атм [19]. В этих работах приведены лишь интегральные по времени фотографии искр, а какие-либо доказательства формирования сплошного канала и сведения о его динамике отсутствуют.

В воздухе лазерная искра длиной 10 см с использованием стеклянных аксиконов с преломляющими углами 18 и 23° для фокусировки излучения неодимового лазера была получена в 1982 г. [20, 21], впоследствии ее длину удалось увеличить до 1 м (рис. 1) [22].

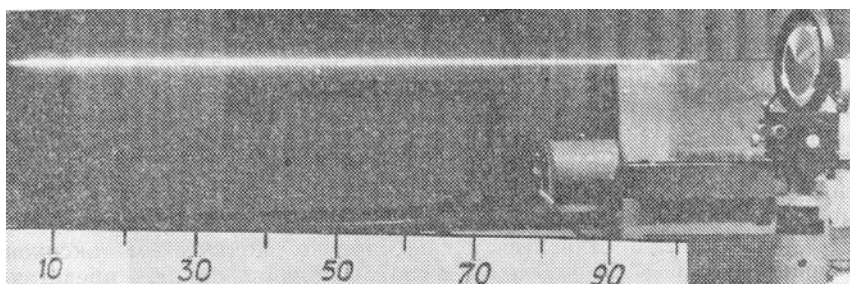


Рис. 1. Сплошная искра длиной 1 м (масштабные метки в сантиметрах)

2. Особенности аксионной фокусировки. Проведенные расчеты показали, что распределение интенсивности вдоль оси фокусировки конического аксикона неравномерное [23, 24]. Конкретный вид его зависит от профиля интенсивности в сечении исходного лазерного пучка, т. е. при работе с гауссовыми и гипергауссовыми пучками от параметра их гауссовости N [24]. Для гауссового пучка ($N = 1$) максимальная интенсивность достигается в середине фокального отрезка. При увеличении N максимум смещается к дальнему его концу, и для пучка с однородностью ($N = \infty$) зависимость вырождается в прямую линию с максимумом в дальнем конце зоны фокусировки. Эксперименты авторов проводились при $N = 5$, когда максимум находился на расстоянии $2/3$ длины фокального отрезка от аксикона.

Для обеспечения постоянной интенсивности вдоль оси фокусировки необходимо согласовать профили аксикона и лазерного пучка [5, 24]. При этом аксикон будет иметь коноидную форму для гауссовых и гипергауссовых пучков, а коническому аксикону соответствует лазерный пучок с гиперболическим профилем интенсивности. Дополнив коноидный аксикон переменной по радиусу исходного лазерного пучка временной задержкой света, можно реализовать программируемую последовательность пробоя различных участков фокального отрезка, в том числе одновременный пробой и режим бегущего фокуса [25].

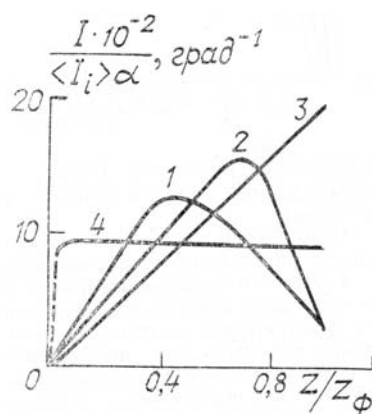


Рис. 2. Зависимость приведенной интенсивности вдоль оси фокусировки аксикона: фокусировка 1 — гауссова пучка ($N = 1$), 2 — гипергауссова пучка с $N = 5$, 3 — пучка с равномерной интенсивностью ($N = \infty$), 4 — согласованным с профилем лазерного пучка аксиконом. I и $\langle I_i \rangle$ — интенсивности лазерного излучения на оси фокусировки и средняя по сечению исходного пучка; α — угол при основании аксикона (преломляющий угол) в градусах, z — расстояние от аксикона, z_ϕ — длина фокального отрезка аксикона

3. Прогнозирование длины искры может быть осуществлено на основе изложенных выше фокусирующих свойств аксикона [26]. На рис. 2, 3 соответствующие расчетные графики приведены вместе с экспериментальными данными по пробоям воздуха излучением неодимового одноимодового лазера с длительностью импульса 50 нс и энергией до 140 Дж.

