

## О ВОЗМОЖНОМ ПОРОГОВОМ ХАРАКТЕРЕ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ ИСКРЫ

Е. В. Паркевич, А. И. Хирьянова

*Изучено влияние предельного тока разряда на динамику формирования искровых каналов в воздухе при атмосферном давлении. Показано, что ограничение тока через промежуток до нескольких десятков ампер приводит к резкому падению скорости развития искрового канала с катода. При данных амплитудах тока микроструктура канала не разрешается, а величина максимальной электронной плотности наблюдаемой плазмы составляет  $\approx(1 - 2) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в масштабе  $\sim 100 \text{ мкм}$  прикатодной области.*

**Ключевые слова:** сильноионизованная плазма, искровые каналы, микроструктура, электронная плотность плазмы, варьирование тока разряда.

*Введение.* В работах [1–3] было показано, что искровые каналы, развивающиеся во время импульсного наносекундного разряда в воздушной среде, обладают сложной нитевидной микроструктурой. Будучи несколько сотен микрон в диаметре, одиночные искровые каналы состоят из большого количества микроканалов плазмы с электронной плотностью  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [3] и выше, вблизи поверхности электродов [4]. Микроканалы обладают диаметрами  $\sim 10\text{--}50 \text{ мкм}$ , а времена их формирования могут быть соизмеримы с 1 нс. Механизм формирования микроструктуры искры, однако, всё ещё остаётся предметом дискуссии ввиду естественной нехватки экспериментальных данных. В частности, неизвестно, зависит ли процесс формирования микроструктуры искры от мощности удельного энерговклада, вводимого в газоразрядную среду. Последний, как известно, в значительной степени определяется характеристиками используемого высоковольтного генератора, питающего разряд. Одной из таких характеристик является предельный ток генератора. К сожалению, детального исследования влияния предельного тока высоковольтного генератора на процесс формирования микроструктуры искровых каналов до сих пор не проводилось.

В данной работе мы представляем первые результаты в исследовании отмеченного вопроса.

*Постановка экспериментов.* Исследования проводились на установке [3, 4], состоящей из импульсного высоковольтного генератора (до 30 кВ, фронт  $\approx 4$  нс, длительность 40 нс, максимальный ток  $\sim 300$  А), синхронизованного с пикосекундным лазером (Nd:YAG, Lotis LS-2151, две длины волны 1064 нм и 532 нм, общая энергия выходного пучка 80 мДж, длительность пучка 70 пс для 532 нм) с точностью не хуже 1 нс. Высоковольтный импульс генератора подавался на исследуемый разрядный промежуток с геометрией типа “острие-плоскость”. Катод был сделан из медной проволоочки диаметром 100 мкм. Плоский анод представлял собой торец медного цилиндра диаметром 10 мм, соосного катоду. Зазор между торцом проволоочки и плоским анодом составлял  $\approx 2$  мм. Рабочей средой являлся обычный воздух при атмосферном давлении. Разрядный промежуток находился внутри коаксиальной газоразрядной камеры, оснащенной датчиками напряжения и тока разряда. Сигналы электрофизических измерений записывались цифровым осциллографом LeCroy WM8620A (6 ГГц, 20 Гвыб/сек). Часть лазерного излучения зондировала плазму, возникающую (с субнаносекундной точностью [4]) в исследуемом промежутке после момента его электрического пробоя. Плазма зондировалась пятью лазерными пучками, импульсы в которых следовали с задержкой друг относительно друга 1–2 нс, начиная с момента возникновения первичного катодного пятна, вплоть до смыкания противоположных электродов результирующим плазменным каналом. Лазерный пучок, прошедший сквозь плазму, регистрировался высококачественной оптической системой. Для каждого из пучков одновременно записывались интерферограмма, теневое и шпирен изображение плазмы с 10х увеличением при пространственном разрешении 3 мкм. Информация о сдвиге фазы зондирующего излучения извлекалась из интерферограмм при помощи разработанных ранее процедур обработки интерференционных изображений [5, 6]. Извлеченные распределения сдвига фазы далее переводились в распределения электронной плотности плазмы с использованием подхода к численному расчету, развитого в работе [7]. Ошибка восстановления электронной плотности не превышала 10% и определялась в большей степени ошибкой симметризации профилей извлекаемых сдвигов фазы. Последнее было необходимо для решения обратной задачи Абеля.

