

**Стимулированное зажигание и гашение катодного пятна  
в маломощном разряде с плазменной инжекцией***В. Л. Бычков, К. И. Дешко, В. А. Черников*

*Приводятся результаты экспериментальных исследований процесса коммутации тока в маломощном газовом разряде с плазменной инжекцией. Показано, что коммутация тока связана с зажиганием на катоде катодного пятна. Синхронно с заполнением разрядного промежутка плотной плазмой происходит зажигание пятна, а синхронно с освобождением (газодинамической разгрузкой) – гашение. Показано, что пятно зажигается за время 1–30 нс в результате локального взрывного разогрева катода со скоростью более  $10^{12}$  К/с током автоэлектронной эмиссии. Показано, что гашение пятна происходит за время менее 100 пс, при этом приводящие к гашению процессы развиваются одновременно во всех ячейках катодного пятна.*

*Ключевые слова:* катодное пятно, плазменная инжекция, взрывная электронная эмиссия.

**Ссылка:** Бычков В. Л., Дешко К. И., Черников В. А. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 5. С. 373.

**Reference:** V. L. Bychkov, K. I. Deshko, and V. A. Chernikov, *Usp. Prikl. Fiz.* **6** (5), 373 (2018).

**Введение**

Разряд с плазменной инжекцией (РПИ) – это самостоятельный электродный разряд, в котором плазма создаётся сторонним источником (плазмотроном) и затем инжектируется в разрядный промежуток. Интерес к изучению РПИ обусловлен возможностями и перспективами их практического применения, в частности, созданием новых типов газоразрядных коммутирующих приборов [1, 2], источников электронных и ионных пучков [3]; разработкой новых методов модификации материалов [4].

Интерес к РПИ в области малых напряжений (1–10<sup>3</sup> В) и токов (0,1–100 А), т. е. к относительно маломощным процессам, связан, в первую очередь, с тем, что многие элементарные процессы в разряде имеют именно такой масштаб по напряжению и току. Так, например, типичный потенциал ионизации составляет порядка десятка вольт,

работа выхода – несколько электрон-вольт, пороговый ток ячейки катодного пятна [5] – 0,1–10 А. Поэтому изучение маломощных РПИ позволяет прояснить многие физические механизмы, лежащие в их основе.

В работе авторов [6] впервые исследован маломощный РПИ, в котором в качестве источника плазмы используется малогабаритный, маломощный магнитоплазменный компрессор (МПК). Это импульсный плазмотрон, создающий в течение  $\approx 100$  мкс высокоскоростную ( $\approx 5$  км/с) струю плотной плазмы с концентрацией электронов  $n_e \gtrsim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Торможение такой струи на преграде (разрядном промежутке) приводит к формированию ударно-сжатого слоя плазмы, концентрация электронов в котором существенно (на порядки) повышается [7] в результате газодинамического сжатия.

Выбранная в [6] конструкция разрядного промежутка является для плазменной струи поллой преградой. Особенность торможения струи на поллой преграде [7–10] состоит в ограниченном времени существования ударно-сжатого слоя, после чего плотность плазмы существенно снижается. Таким образом, внутренний объём преграды, т. е. разрядный промежуток, на несколько десятков микросекунд заполняется плотной ( $n_e \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) плазмой, причём нарастание и спад её плотности происходит резко, т. е. за время порядка микросекунды.

Проведённые в [6] эксперименты продемонстрировали возможность полностью управляемой

**Бычков Владимир Львович**, в.н.с., д.ф.-м.н.

**Дешко Кирилл Игоревич**, физик.

**Черников Владимир Антонович**, доцент, к.ф.-м.н.

Московский государственный университет

им. М. В. Ломоносова.

Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2.

Тел. 8(495) 939-38-85.

E-mail: bychvl@gmail.com, kir.deshko@gmail.com,

vachernikov@rambler.ru

*Статья поступила в редакцию 23 июня 2018 г.*

© Бычков В. Л., Дешко К. И., Черников В. А., 2018

коммутации тока  $\approx 6$  А при коммутируемом напряжении 300 В. При этом было показано, что коммутация происходит синхронно (с точностью, по крайней мере, до микросекунды) с заполнением разрядного промежутка плотной плазмой. Относительно высокое значение тока при малом падении напряжения ( $\approx 10$  В) позволили предположить, что коммутация связана с зажиганием на катоде катодного пятна.

Целью данной работы является продолжение рассмотренных исследований [6] в интересах проверки выдвинутой гипотезы о зажигании катодного пятна и определения конкретного механизма этого зажигания.

### Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состояла из вакуумной камеры, в которой друг напротив друга на расстоянии 10 мм устанавливались разрядный промежуток и плазматрон. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при начальном давлении 50 Торр.