При построении первого из графиков (рис. 2) использовано то обстоятельство, что при условии измерения расстояния вдоль оси в долях длины фокального отрезка z/z_0 , интенсивность линейно зависит от преломляющего угла аксикона α (для $\alpha \leq 15 - 20^\circ$). Поэтому отложив вдоль оси ординат приведенный коэффициент фокусировки (отношение интенсивностей на оси фокусировки и в исходном лазерном пучке, деленное на величину α), получим универсальные зависимости, пригодные для любых аксиконов в указанном диапазоне углов α .

Кривые 1, 2, 3 относятся к фокусировке коническим аксиконом лазерных пучков с $N = 1, 5$ и ∞ , а горизонтальная линия 4 представляет коноидные аксиконы, форма которых согласована с профилем интенсивности в исходном лазерном пучке. В последнем случае пробой должен происходить при достижении порогового значения интенсивности света почти на всей длине фокального отрезка. Если же интенсивность ниже пороговой, пробой не происходит.

При фокусировке коническим аксиконом ситуация несколько другая: пробой должен начаться в точке, где коэффициент фокусировки максимален, и распространяться в обе стороны от нее по мере нарастания мощности излучения в процессе генерации лазерного импульса. Эксперименты подтверждают справедливость этого вывода [26, 28].

Из рис. 3 видно, что невыгодно осуществлять пробой в условиях $\langle I_i \rangle / I_{0,95} > 0,4$, поскольку при этом двухкратное увеличение мощности лазерного импульса удлиняет искру всего на несколько процентов. Гораздо эффективнее для увеличения длины искры изменить преломляющий угол или радиус исходного лазерного пучка.

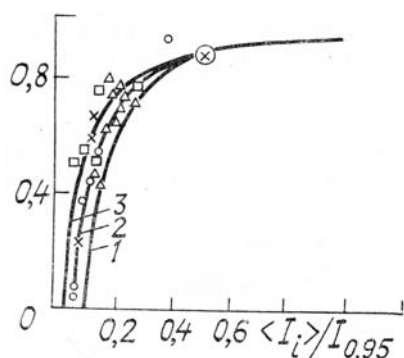


Рис. 3. Зависимость приведенной длины зоны превышения порога оптического пробоя ($2 \cdot 10^{11}$ Вт/см²) от приведенной интенсивности исходного лазерного пучка: 1— $N = 1$, 2— $N = 5$, 3— $N = \infty$. Экспериментальные данные: $N = 5$, \circ — $\alpha = 23^\circ$, \square — $\alpha = 18^\circ$, \triangle — $\alpha = 15^\circ$, \times — $\alpha = 10^\circ$, \otimes — $\alpha = 5^\circ$

Разработанная методика прогнозирования длины пробоя весьма полезна при планировании исследований и обработке их результатов.

4. **Динамика развития пробоя** изучалась с помощью разработанных для этой цели электронно-оптических камер с лазерным запуском [27]. При фокусировке коническим аксиконом ($\alpha = 15^\circ$) пробой начинался в точке максимальной интенсивности (рис. 2) и распространялся от нее в обе стороны вдоль фокального отрезка: к лазеру со скоростями $\sim 2 \div 5 \cdot 10^8$ см/с, а от лазера $\sim 0,4 \div 2 \cdot 10^8$ см/с. Формирование искры по всей длине длилось около 20 нс. Эта величина может быть уменьшена укорочением лазерного импульса.

Поперечное расширение искры начинается со скоростью $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с, которая затем быстро падает. Диаметр канала достигает максимального значения 1 см за $6 \div 7$ мкс. Отрыв цилиндрической ударной волны от канала происходит примерно через 1,5 мкс после пробоя. Подробно результаты исследования динамики пробоя изложены в [28–30].