Ключевым аспектом исследований являлась техника изменения предельного тока, протекающего через разрядный промежуток. Для этого в анодный узел, между анодным электродом и токовым шунтом (схема датчика описана в [3]), вносился балласт-

ный резистор постоянного номинала. Использовались резисторы марки ТВО длиной 30–40 мм, мощностью  $\sim 1\text{--}3$  Вт, сопротивлением 0.3–3 кОм. Каждый резистор был упакован в цилиндрическую вставку из диэлектрика, интегрируемую в область между анодом и токовым шунтом. Варьирование балластных резисторов (их номинала) позволяло ограничивать ток через разрядный промежуток и, тем самым, менять характерный энерговклад в газоразрядную среду, не влияя на прочие ключевые условия эксперимента (например, амплитуду напряжения разряда).

*Результаты исследований и их обсуждение.* Варьирование предельного тока через разрядный промежуток существенно влияло не только на общую картину эволюции сильноионизованной плазмы с катода, но и на некоторые характеристики плазмы. В данной работе мы остановимся на двух важных режимах работы генератора, в одном из которых достигался результирующий искровой канал со сложной микроструктурой, а в другом формирование микроструктуры прекращалось, и наблюдался лишь небольшой участок однородного канала.

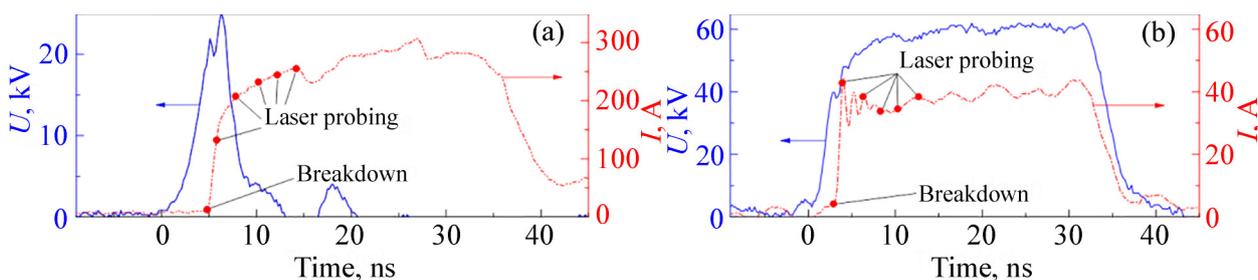


Рис. 1: Осциллограммы напряжения ( $U$ ) и тока ( $I$ ) разряда при разрядении высоковольтного генератора: (a) только на исследуемый разрядный промежуток (выстрел № 1), (b) на промежуток с балластным сопротивлением 700–800 Ом в анодном узле (выстрел № 2). Точками на кривых тока отмечены моменты зондирования разряда и пробой промежутка.

На рис. 1 представлены осциллограммы напряжения ( $U$ ) и тока ( $I$ ) разряда в двух ключевых режимах работы высоковольтного генератора. В первом случае (выстрел № 1, рис. 1(a)) генератор разряжался только на исследуемый промежуток при максимальном токе разряда  $\sim 300$  А. Во втором случае (выстрел № 2, рис. 1(b)) в исследуемый промежуток был внесен балластный резистор с сопротивлением 700–800 Ом, ограничивающий ток до  $\sim 40$  А. Скорость роста тока разряда в обоих выстрелах одинакова и составляет  $\sim 100$  А/нс. Максимум тока разряда при отсутствии балластного резистора достигает  $\approx 200$  нс за  $\approx 2$  нс и далее возрастает до  $\sim 300$  А по мере развития разряда. При

наличии балластного резистора ток разряда достигает величины  $\sim 40$  А за время, чуть короче 0.5 нс, и далее его величина остается примерно постоянной до окончания приложенного высоковольтного импульса. Измеренное напряжение разряда соответствует удвоенной амплитуде напряжения, прикладываемого на промежуток, из-за отражения импульса.

