

04.1

Механизм инициирования процесса коммутации короткого вакуумного промежутка вспомогательным искровым разрядом

© С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, А.А. Козлов, В.А. Максимов, В.О. Ревазов, Р.Х. Якубов

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

E-mail: vniia4@vniia.ru

Поступило в Редакцию 23 мая 2023 г.

В окончательной редакции 22 июня 2023 г.

Принято к публикации 11 июля 2023 г.

Приведены результаты и анализ экспериментов, цель которых состоит в изучении механизма зажигания высоковольтного дугового разряда в вакуумном промежутке. Результаты свидетельствуют о том, что развитие дугового разряда в представленных условиях осуществляется в основном благодаря ионизации остаточного газа потоком надтепловых электронов энергией $\sim 100\text{--}500\text{ eV}$ из вспомогательного искрового разряда.

Ключевые слова: дуговой разряд, искровой разряд, плазма, магнитное поле.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.17.56088.19637

Интерес к искровому и дуговому разрядам в вакууме вызван, с одной стороны, наличием необъясненных до сих пор явлений, с другой — их успешным применением в силовоточной и высоковольтной электронике, например в приборах коммутации и размыкания цепей [1].

Цель настоящей работы — экспериментально продемонстрировать, что в коротком коммутируемом вакуумном промежутке возможно осуществить эффективную ионизацию остаточного газа при его давлении $0.1\text{--}1\text{ Pa}$ потоком электронов, испущенных вспомогательным искровым разрядом по поверхности диэлектрика. Эксперименты, подобные описанному далее, ранее проводились в условиях самопробоя вакуумного промежутка [2], и их результаты для наших условий неприменимы. Результаты экспериментов с лазерным поджигом свидетельствуют о том, что электронная температура плазмы микропинчей, формирующихся в катодном факеле, может достигать значений порядка 100 eV и выше [3].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Ее основными элементами являлись два вакуумных промежутка протяженностью 1 mm , которые предназначены для коммутации цепи, содержащей в качестве источника тока высоковольтный конденсатор емкостью $0.5\text{ }\mu\text{F}$. Аноды промежутков при этом оказывались под постоянным потенциалом $+3\text{ kV}$, а катоды после зарядки конденсатора находились под нулевым потенциалом. Искровой разряд по поверхности диэлектрика продолжительностью $\sim 30\text{--}50\text{ ns}$ с амплитудой тока $\sim 10\text{ A}$ зажигался при подаче на вспомогательный промежуток шириной 0.2 mm импульса напряжения положительной относительно катода полярности. В качестве источника указанного импульса напряжения амплитудой 5 kV и крутизной $\sim 10^9\text{ V/s}$ использовался высоковольтный генератор [4]. Параметры импульса напряжения и момент пробоя вспомогательного промежутка регистрировались с помощью низкоиндуктивного омического делителя напряжения. С целью регистрации токов в коммутируемой цепи в

ее состав были включены три низкоиндуктивных резистора сопротивлением $R_7 = R_8 = R_{10} = 0.1\text{ }\Omega$ каждый. В ходе эксперимента было уделено особое внимание тому, чтобы ветви электрической цепи, подходящие к обоим коммутируемым промежуткам, были геометрически идентичными и соответственно имели одинаковые индуктивности.

В контур вспомогательного искрового разряда также было включено измерительное сопротивление $R_9 = 10\text{ }\Omega$. Разрядное устройство размещалось в вакуумной камере, которая откачивалась до давления $0.1\text{--}1\text{ Pa}$ безмасляными средствами откачки. Магнитное поле, близкое к однородному, вектор индукции которого был перпендикулярен направлению протекания тока в коммутируемых промежутках, создавалось с помощью набора постоянных магнитов. Меняя количество магнитов в наборе и их ориентацию в пространстве, можно было варьировать модуль и выбирать одно из двух возможных направлений вектора индукции.