5. **Формирование сплошного канала и его структура** исследовались методами теневой съемки и регистрации рассеянного искрой греющего лазерного излучения [30–35]. Установлено, что на ранней стадии формирования (в момент начала свечения плазмы в данной области) канал СПЛ искры имеет вид квазипериодично расположенных очагов пробоя, характерный размер которых не превышает 50 мкм, а период равен $\sim 0,1 \div 0,2$ мм при использовании аксикона с $\alpha = 15^\circ$ [34–35].

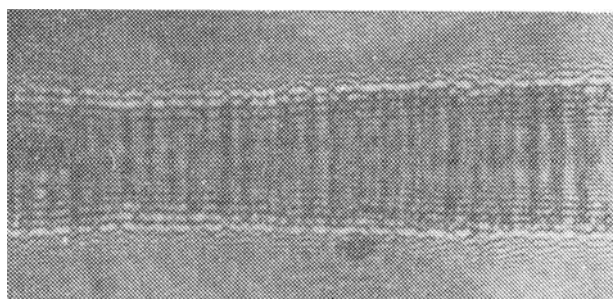


Рис. 4. Тенеграмма канала СПЛ–искры через 400 нс после пробоя. Диаметр канала 5 мм

Очаги пробоя быстро расширяются, смыкаясь за время ≤ 5 нс [36], так что к моменту окончания формирования канала по всей длине (20–30 нс) он уже является сплошным, что подтверждается тенеграммами, полученными в процессе и после окончания формирования [32]. Однако следы неоднородной структуры заметны на тенеграммах в течение нескольких десятков микросекунд. Они проявляются в виде периодических ячеек типа поперечных страт и гофрированной поверхности канала [30] (рис. 4).

Пробой на аэрозолях не может объяснить периодичность структуры, да и требуемая концентрация частиц (10^7 см⁻³) гораздо выше любой мыслимой запыленности воздуха. Что касается возможно влияния локальных дефектов аксикона и флуктуации интенсивности лазерного пучка по его сечению, то фотографии каустики не подтвердили их наличия [36].

Наиболее вероятной причиной возникновения в СПЛ–искрах канала с периодической модуляцией электронной концентрации следует считать самофокусировку лазерного излучения с образованием многофокусной структуры [39]. Оценка на основе френелевского механизма отражения дает для электронной концентрации в очагах пробоя значение $n_e \sim 10^{20}$ см⁻³ [36]; с учетом динамического диапазона пленки и использованного набора светофильтров можно предположить, что в промежутках между ними n_e в первые наносекунды после пробоя по крайней мере на два порядка величины меньше. При слиянии плазменных зон в сплошной канал эта разница уменьшается.

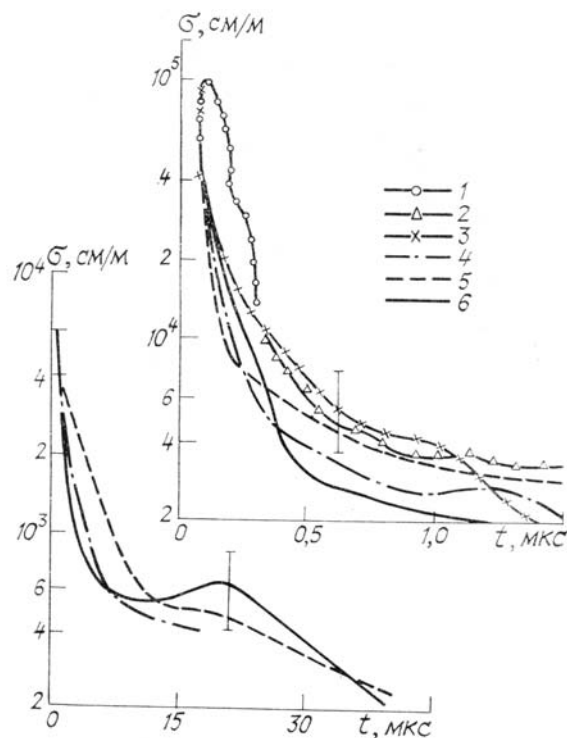


Рис. 5. Средняя по каналу СПЛ-искры удельная электропроводность плазмы: 1 — напряжение на электродах, разведенных на 12 см, $U = 3600$ В, 2 — $U = 400$ В, 3 — $U = 200$ В, 4 — $U = 24$ В, 5 — $U = 5$ В, 6 — $U = 1$ В