В качестве плазмотрона использовался миниатюрный магнитоплазменный компрессор (МПК) с низковольтной системой питания. Конструкция такого плазмотрона и системы его питания подробно описаны в работе [11], поэтому здесь приведём лишь основные сведения. Диаметры электродов составляли 3 и 5 мм соответственно внутреннего и внешнего. Источником питания служила накопительная конденсаторная батарея

общей ёмкостью  $\sim 2500$  мкФ и рабочим напряжением до 300 В. Инициация разряда осуществлялась системой последовательного высоковольтного поджига. Разряд носил аperiодический характер, причем за  $\approx 10$  мкс ток нарастал до своего максимального значения 5 кА, а затем экспоненциально спадал с постоянной времени  $\approx 100$  мкс.

Конструкция разрядного промежутка вместе с системой его питания представлена на рис. 1. Элементарные процессы в катодном пятне дугового разряда имеют, как известно [12, 13], нано- и субнаносекундную длительности. Поэтому при выборе конструкции разрядного промежутка, в первую очередь, учитывалась необходимость его широкополосного согласования с подводимым трактом. Помимо этого, были предусмотрены возможности установки катодов из различных металлов; замены изношенных электродов и очистки промежутка от продуктов эрозии.

От предварительно заряжаемого конденсатора  $C$  к разрядному промежутку прикладывалось напряжение  $U_0 = 0-300$  В, которое будем называть начальным. При этом центральный электрод являлся катодом, а внешний – анодом. Резистор  $R_L$  служил одновременно и балластным сопротивлением (нагрузкой), ограничивающим максимальный ток в цепи, и шунтом, с которого снимался сигнал, пропорциональный разрядному току. Резистивный делитель  $R_1-R_2$  позволял измерять падение напряжения на разряде. Сигналы тока и падения напряжения регистрировались двумя гальванически развязанными осциллографами.

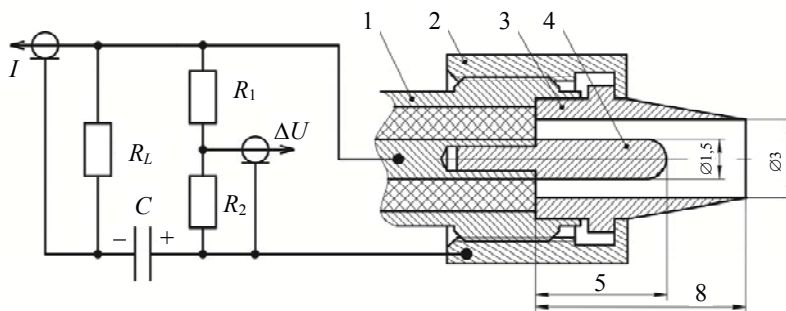


Рис. 1. Конструкция разрядного промежутка и схема его питания. Обозначения  $I$  и  $\Delta U$  – выходы сигналов тока и падения напряжения на разряде. Цифрами обозначены узлы: 1 – стандартный разъём SMA-типа; 2 – прижимная гайка; 3 – внешний электрод (анод); 4 – внутренний электрод (катод). Все размеры даны в мм.

Описанная система питания была согласованно встроена в коаксиальный тракт. Это позволило передавать сигналы тока и падения напряжения без искажений в полосе частот, по крайней мере, до 3 ГГц, а временное разрешение при регистрации этих сигналов ограничивалось полосой пропускания осциллографов (1 ГГц).

Для определения влияния материала катода были изготовлены сменные катоды из никеля, кобальта, меди, титана, алюминия и олова. Катоды из ферромагнитных материалов (Ni, Co) перед экспериментом подвергались размагничиванию.

Кроме того, все электроды непосредственно перед экспериментом промывались в диэтиловом эфире, ополаскивались дистиллированной водой и высушивались в токе горячего воздуха. Шероховатость рабочих (контактирующих с плазмой) поверхностей электродов соответствовала  $Ra$  0,63.

### Параметры инжектируемой плазмы

Из физических соображений ясно, что параметры инжектированной плазмы оказывают определяющее влияние на разрядные процессы.

Разрядный промежуток является преградой, на которой тормозится плазменная струя. Торможение плазменной струи МПК на разрядном промежутке приводит к формированию т. н. ударно-сжатого слоя [7, 9, 10]. По сравнению с невозмущённой струей, температура электронов в ударно-сжатом слое возрастает незначительно, а именно, с 1–5 эВ до 5–10 эВ [7]. В то же время концентрации и электронов, и нейтральных атомов изменяются существенно, в пределах нескольких порядков. Основной причиной этого является газодинамическое сжатие газа [8]. Процессы ионизации и деионизации практически не вносят заметного вклада, и плазма остаётся слабоионизованной (соотношение концентраций электронов и нейтральных атомов  $n_e/n_n \approx 10^{-4}$ ).