Вакуумная камера была снабжена смотровым окном, что позволяло производить фотосъемку разрядов в разрядном устройстве. Оптические изображения разрядов (время экспозиции кадра $60\text{ }\mu\text{s}$), интегральные по времени разряда, регистрировались с помощью камеры на основе CCD-матрицы OPHIR Spiricon BGS-USB-SP928-OSI. Камера была синхронизирована с генератором высоковольтных импульсов напряжения, что позволяло избавиться от влияния фоновой засветки.

Осциллограммы тока в коммутируемой цепи (ток через резистор R_{10}) и напряжения на вспомогательном промежутке по поверхности диэлектрика представлены на рис. 2, а. Индуктивность, волновое и омическое сопротивление цепи, определенные на стадии установившегося периодического разряда, составили $3 \cdot 10^{-7}\text{ H}$, $0.8\text{ }\Omega$ и $\sim 0.5\text{ }\Omega$ соответственно.

Используя осциллограмму тока (рис. 2, а), регистрируемого в коммутируемом контуре, оценим омическое

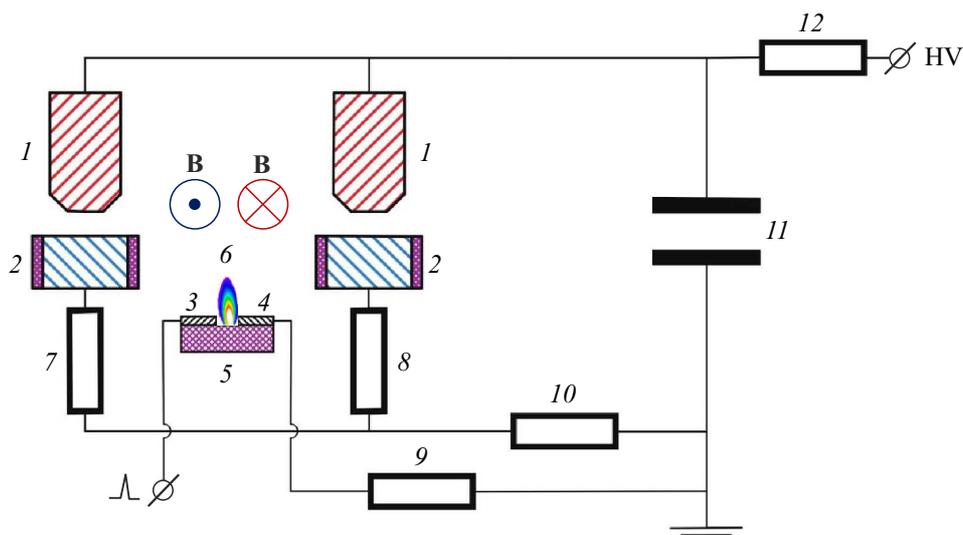


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента. 1 и 2 — аноды и катоды основных разрядных (коммутируемых) промежутков соответственно, 3 и 4 — поджигающий электрод и катод вспомогательного разрядного промежутка соответственно, 5 — диэлектрик, 6 — вспомогательный искровой разряд по поверхности диэлектрика, 7, 8 и 10 — измерительные сопротивления ($R_7 = R_8 = R_{10} = 0.1 \Omega$), 9 — измерительное сопротивление ($R_9 = 10 \Omega$), 11 — высоковольтный конденсатор ($C = 0.5 \mu\text{F}$), 12 — балластное сопротивление ($R_{12} = 2 \text{M}\Omega$).