6. Электрофизические свойства искрового канала изучались с помощью коаксиального разрядника с игольчатым и сетчатым электродами [13, 30]. В основном измерения проводились с межэлектродными промежутками ~ 10 см при низких напряжениях ($1 \div 25$ В) и малых токах (~ 1 А) с целью минимизации вносимых током возмущений. Однако отдельные серии проводились и при мощном воздействии, когда через искровой канал транспортировались токи до 10 кА.

Полученные результаты подтверждают наличие сплошного токопроводящего канала к моменту касания его концами электродов, совпадающему по времени с максимумом лазерного импульса. Коммутация происходила даже в сверхслабом поле $\sim 0,1$ В/см и длилась в этих условиях более 50 мкс. Сопротивление метровой искры, показанной на рис. 1, составляло около 10 Ом при напряжении на ней 20 В.

Максимальные значения удельной электропроводности при транспортировке слабых токов достигались в начальной стадии коммутации и составляли 10^3 см/м. Затем в течение 0,5 мкс она уменьшалась до $2 \div 5 \cdot 10^4$ см/м, а далее медленно спадала за 40 мкс до 200 см/м. Оценка температуры канала по его электропроводности показала, что он довольно быстро охлаждается от $8 \cdot 10^4$ К в начальной стадии до 10^4 К через 0,3 мкс после пробоя, а затем она меняется мало, достигая величины $7 \cdot 10^3$ К только к 45-й мкс [30, 31] (рис. 5).

При пропускании мощных импульсов тока канал существовал около 4 мс, после чего разрушался изгибной неустойчивостью.

В отсутствие напряжения от внешнего источника на электродах разрядника характер импульсов тока и напряжения менялся: они становились двуполярными, причем первый полупериод длился около 400 нс, а второй — от 2 до 10 мкс. Напряжение на искре длиной 12 см достигало в максимуме 1 В при внешней нагрузке 1,25 Ом, а в цепи протекал ток 0,5 А [37].

Таким образом, по электрофизическим свойствам сплошные лазерные искры сильно отличаются от дискретных, и могут быть гораздо более эффективно использованы в коммутационных устройствах.

7. Оптические свойства сплошных искр. В эмиссионных спектрах СПЛ искр в воздухе атмосферного давления при погонном энергокладе 2 Дж/см присутствуют интенсивный континуум во всем исследованном диапазоне 620–230 нм, молекулярные полосы (390–370 и 360–340 нм) и большое количество изолированных линий NI, OI, NII, OH, CI [38, 33] (рис. 6).

Оценка температуры плазмы по спектроскопическим данным дала: $2,7 \cdot 10^4$ К через 30 нс, $1,8 \cdot 10^4$ К через 130 нс и $1,3 \cdot 10^4$ К через 500 нс после пробоя, что удовлетворительно совпадает с оценками температуры по электропроводности (рис. 7). Электронная концентрация в эти же моменты времени составляла $1,5 \cdot 10^{19}$, $4 \cdot 10^{18}$ и $1,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ соответственно [33].