Определение временного разрешения концентрации электронов в плазме ударно-сжатого слоя является весьма сложной задачей. Это связано с необходимостью проводить все измерения за одно срабатывание плазмотрона и обеспечить широкий динамический диапазон и временное разрешение порядка 1 мкс (время формирования ударно-сжатого слоя [8]).

В работах [6, 8] был предложен и опробован оригинальный метод СВЧ-диагностики. С его помощью определялась концентрация электронов в плазме ударно-сжатого слоя, образующегося в максимально схожих условиях. Начальное давление, конструкция плазмотрона и режим его работы (амплитуда и форма тока) были те же, что и в настоящей работе; а размеры разрядного промежутка отличались лишь незначительно. Поэтому можно ожидать, что в настоящей работе концентрация электронов будет по порядку величины такой же.

Полученная в работе [6] зависимость концентрации электронов от времени представлена на рис. 2. Качественно динамика изменения концентрации характерна для случая торможения плазменной струи на полой преграде и согласуется с результатами других авторов [7, 9, 10]. Через некоторое время после начала разряда происходит резкое нарастание концентрации (пик на рис. 2), связанное с полным торможением струи. В это время плазма существенно неоднородна; вследствие этого использованный метод диагностики даёт значительную погрешность (два порядка). Про величину концентрации можно лишь сказать, что она превышает  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Однако момент резкого нарастания концентрации может быть определён с точностью до 1 мкс.

Существенное возрастание давления и плотности газа в ударно-сжатом слое приводит к отражению плазмы от преграды с возникновением обратной плазменной волны, распространяющейся в

противоположном направлении. В результате через некоторое время происходит резкий «вынос» плазмы из объёма разрядного промежутка, приводящий к падению плотности плазмы. Затем наблюдается ещё одно, вторичное, нарастание концентрации, которое связано с тем, что плазмотрон всё ещё продолжает ускорять плазму. При этом концентрация нарастает существенно медленнее и до меньших значений.

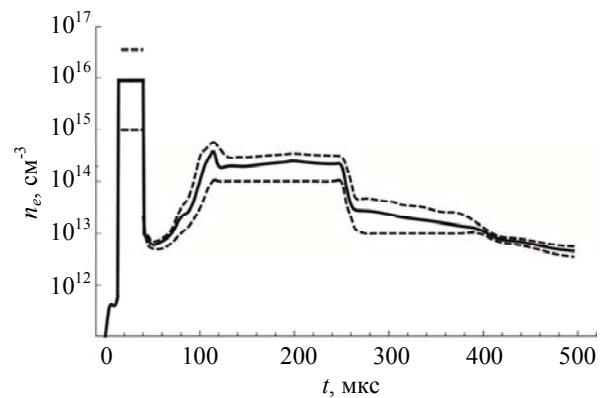


Рис. 2. Характерная динамика изменения концентрации электронов в объёме электродной системы [6]. Пунктиром отмечен доверительный интервал. Отсчёт времени начинается с момента срабатывания плазмотрона.

## Результаты

К разрядному промежутку приложено коммутируемое напряжение, поэтому при заполнении плазмой через него начинает протекать ток. Характерные осциллограммы разрядного тока при различных начальных напряжениях представлены на рис. 3.

С ростом коммутируемого напряжения возрастает и амплитуда разрядного тока. При этом сопротивление разряда много больше сопротивления нагрузки  $R_L$ . В результате практически всё напряжение падает на разряде, и потому амплитуда тока не зависит от сопротивления нагрузки.

Начиная с некоторого ( $\sim 110 \text{ В}$ ) напряжения, картина качественно меняется. В определённый момент времени разрядный ток резко возрастает, а затем (через  $\sim 10 \text{ мкс}$ ) столь же резко падает. Осциллограмма при тех же начальных условиях, но с меньшим коэффициентом вертикального отклонения (рис. 3, б) демонстрирует практически идеальный прямоугольный импульс. При этом амплитуда (максимальное значение) тока близка к своему максимальному значению  $U_0/R_L$ , а падение напряжения на разряде составляет 10–15 В.