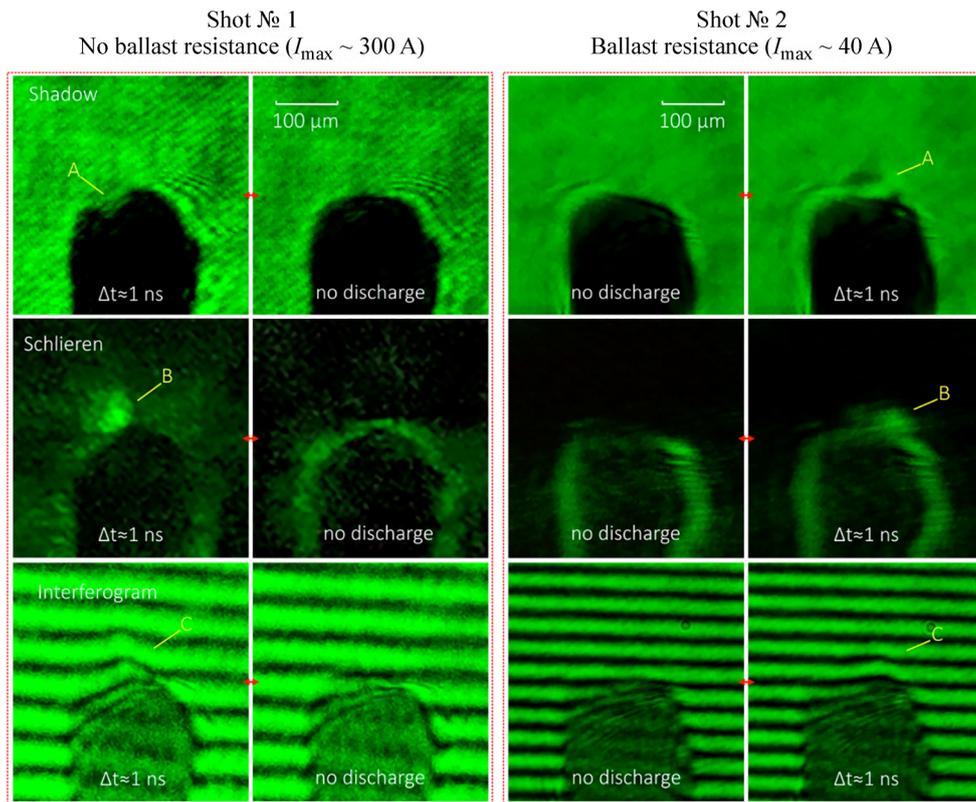


Рис. 2: Лазерные фотографии, демонстрирующие появление катодного пятна в выстрелах № 1 ( $I_{\max} \sim 300$  А) и № 2 ( $I_{\max} \sim 40$  А). На изображениях отмечены: А – область резкого изменения морфологии поверхности катода, В – катодное пятно, С – область сдвига фазы зондирующего излучения. Тёмная область – торец катода.

На рис. 2 и 3 представлены интерферограммы, теневые и шпирен изображения, демонстрирующие развитие сильноионизованной плазмы с вершины катода при различных максимальных токах разряда, начиная с появления микронного пятна плазмы на катоде, см. рис. 2, заканчивая формированием результирующего искрового канала в промежутке, см. рис. 3. Величины  $\Delta t$  соответствуют интервалу времени, прошедшему после момента пробоя промежутка до момента зондирования разряда одним из лазерных пучков.