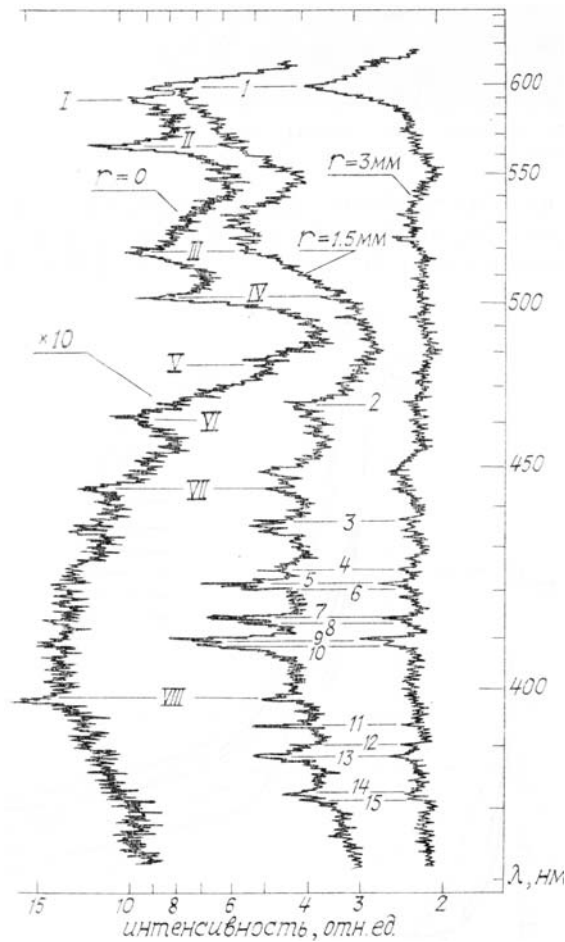


Рис. 6. Результаты фотометрирования одной из спектрограмм СПЛ-искры в воздухе атмосферного давления при трех значениях радиуса канала r ($r = 0$ на оси-слева; $r = 1,5$ мм — посередине; $r = 3$ мм — справа): 1, 2, 4–10, 13, 14 – NI; 3, 11 – OI; 12 – N₂⁺; (I–VIII) – III. Интенсивность осевой денситограммы (слева) ослаблена в 10 раз

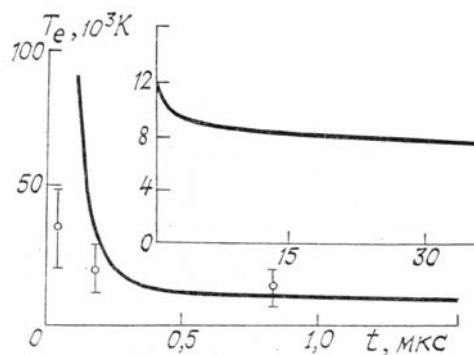


Рис. 7. Оценка температуры искрового канала по электропроводности (сплошная линия) и по спектрограммам (кружки)

При увеличении энерговклада в 2–3 раза в спектре появляются 2- и 3-кратные ионы, особенно отчетливо наблюдаемые при понижении давления воздуха в связи с ослаблением при этом интенсивности континуума.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. — Новосибирск: Наука, 1984. — 215 с.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. — 590 с.
3. Райзер Ю.П. — УФН, 1980, т. 132, вып. 3, с. 549–581.
4. Dugnin J.J. — Opt. Soc. of Amer., 1987, v. 4, № 4, p. 651–654.

5. Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Попонин В.П., Пятницкий Л.Н. — Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 2, с. 265—270.
6. Roy G., Blanchard M., Tremblay R. — Optics Comms., 1980, v. 33, № 1, p. 65—68.
7. Боровский А.В., Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Увалиев М.И. Численный расчет коэффициентов усиления и ослабления света на переходах водопроводных ионов в плазме. — М., 1986. — 48 с. (Препринт/1 ТВТАН № 5—186).
8. Данилов О.Б., Тульский С.А. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 10, с. 2040—2043.
9. Зворыкин В.Д., Николаев Ф.А., Холин И.В., Чугунов А.Ю., Шелоболин А.В. — Физика плазмы, 1979, т. 5, № 5, с. 1140—1144.
10. Greig J.R., Koopman D.W., Fernsler R.F., Pechachek R.E., Vitkovitsky I.M., Ali A.W. — Phys. Rev. Letts, 1978, v. 41, № 3, p. 174—177.
11. Horton L.D., Gilgenbach R.M. — Phys. Fluids, 1982, v. 25, № 10, p. 1702—1704.
12. Koopman D., Greig J., Pechachek R., Ali A., Vitkovitsky I., Fernsler R. — J. de Physique, 1979, (C7), v. 40, p. 419—420.
13. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Шейн-длин А.Е. — Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, с. 1322—1325.
14. Ионас Дж. — УФН, 1981, т. 133, № 1, с. 159—180.
15. Olsen J.N., Leeper R.J. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, № 5, p. 3397—3404.
16. Dwyer T.J., Greig J.R., Murfy D.P., Perin J.M., Pechachek R.E., Raleigh M. — IEEE Trans. on anten., 1984, v. 32, № 2, p. 141—146.
17. Аскарьян Г.А., Раевский И.М. — Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып. 18, с. 1131—1137.
18. Зельдович Б.Я., Мульченко Б.Ф., Пилипецкий Н.Ф. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 3, с. 794—796.
19. Tremblay R., D'Astous Y., Roy G., Blanchard M. — Optics Comms., 1979, v. 28, № 2, p. 193—196.
20. Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — В кн.: Физика электрического пробоя в газах. (Тезисы докладов). — Махачкала, 1982, с. 9—10.
21. Бункин Ф.В., Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Куриный Ю.А., Пятницкий Л.Н. — Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 2, с. 443—444.
22. Важнейшие результаты НИР ИВТАН. — М.: Наука, 1987, с. 93.
23. Roy G., Tremblay R. — Optics Comms., 1980, v. 34, № 1, p. 1—3.
24. Волкова Н.А., Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Малышева Е.Ю., Попонин В.П., Пятницкий Л.Н. Фокусировка лазерного излучения аксиконами. — М., 1983. — 83 с. (Препринт/ИВТАН № 5—126).
25. А.с. 1082292 (СССР). Устройство для получения лазерной искры. (Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н.) — БИ, 1984, № 39, с. 198.
26. Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, вып. 3, с. 146—151.
27. Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — В кн.: Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропотекающих процессов (Тез. докл. 12 Всес. конференции). М., 1985, с. 30.
28. Коробкин В.В., Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пильский В.И., Пятницкий Л.Н. — Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 5, с. 959—963.
29. Коробкин В.В., Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пильский В.И., Пятницкий Л.Н. Динамика сплошного оптического разряда в воздухе. — М., 1984. — 32 с. (Препринт/ИВТАН № 5—127).
30. Коробкин В.В., Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пильский В.И., Пятницкий Л.Н., Рейнгольд А.В. Физические свойства и закономерности развития сплошных протяженных лазерных искр. — М., 1985. — 36 с. (Препринт/ИВТАН № 5—179).
31. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Рейнгольд А.В. — ЖТФ, 1987, т. 57, вып. 8, с. 1507—1510.
32. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Рейнгольд А.В. — В кн.: Материалы VIII Всес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1986, ч. II, с. 235—239.
33. Марголин Л.Я., Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — Физика плазмы, 1986, т. 12, вып. 9, с. 1095—1100.
34. Костиков К.А., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — Письма в ЖТФ, т. 13, № 4, с. 218—222.
35. Марголин Л.Я., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — В сб.: Взаимодействие оптического излучения с веществом (Тез. докл. VII Всес. конференции). Л., 1988, с. 166—167.
36. Коробкин В.В., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Костиков К.А. Рассеяние греющего излучения при оптическом пробое. — М., 1987. — 31 с. (Препринт/ИВТАН № 5—215).
37. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — В кн.: Физика быстропотекающих плазменных процессов. Гродно, 1986, с. 16—17.
38. Марголин Л.Я., Марин М.Ю., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. — В кн.: Материалы VIII Всес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1986, ч. II, с. 230—234.
39. Луговой В.Н., Прохоров А.М. — УФН, 1973, т. III, вып. 2, с. 203—247.

Институт высоких температур АН СССР, Москва

Поступила в редакцию 2 марта 1988 г.

L. Ya. Polonsky, L. N. Pyatnitsky. **Continuous Extended Laser Sparks in Air.**

Collected results obtained from the studies of continuous extended sparks induced by a laser beam focused axi-symmetrically on one side of the linear breakdown region by means of an axicon are reviewed and compared with those observed for discontinuous laser sparks involved in the caustic of a long-focus spherical lens.