Как было показано в работе [6], нарастание и спад тока происходят синхронно с заполнением разрядного промежутка плотной плазмой. Таким образом, моменты А и В на рис. 3, б качественно

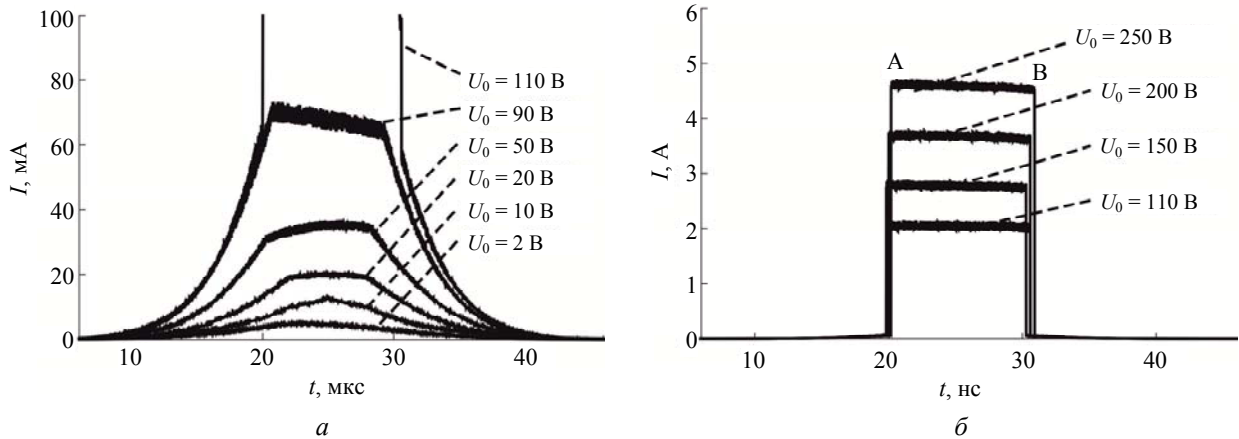


Рис. 3. Осциллограммы разрядного тока при малых (а) и больших (б) начальных напряжениях  $U_0$ . Отсчёт времени начинается с момента срабатывания плазматрона.

соответствуют моментам начала и конца прямоугольного пика на рис. 2. Длительность импульса тока и его положение во времени определяются параметрами плазменной струи и геометрией разрядного промежутка, а потому остаются неизменными (в пределах незначительного статистического разброса) при изменении напряжения и, соответственно, тока.

Относительно высокая амплитуда разрядного тока при малом падении напряжения на разряде – порядка типичного катодного падения в дуговом разряде [5] – позволила предположить, что резкое нарастание тока связано с зажиганием на катоде катодного пятна. Это предположение подтвердили и характерные для катодного пятна эрозионные следы, наблюдаемые на поверхности катода после разряда (см. микрофотографию на рис. 4). Они представляют собой большое количество перекрывающихся кратеров, а также застывших металлических струй и капель. Одиночный кратер можно упрощённо представить в виде полусферической лунки с характерным диаметром порядка нескольких микрон.



Рис. 4. Следы эрозии на поверхности катода. Микрофотография получена на сканирующем электронном микроскопе.

Варьирование сопротивления нагрузки позволило установить, что зажигание пятна происходит, лишь когда внешняя цепь оказывается способна обеспечить ток выше некоторого порогового значения. Это иллюстрируется зависимостями амплитуды разрядного тока от начального напряжения, представленными на рис. 5.

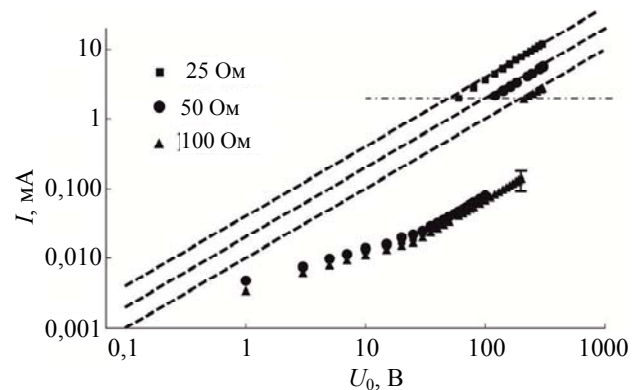


Рис. 5. Зависимости амплитуды разрядного тока  $I$  от начального напряжения  $U_0$  при разных сопротивлениях нагрузки  $R_L$ : точки – эксперимент, прямые – максимальный ток, ограниченный сопротивлением  $R_L$ .

Известно [5, 12], что горение катодного пятна возможно при токе выше порогового. Пороговый ток пятна определяется материалом катода, в первую очередь, теплопроводностью и температурой кипения. Поэтому были проведены эксперименты со сменными катодами из разных металлов с существенно различающимися пороговыми токами.

Для каждого из металлов, как следует из приведённой таблицы, пороговый ток оказался весьма близок к току зажигания катодного пятна, известному из литературы [5].