сопротивление плазмы коммутирующего разряда R^* в различные моменты времени. Воспользуемся соотношениями

$$R + R^* = \left(\frac{1}{I} \right) \left(L \frac{dI}{dt} - \frac{q_0 - \Delta q}{C} \right),$$

$$q_0 = CU_0,$$

$$\Delta q = \int_0^t I dt.$$

В приведенных соотношениях были приняты следующие обозначения: U_0 — зарядное напряжение конденсатора, $R + R^*$ и L — омическое сопротивление и индуктивность контура, I — сила тока в контуре. В момент начала перехода к дуговой стадии разряда ($\sim 250 \text{ ns}$ после старта) сопротивление R^* составляет $\sim 20 \Omega$, в момент завершения наиболее резкого всплеска тока ($\sim 250 \text{ ns}$ после старта) $\sim 3 \Omega$, в момент достижения первого максимума тока $\sim 1 \Omega$. Далее оно составляет порядка нескольких десятых Ω . Заметим, что характерное омическое сопротивление дугового разряда $\sim 0.1\text{--}1 \Omega$ [5,6]. Таким образом, на начальной стадии разряд в коммутируемом промежутке ($\sim 250 \text{ ns}$ после старта) представляет собой разряд, явно отличающийся от дугового. Вероятно, это разряд типа тлеющего. Предположительно он первоначально возникает именно в результате ионизации остаточного газа потоком надтепловых электронов из вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика на границе коммутируемого промежутка. В дальнейшем развитие неустойчивости объемного разряда приводит к его контракции и переходу в дугу [5]. Время развития неустойчивости катодного слоя, приводящей к контракции канала тока

и возникновению катодного пятна, в условиях наших разрядов, согласно оценкам, может составлять порядка $10^{-8}\text{--}10^{-7} \text{ s}$ [5,7].

При рассмотрении осциллограммы тока в коммутируемой цепи возникает вопрос о большой крутизне переднего фронта (первая четверть периода), не согласующейся с основной частотой колебательного процесса. По-видимому, данное обстоятельство можно объяснить следующим образом. С момента начала перехода к дуговой стадии разряда и почти до момента достижения первого максимума тока, т.е. в течение $50\text{--}100 \text{ ns}$, происходит падение омического сопротивления плазмы разряда более чем на порядок величины. Происходит преобразование аperiodического режима протекания тока с преобладанием омического сопротивления в контуре к режиму периодическому с преобладанием волнового сопротивления. Изменение сопротивления плазмы разряда связано с возникновением катодного пятна и распространением катодного факела в коммутируемом промежутке. Резкое падение омического сопротивления в аperiodическом режиме и обуславливает быстрый рост тока в контуре.

Осциллограммы токов в каждом из коммутируемых промежутков (ток через резисторы R_7 и R_8) и напряжения на вспомогательном промежутке по поверхности диэлектрика представлены на рис. 2, б. Обращают на себя внимание следующие обстоятельства. Указанные токи, во-первых, в сумме оказываются несколько меньше общего регистрируемого в коммутируемой цепи тока, а во-вторых, имеют униполярный характер. Первое обстоятельство дает основание полагать, что часть общего тока в коммутируемой цепи ($\sim 5\%$) протекает между анодами коммутируемых промежутков и метал-