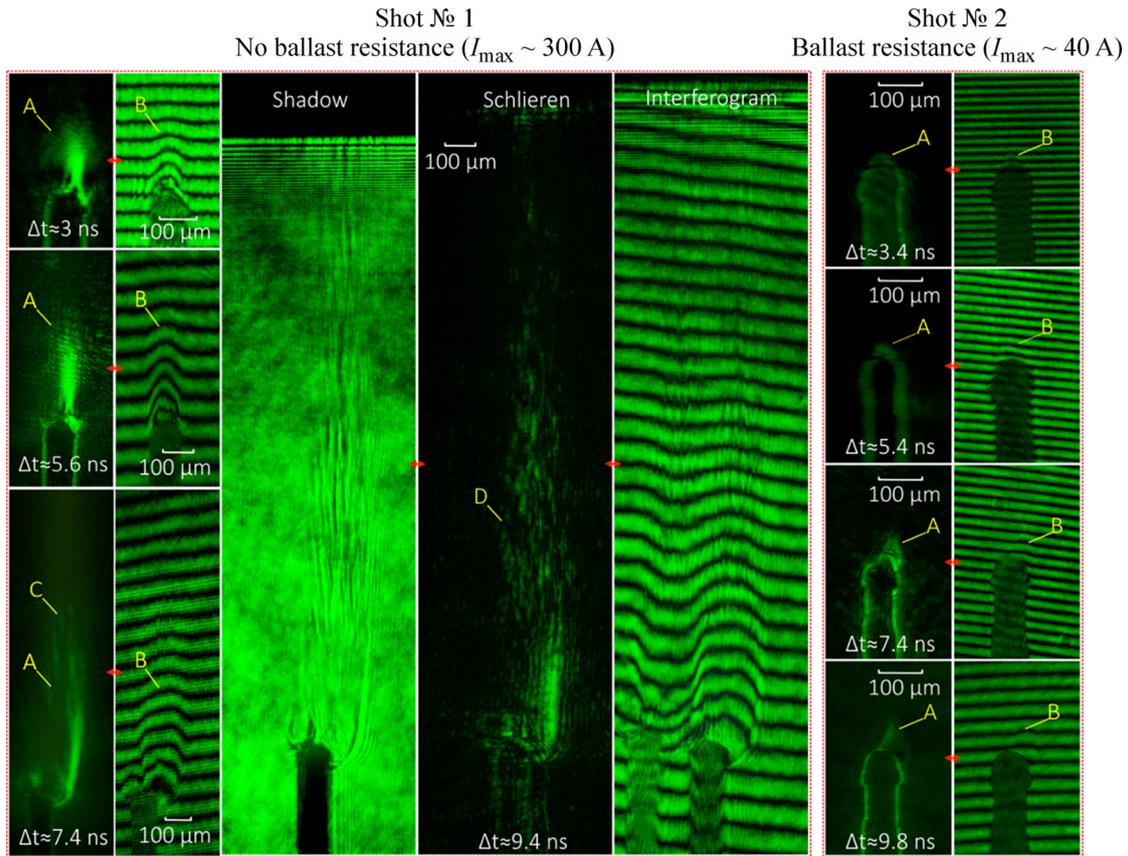


Рис. 3: Лазерные фотографии сильноионизованной плазмы, распространяющейся с вершины катода в выстрелах № 1 ( $I_{\max} \sim 300 \text{ A}$ ) и № 2 ( $I_{\max} \sim 40 \text{ A}$ ). На изображениях отмечены: *A* – рефракция излучения на градиентах электронной плотности плазмы, *B* – область сдвига фазы зондирующего излучения, *C* – область дробления вершины растущего канала на микроканалы, *D* – результирующий искровой канал с микроструктурой.