Таблица

Сравнительные значения пороговых токов

Материал катода	Пороговый ток, А	
	Эксперимент	Значение из [5]
Sn	0,45±0,05	0,6
Al	0,90±0,05	1,0
Cu	1,4±0,1	1,5
Ti	1,7±0,1	2,0
Co	3,0±0,1	3,2
Ni	5,7±0,2	6,0

Для всех испытанных материалов катода падение напряжения на разряде с катодным пятном составило порядка 10–15 В (см. рис. 6). По порядку величины оно, таким образом, весьма близко к типичному катодному падению в самостоятельном дуговом разряде. Падение напряжения растёт с ростом разрядного тока и демонстрирует явную тенденцию к насыщению.

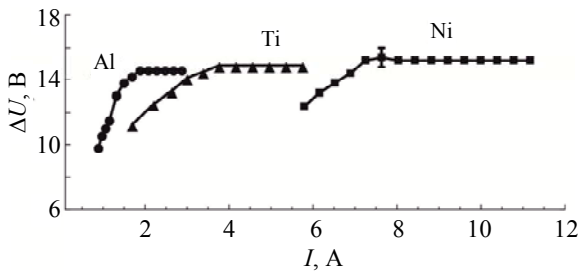


Рис. 6. Зависимость падения напряжения  $\Delta U$  от разрядного тока  $I$  при разных материалах катода; ток больше порогового.

Резкое нарастание разрядного тока, соответствующее зажиганию пятна, происходит за наносекундное время. Длительность нарастания тока имеет широкий статистический разброс от раза к разу и лежит в интервале 1–30 нс. Таким образом, максимальная зарегистрированная в экспериментах скорость нарастания тока составила порядка  $10^{10}$  А/с.

Процесс отключения тока качественно отличается от процесса включения. Длительность спада тока лежит в субнаносекундном диапазоне и не имеет заметного статистического разброса, а зависимость тока от времени обладает хорошей повторяемостью. Это позволило при снятии осциллограммы использовать кроме развёртки реального времени также и стробоскопическую развёртку.

Наблюдаемое на осциллограмме (см. рис. 7) время спада  $\tau_{tot} \approx 330$  пс складывается из времени спада исследуемого сигнала и конечного времени спада переходной характеристики используемого осциллографа ( $\tau_{osc} \approx 310$  пс). Поэтому истинное время спада тока можно оценить [1] как  $\tau_{real} = \sqrt{\tau_{tot}^2 - \tau_{osc}^2} \approx 100$  пс.

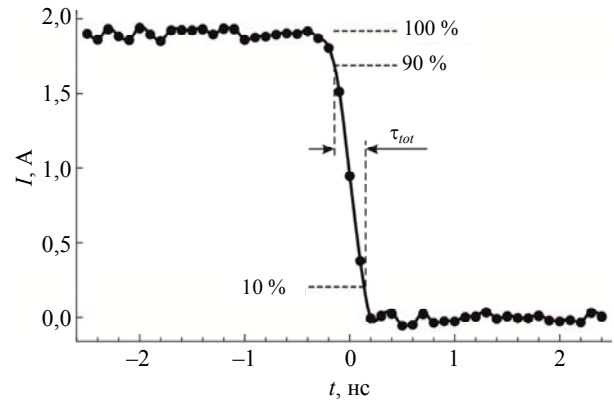


Рис. 7. Осциллограмма отключения тока.

Влияния амплитуды разрядного тока или материала электродов на длительность спада тока зарегистрировано не было.

Обсуждение результатов

Результаты экспериментов свидетельствуют о возможности зажигания катодного пятна при инжекции в разрядный промежуток плотной плазмы. Зажигание катодного пятна, как было установлено, занимает наносекундное время. При этом катод локально разогревается до температур, по крайней мере, несколько тысяч градусов. Таким образом, скорость разогрева превышает  $10^{12}$  К/с. Столь высокая скорость позволяет говорить о взрывном локальном разогреве катода [1]. Известно, что подобный разогрев возможен за счёт тока автоэлектронной эмиссии при достаточно сильном прикатодном поле  $E \geq E_{crit} \approx 6 \times 10^8$  В/м [14].

Оценим напряжённость электрического поля в прикатодном слое, достигаемую в настоящих экспериментах. Будем считать, что пятно ещё не зажглось, и протекающий через внешнюю цепь ток мал и не оказывает влияния на распределение потенциала в прикатодном слое.

Простейшая одномерная модель распределения потенциала в разрядном промежутке представлена на рис. 8. В отсутствие внешнего напряжения ( $U_0 = 0$ ) катод и анод оказываются под плавающим потенциалом [15, 16]  $\phi_{pl} = -\frac{T_e}{2} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right)$ , где  $m$  и  $T_e$  – масса и температура электронов,  $M$  – масса иона. По мере удаления от соответствующего электрода потенциал приближается к потенциалу плазмы  $\phi_{pl} \equiv 0$ , причём характерную толщину приэлектродного слоя можно считать равной радиусу Дебая  $R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{|e| n_e}}$ , где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная (система СИ),  $e$  – заряд электрона. В рассматриваемых экспериментах  $R_D \lesssim 1$  мкм,

т. е. много меньше характерного размера электродов, что и позволяет использовать одномерную модель.