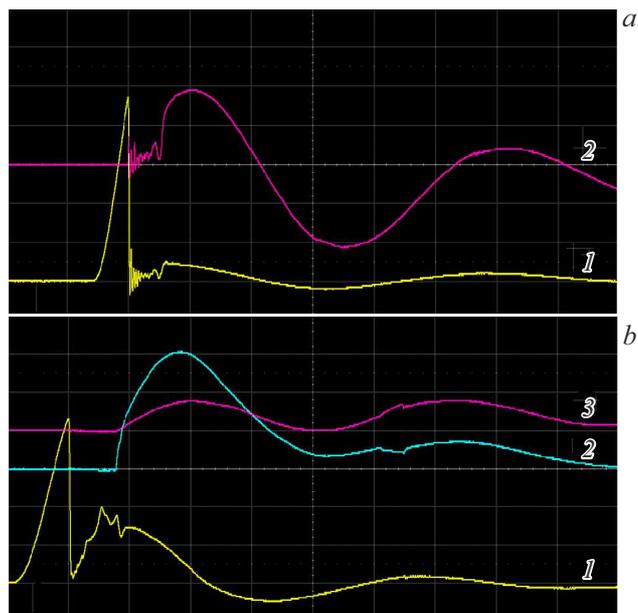


Рис. 2. Осциллограммы, зарегистрированные в эксперименте. *a* — напряжение на вспомогательном промежутке по поверхности диэлектрика (луч 1) и ток в коммутируемом промежутке (луч 2). Чувствительность: луч 1 — 1 kV/div, луч 2 — 1 kA/div. Развертка 500 ns/div. *b* — напряжение на вспомогательном промежутке по поверхности диэлектрика (луч 1) и ток в каждом из коммутируемых промежутков в присутствии магнитного поля с индукцией 30 мТ (лучи 2 и 3). Чувствительность: луч 1 — 1 kV/div, луч 2 — 0.5 kA/div, луч 3 — 0.5 kA/div. Развертка 500 ns/div.

лическими стенками заземленной вакуумной камеры. Второе дает возможность уверенно идентифицировать характер разряда в каждом из коммутируемых промежутков, а именно определять присутствие катодных и анодных пятен. При отсутствии внешнего магнитного поля амплитуды регистрируемых в двух коммутируемых промежутках токов различаются примерно на 10%. В присутствии внешнего магнитного поля с индукцией 30 мТ амплитуды токов различаются примерно в 4 раза (рис. 2, *b*). В приложенном магнитном поле наибольшая амплитуда тока достигается в коммутируемом промежутке, однозначно соответствующем направлению смещения электронов, эмитируемых из вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. Наблюдаемая задержка появления тока в коммутируемых промежутках, вероятно, связана с первоначальным существованием в них неустойчивых слаботочных разрядов, которые затем, например, в результате развития токовой неустойчивости трансформируются в сильноточный разряд.

На рис. 3 представлены изображения разрядов, зафиксированные в различных условиях их осуществления. Можно заметить, что в отсутствие магнитного поля (рис. 3, *a*) дуговой разряд горит в обоих коммутируемых промежутках. Наличие магнитного поля различной полярности (рис. 3, *b* и *c*) изменяет картину свечения

схожим образом: яркость свечения разряда в одном из коммутируемых промежутков увеличивается, а в другом уменьшается. Увеличение яркости свечения разряда в коммутируемом промежутке однозначно соответствует направлению смещения электронов, эмитируемых из вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика, в приложенном магнитном поле. При индукции магнитного поля ~ 20 мТ и более (рис. 3, *b* и *c*) в одном из коммутируемых промежутков наблюдается пространственная структура, характерная для дугового разряда (присутствуют катодные и анодные пятна, канал тока в виде столба плазмы). В другом промежутке разряд по своей пространственной структуре похож на тлеющий (характерный вид анодных пятен, отсутствие катодных пятен и столба плазмы). Подобная пространственная структура разряда при токах, характерных для дуги, уже наблюдалась нами ранее [8].

Результаты эксперимента свидетельствуют о том, что электроны, эмитируемые из вспомогательного искрового разряда, играют основную роль в создании проводящей среды и развитии разряда в коммутируемом промежутке. Ранее была обнаружена эмиссия электронов с энергиями 300–500 эВ, которые предположительно совместно с коротковолновым излучением эффективно ионизируют остаточный газ, превращая его в плазму за время менее 10 пс [9]. В то же время есть основания полагать, что температура плазмы, эмитируемой из катодного пятна искры, составляет порядка 1–5 эВ [9,10]. Отметим, что при откачке вакуумного объема до давлений остаточного газа в диапазоне 0.1–1 Па можно ожидать, что остаточный газ в основном состоит из молекул O_2 , N_2 и H_2O [11], сечения ионизации которых электронным ударом, отвечающие наибольшей эффективности процесса, лежат в интервале энергий электронов примерно 30–500 эВ, причем максимуму сечения ионизации соответствует энергия электронов ~ 100 эВ [12].