Каждое катодное пятно на рис. 2 представляет собой сферический сгусток плазмы с резкими границами диаметром  $\approx 25 \text{ мкм}$ , окруженный плазмой с менее резкими границами, которая распространяется в сторону анода. Величины электронной плотности пятен, см. рис. 4(а), оказались близкими для обоих рассматриваемых режимов работы генератора. Максимальная электронная плотность в пятнах составляет  $n_e \approx 4.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $n_e \approx 3.2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в выстрелах № 1 и № 2. Результирующие плазменные формирования на рис. 2 обладают характерным диаметром  $\approx 40\text{--}50 \text{ мкм}$  и длиной  $\approx 70 \text{ мкм}$  и  $\approx 40 \text{ мкм}$ . Учитывая, что изображения прикатодной плазмы в обоих выстрелах на рис. 2 получены через  $\Delta t \approx 1 \text{ нс}$  после момента пробоя, характерная скорость расширения плазмы

с катода может быть оценена как  $\approx 7 \cdot 10^6$  см/сек (при  $I_{\max} \sim 300$  А) и  $\approx 4 \cdot 10^6$  см/сек (при  $I_{\max} \sim 40$  А).

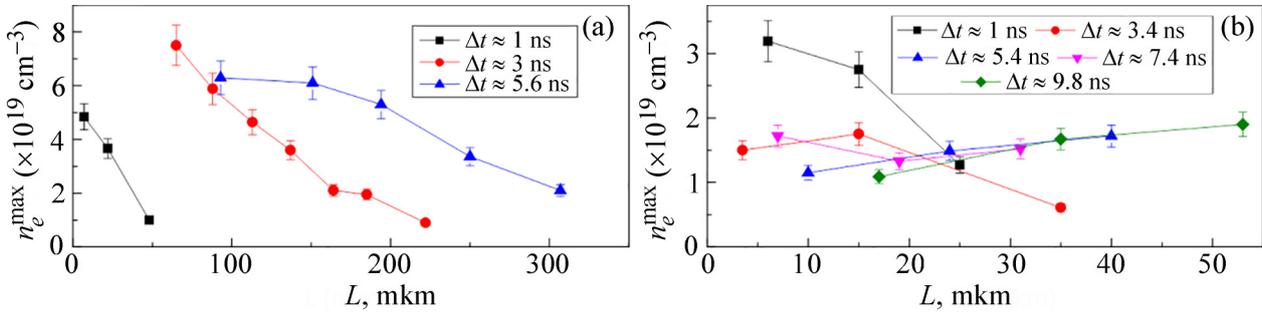


Рис. 4: Распределения электронной плотности плазмы вдоль плазменных каналов на рис. 2 и 3: (а) выстрел № 1 ( $I_{\max} \sim 300$  А), (б) выстрел № 2 ( $I_{\max} \sim 40$  А). Параметр  $L$  (мкм) соответствует расстоянию от поверхности катода до точки определения электронной плотности плазмы в центре симметрии искрового канала.

Расширение сильноионизованной плазмы с катода можно рассматривать как фронт сильной ионизации, распространяющийся в сторону анода от области взрывного иницирования первичной прикатодной плазмы [4]. Продвигающийся в пространстве фронт ионизации позади себя оставляет хвост плазмы, электронная плотность которой по направлению к катоду значительно увеличивается (от  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  до  $\approx 7.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), см. рис. 4(а).

При токе разряда  $\sim 300$  А фронт ионизации порождает за собой однородный участок искрового канала. Однако этот фронт ионизации оказывается неустойчив и на некотором расстоянии от катода ( $\sim 300$ – $400$  мкм) претерпевает дробление на ряд микроканалов плазмы. Число микроканалов далее значительно увеличивается, создавая сложную микроструктуру у результирующего искрового канала. Характерная скорость роста однородного участка искрового канала до момента дробления его вершины составляет  $\approx 7 \cdot 10^6$  см/сек, тогда как микроканалы растут в направлении к аноду со скоростью  $\approx 5.6 \cdot 10^7$  см/сек.