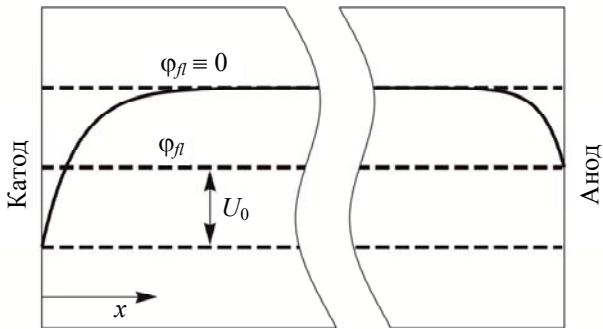


Рис. 8. Простейшая одномерная модель распределения поля в промежутке до зажигания пятна.

Распределение потенциала у катода можно в первом приближении считать равным  $\varphi(x) = -\varphi_{fl} \exp(-x/R_D)$ . Такое распределение обеспечивает прикатодную напряжённость

$$E \equiv \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x} (x \rightarrow 0) = \sqrt{\frac{e}{4\epsilon_0}} \ln\left(\frac{M}{2\pi m}\right) \sqrt{T_e n_e} = L \sqrt{T_e n_e}.$$

Здесь коэффициент  $L \approx 0,5-1 \frac{\text{В/м}}{\sqrt{\text{эВ} \times \text{см}^{-3}}}$  определяется массой ионов, т. е. составом газа.

Подача на промежуток внешнего напряжения  $U_0$  увеличит прикатодную напряжённость. При этом, однако, возрастёт и толщина прикатодного слоя. В результате в первом приближении можно считать [4, 17], что прикатодная напряжённость

увеличится в  $A = \left(1 + \frac{U_0}{\varphi_{fl}}\right)^{1/4}$  раз. Поскольку  $\varphi_{fl}$

лежит в характерном диапазоне 5–50 В, то можно сделать заключение, что в маломощных РПИ ( $U_0 \lesssim 1000$  В) внешнее напряжение играет не слишком существенную роль в зажигании пятна, ибо увеличивает напряжённость не более чем в 2–3 раза.

Приведённые оценки справедливы для среднего значения напряжённости. Вместе с тем, ясно, что поверхность катода всегда неоднородна и на ней присутствуют т. н. концентраторы напряжённости, существенно усиливающие локальное поле. К ним следует, в первую очередь, отнести шероховатость поверхности (микровыступы, трещины, следы эрозии от предыдущих разрядов, границы зёрен и т. п.) и её загрязнения (диэлектрические плёнки, адсорбированные пары). Степень усиления поля  $\beta$  различными концентраторами исследовалась в ряде работ, в частности, в работе [1]. Оказалось, что для предварительно подготовленных

(очищенных, полированных) катодов  $\beta \approx 10$ , но для неподготовленных  $\beta \approx 10^2-10^3$ .

Учитывая сказанное, можно условие взрывного зажигания катодного пятна записать в виде  $T_e n_e \geq \left(\frac{E_{crit}}{\beta AL}\right)^2$ . На рис. 9 представлены результа-

ты расчёта критической концентрации электронов  $n_e$  в инжектируемой плазме, выше которой возможен взрывной разогрев. В настоящей работе  $T_e \approx 5$  эВ,  $n_e \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , так что условие взрывного зажигания выполняется даже без учёта внешнего напряжения уже при  $\beta \gtrsim 10$ . Таким образом, прикатодной напряжённости оказывается вполне достаточно для развития взрывного разогрева.

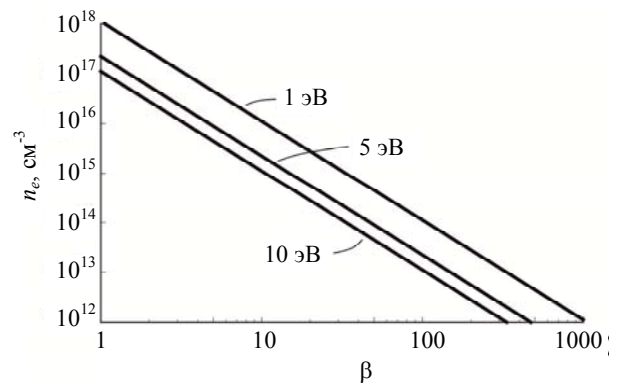


Рис. 9. Критическая концентрация электронов  $n_e$ , выше которой возможно взрывное зажигание катодного пятна в воздухе ( $M = 16$  а.е.м.) без внешнего напряжения ( $U_0 = 0 \Rightarrow A = 1$ ) в зависимости от локального усиления поля  $\beta$ . Температура электронов обозначена сносками у кривых.