Результаты, полученные в работе [13] при несколько отличающейся геометрии разрядного устройства, позволяют уточнить нижнюю границу энергий надтепловых электронов, ответственных за превращение остаточного газа в проводящую среду. Фактически было применено ускорение и торможение электронов, эмитируемых из вспомогательного искрового разряда в направлении коммутируемого промежутка, в электрическом поле. При ускоряющей разности потенциалов 100 В дуговой разряд в коммутируемом промежутке всегда зажигался. При тормозящей разности потенциалов 100 В, как правило, не зажигался. Это дает основание полагать, что нижняя граница энергий ответственных за ионизацию остаточного газа электронов находится вблизи 100 эВ.

Для лучшего понимания наблюдаемых эффектов в одночастичном приближении было проведено моделирование движения электронов, эмитируемых из плазмы искрового разряда, при различной величине приложенного электростатического поля. Моделирование показало, что как тепловые (~ 5 эВ), так и надтепловые (~ 100 –500 эВ) электроны при напряжении в промежутке катод–анод 1–3 кВ попадают только на границу

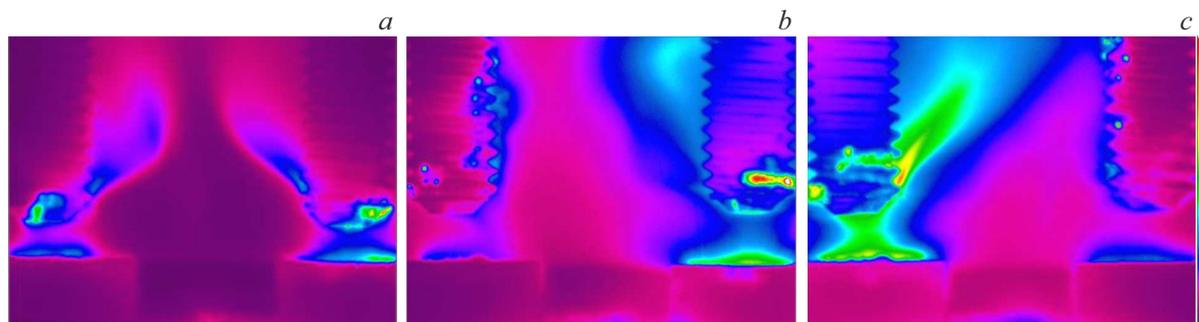


Рис. 3. Изображения разрядов в коммутируемых промежутках. *a* — внешнее магнитное поле отсутствует; *b* — индукция внешнего магнитного поля 30 мТ, вектор магнитной индукции направлен перпендикулярно плоскости рисунка от наблюдателя; *c* — индукция внешнего магнитного поля 30 мТ, вектор магнитной индукции направлен перпендикулярно плоскости рисунка к наблюдателю. Справа показана шкала яркости для приведенных изображений, возрастанию яркости соответствует смещение снизу вверх.

коммутируемого промежутка независимо от того, имеется магнитное поле или нет. Однако магнитное поле способно предотвратить их попадание в один из промежутков при индукции магнитного поля ~ 20 мТ. Проникновение электронов с энергиями ~ 100 – 500 эВ из разряда вспомогательной искры в коммутируемый промежуток становится возможным только при напряжениях ≤ 300 В и только под воздействием магнитного поля.

Следует принять во внимание, что падение разности потенциалов между вспомогательным катодом и поджигающим электродом практически до нуля происходит за время порядка ~ 10 нс [4]. В основном разряде в промежутке катод–анод падение разности потенциалов практически до нуля происходит также за время порядка 10 нс. Наблюдаемая продолжительность эмиссии электронов из вспомогательного разряда составляет порядка 30 нс [4], что заметно дольше, чем существует электрическое поле, способное заметным образом повлиять на траектории электронов, движущихся в магнитном поле. В условиях слабого воздействия электрического поля и индукции магнитного поля ~ 20 мТ, когда эмитированные электроны не долетают до одного из коммутируемых промежутков, их ларморовский радиус составляет ~ 4 мм, что дает возможность оценить максимальную энергию эмитируемых электронов как ~ 500 эВ.