Иная картина развития сильноионизованной плазмы с катода наблюдается при ограничении тока разряда до нескольких десятков ампер. Развивающееся катодное пятно также дает старт развитию фронта ионизации, порождающему за собой участок однородного искрового канала. Однако скорость распространения к аноду такого фронта ионизации резко падает (относительно фронта ионизации, наблюдаемого в выстреле № 1) при  $\Delta t > 1$  нс и в среднем не превышает  $\sim 10^6$  см/сек.

В результате за интервал времени  $\sim 10$  нс длина искрового канала ( $\sim 100$  мкм) изменяется медленно, а формирование микроструктуры не наблюдается в принципе. Характерный диаметр канала составляет  $\approx 50$ – $60$  мкм и практически не изменяется в течение  $\sim 10$  нс. Максимальная электронная плотность вдоль длины плазменного канала, наблюдаемого на рис. 3 при  $I_{\max} \sim 40$  А, составляет  $n_e \approx (1 - 2) \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , и локально может быть  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ .

*Заключение.* Величина предельного тока разряда в несколько десятков ампер была выбрана нами не случайно. При токах с такой амплитудой чаще всего проводились исследования генерации сильноионизованной плазмы в искровом разряде с привлечением передовых диагностических систем. Например, в обзорной работе [8] помимо субнаносекундной съёмки собственного свечения разряда с пофотонной чувствительностью регистрировалась динамика спектра соответствующего излучения. Электронная плотность плазмы, измеренная по Штарковскому уширению спектральных линий ионов азота  $N^+$  или водорода  $H_\alpha$ , не была выше  $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$ . В то же время, в работах [4, 5] было отмечено, что при токах разряда  $> 100$  А электронная плотность плазмы искры может достигать величин, близких к  $5.4 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$  (состояние полностью диссоциированного и однократно ионизованного воздуха при нормальных условиях) и даже выше (вблизи поверхности электродов). Другими словами, повышение тока через разрядный промежуток способствует наработке плазмы с большей электронной плотностью. В работе [8] авторы также отмечали, что не наблюдали формирования микроструктуры у искровых каналов. Исходя из имеющихся фактов, можно предположить, что формирование микроструктуры действительно присуще искровым каналам при токах  $\sim 100$  А и более. Наши исследования подтверждают данное утверждение. Вдобавок, при токах в несколько десятков ампер развитие сильноионизованной плазмы с катода оказывается менее интенсивным, а электронная плотность плазмы в среднем близка к  $10^{19}$  см $^{-3}$  вблизи катода. Вдоль наблюдаемого плазменного канала электронная плотность локально может составлять  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$ .

Работа проведена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-29-00799.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov, et al., Phys. Plasmas. **27**(12), 123507 (2020). DOI: 10.1063/5.0026192.

- [2] K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov, et al., *Tech. Phys. Lett.* **46**(8), 737 (2020). DOI: 10.1134/S1063785020080039.
- [3] E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, G. V. Ivanenkov, et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **28**(9), 095003 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab3768.
- [4] E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, A. I. Khirianova, et al., *Plasma Sources Sci. Technol.* **28**(12), 125007 (2019). DOI: 10.1088/1361-6595/ab518e.
- [5] A. I. Khirianova, E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, et al., *J. Russ. Laser Res.* **42**(1), 25 (2021). DOI: 10.1007/s10946-020-09926-1.
- [6] A. I. Khirianova, E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, et al., *J. Russ. Laser Res.* **42**(2), 161 (2021). DOI: 10.1007/s10946-021-09945-6.
- [7] K. Bockasten, *JOSA* **51**(9), 943 (1961). DOI: 10.1364/JOSA.51.000943.
- [8] Nicolas Minesi, Thermal spark formation and plasma-assisted combustion by nanosecond repetitive discharges: Ph.D. thesis / Universite Paris-Saclay. 2020. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03155208>.

Поступила в редакцию 3 августа 2022 г.

После доработки 8 августа 2022 г.

Принята к публикации 9 августа 2022 г.