Вместе с тем, помимо условия зажигания, необходимо ещё выполнение и условий поддержания горения пятна. Такими условиями, как известно [5, 16], являются достаточный ток через пятно  $I \geq I_{crit}$  и достаточное падение напряжения в прикатодном слое  $U \geq U_d$ .

Протекающий через пятно ток можно представить в виде суммы тока внешней цепи и т. н. циркулирующего [15, 16] тока  $I_c$ , обусловленного приходом на катод электронов в результате их теплового движения. В результате условия поддержания пятна могут быть записаны в виде следующих соотношений:

$$\begin{cases} |U_0| \geq (I_{crit} - I_c) R_L + U_d \\ |U_0| + |\varphi_{fl}| \geq U_d. \end{cases}$$

Измеренные в настоящей работе пороговые токи зажигания пятна для шести разных металлов оказались систематически меньше известных по работе [5] значений. При этом пороговый ток

определялся как  $I_{crit}^* = \frac{|U_0^{\min}| - U_d}{R_L}$ , где  $U_0^{\min}$  –

минимальное начальное напряжение внешней цепи, при котором было зарегистрировано зажигание пятна. Сопоставление этого выражения с условиями поддержания пятна показывает, что измеренный пороговый ток  $I_{crit}^* = I_{crit} - I_c$ . Таким образом, причиной систематического отличия в меньшую сторону является вклад циркулирующего тока в полный ток через пятно.

Перейдём теперь к рассмотрению процессов гашения пятна и, соответственно, спада тока. Известно [5, 12], что дуговой разряд с катодным пятном по своей природе нестабилен и потому самопроизвольно гаснет. Среднее время горения дуги от зажигания до самопроизвольного погасания зависит, в первую очередь, от тока и материала катода. В соответствии с данными [5], при токах в несколько единиц ампер и выше длительность горения разряда до самопроизвольного погасания должна лежать, по крайней мере, в миллисекундном диапазоне. Однако эксперименты показывают, что ток обрывается одновременно с падением плотности плазмы в разрядном промежутке, причём синхронность этих событий не хуже 1 мкс. Потому можно утверждать, что быстрое освобождение разрядного промежутка от плазмы стимулирует гашение катодного пятна.

Важным результатом является независимость времени спада тока от его амплитуды. Известно [5, 12], что катодное пятно состоит из отдельных ячеек, число которых определяется полным током. Ячейка может существовать, начиная с некоторого порогового тока, а при токе больше удвоенного порогового ячейка делится на две. Соответственно, при большом токе пятно состоит из нескольких ячеек. В нашем случае время спада тока не зависит от величины, т. е. от количества ячеек, вплоть до ситуации, когда пятно состоит из нескольких десятков ячеек. Это позволяет сделать важный вывод: процессы, приводящие к стимулированному гашению катодного пятна, развиваются одновременно во всех его ячейках.

### Заключение

Проведённые в работе экспериментальные исследования продемонстрировали возможность зажигания катодного пятна в маломощном (десятки вольт, единицы ампер) разряде с плазменной инъекцией при использовании в качестве источника плазмы импульсного плазмотрона – маломощного магнитоплазменного компрессора.

Зажигание пятна происходит при заполнении разрядного промежутка плотной ( $n_e > 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,

$T_e \approx 5$  эВ,  $n_e/n_n \approx 10^{-4}$ ) плазмой. Возникающего при этом электрического поля в прикатодной области оказывается достаточно для развития локального взрывного разогрева катода автоэмиссионным током со скоростью более  $10^{12}$  К/с. В результате ток разряда нарастает до своего максимального значения за время 1–30 нс со скоростью до  $10^{10}$  А/с. Зажигание пятна происходит синхронно (с точностью, по крайней мере, 1 мкс) с заполнением промежутка плотной плазмой, что позволяет говорить о стимулированном зажигании катодного пятна.