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы. Процесс коммутации короткого вакуумного промежутка ~ 1 мм при давлении остаточного газа 0.1–1 Па с помощью вспомогательного искрового разряда по поверхности диэлектрика стартует в результате ионизации остаточного газа. Ионизацию осуществляет поток надтепловых электронов с энергией ~ 100 – 500 эВ, инжектируемый из вспомогательной искры в коммутируемый промежуток. Первоначально возникающий слаботочный разряд оказывается неустойчивым и переходит в дуговой.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.А. Сидоров, Г.Д. Домашенко, М.Р. Ахметгареев, Л.П. Менахин, Ю.В. Щербakov, В.Н. Пономарев, ПТЭ, № 2, 58 (2018). DOI: 10.7868/S0032816218020076 [V.A. Sidorov, G.D. Domashenko, M.R. Akhmetgareev, L.P. Menakhin, Yu.V. Shcherbakov, V.N. Ponomarev, Instrum. Exp. Tech., **61** (2), 219 (2018). DOI: 10.1134/S0020441218020070].
- [2] Z. Zhou, A. Kyritsakis, Z. Wang, Y. Li, Y. Geng, F. Djurabekova, Sci. Rep., **9**, 7814 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-44191-6
- [3] Н. Фогель, Письма в ЖЭТФ, **67** (9), 622 (1998). [N. Vogel, JETP Lett., **67** (9), 647 (1998). DOI: 10.1134/1.567696].
- [4] С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, А.В. Корнеев, Р.Х. Якубов, Письма в ЖТФ, **45** (12), 33 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.12.47916.17799 [S.G. Davydov, A.N. Dolgov, A.V. Korneev, R.Kh. Yakubov, Tech. Phys. Lett., **45** (6), 616 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019060233].
- [5] С.К. Жданов, В.А. Курнаев, М.К. Романовский, И.В. Цветков, *Основы физических процессов в плазме и плазменных установках* (МИФИ, М., 2007).
- [6] Е.Г. Крастелев, ПТЭ, № 6, 51 (2014). DOI: 10.7868/S003281621405019X [E.G. Krastelev, Instrum. Exp. Tech., **57** (6), 697 (2014). DOI: 10.1134/S0020441214050157].
- [7] Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов* (Наука, М., 1991).
- [8] С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, М.А. Карпов, А.В. Корнеев, Д.В. Никишин, Р.Х. Якубов, Успехи прикладной физики, **7** (5), 454 (2019).
- [9] S.G. Davydov, A.N. Dolgov, A.A. Kozlov, V.O. Revasov, R.Kh. Yakubov, Phys. Atom. Nucl., **85** (12), 2076 (2022). DOI: 10.1134/S1063778822090071
- [10] Y. Zhang, A. Patel, A. Shashurin, in *AIAA Scitech 2020 Forum* (Orlando, FL, 2020), paper AIAA 2020-0190. DOI: 10.2514/6.2020-0190
- [11] А.Е. Михеев, В.А. Харламов, С.Д. Крючек, А.А. Черныгина, И.И. Хоменко, Вестн. СибГАУ, № 2 (48), 216 (2013).
- [12] *Физические величины. Справочник*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова (Энергоатомиздат, М., 1991).
- [13] С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, А.А. Козлов, Р.Х. Якубов, ЖТФ, **91** (12), 1916 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.12.51757.153-21 [S.G. Davydov, A.N. Dolgov, A.A. Kozlov, R.Kh. Yakubov, Tech. Phys., **67** (15), 2372 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.15.55262.153-21].