Быстрое освобождение разрядного промежутка от плазмы стимулирует гашение катодного пятна. При этом гашение происходит также синхронно с падением плотности плазмы до  $n_e \approx 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Спад тока, происходящий вследствие гашения пятна, занимает  $\approx 100$  пс и не зависит от амплитуды тока. Это позволяет сделать вывод о том, что приводящее к гашению процессы развиваются одновременно во всех ячейках катодного пятна.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. – М.: Наука, 2004.
2. Асюнин В. И., Давыдов С. Г., Долгов А. Н., Козловская Т. И., Ревазов В. О., Селезнёв В. П., Якубов Р. Х. // ТВТ. 2017. № 2. С. 191.
3. Мхеидзе Г. П., Савин А. А. // Прикладная физика. 2008. № 3. С. 63.
4. Иванов В. А., Сахаров А. С., Коньжев М. Е. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 6. С. 697.
5. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968.
6. Бычков В. Л., Дешко К. И., Черников В. А. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 2. С. 111.
7. Асташинский В. М., Кузьмицкий А. М., Мицук А. А. // Журнал прикладной спектроскопии. 2011. Т. 78. № 3. С. 404.
8. Дешко К. И. / Сборник тезисов научной конференции «Ломоносовские чтения». Секция физики. МГУ им. М. В. Ломоносова. 2017. С. 26.
9. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. // ТВТ. 1978. № 6. С. 1235.
10. Асташинский В. М., Баканович Г. И., Минько Л. Я. // Физика плазмы. 1984. № 10. С. 1058.
11. Дешко К. И., Черников В. А. // Вестник Московского Университета. Серия 3. 2018 № 1. С. 108.
12. Burkhard Jüttner // J. of Physics D: Applied Physics. 2001. Vol. 34. No. 17. P. R103.
13. Bochkarev M. B., Uimanov I. V. / Proc. ISDEIV XX (Tours, France, 2002). P. 372–375.
14. Alpert D., Lee D. A., Lyman E. M., Tomaschke H. E. // J. of Vac. Sci. and Tech. 1964. Vol. 1. No. 2. P. 35.
15. Зыкова Н. М., Недоспасов А. В., Петров В. Г. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 4. С. 778.
16. Robson A. E., Thonemann P. C. // Proc. of the Physical Society. 1959. Vol. 73. P. 508.
17. Barengolts S. A., Mesyats G. A., Tsventoukh M. M. // Nuclear Fusion. 2010. Vol. 50. No. 12. P. 125004.

## Stimulated ignition and quenching of a cathode spot in a low-power discharge with plasma injection

V. L. Bychkov, K. I. Deshko and V. A. Chernikov

Lomonosov Moscow State University  
Bd. 2, 1 Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russia  
E-mail: bychvl@gmail.com, kir.deshko@gmail.com, vachernikov@rambler.ru

Received June 23, 2018

**Experimental results are presented on current commutation in a low-power gas discharge with external plasma injection. A connection between current switching and cathode spot ignition and quenching has been established. Discharge gap filling with dense plasma leads to synchronous spot ignition as well as gap releasing leads to spot quenching. It is shown that the spot ignition takes 1 to 30 ns and evolves as a local explosive heating of the cathode surface (more than  $10^{12}$  K/s slew rate has been registered), caused by field-emission current. It is also shown that spot quenching takes less than 100 ps, while the processes leading to quenching evolve simultaneously in all cells of the spot.**

**Keywords:** cathode spot, plasma injection, explosive electron emission.

### REFERENCES

1. G. A. Mesyats, *Pulsed Power and Electronics* (Nauka, Moscow, 2004) [in Russian].
2. V. I. Asyunin, S. G. Davydov, A. N. Dolgov, T. I. Kozlovskaya, V. O. Revazov, V. P. Seleznev, and R. H. Yakubov, *High Temperature* **55** (2), 191 (2017).
3. G. P. Mkheidze and A. A. Savin, *Prikl. Fiz.*, No. 3, 63 (2008).
4. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, *Usp. Prikl. Fiz.* **1** (6), 697 (2013).
5. I. G. Kesaev, *Cathode Processes of an Electric Arc* (Nauka, Moscow, 1968) [in Russian].
6. V. L. Bychkov, K. I. Deshko, and V. A. Chernikov, *Usp. Prikl. Fiz.* **6** (2), 111 (2018).
7. V. M. Astashinsky, A. M. Kuzmitsky, and A. A. Mishchuk, *Journal of Applied Spectroscopy* **78** (3), 404 (2011).
8. K. Deshko. in *Proc. Sci. Conf. "Lomonosov Readings: Phys."* (Lomonosov MSU, Moscow, 2017) P. 26.
9. A. S. Kamrukov, N. P. Kozlov, and U. S. Protasov, *Teplofiz. Vys. Temp.*, No. 6, 1235 (1978)
10. V. M. Astashinsky, G. I. Bakanovich, and L. Ya. Miniko, *Fizika Plazmy*, No. 10, 1058 (1984)
11. K. I. Deshko and V. A. Chernikov, *Vestnik Mosk. Univer.* **73** (1), 118 (2018).
12. Burkhard Jüttner, *J. of Physics D: Applied Physics* **34** (17), R103 (2001).
13. M. B. Bochkarev and I. V. Uimanov, in *Proc. ISDEIV XX* (Tours, France, 2002). P. 372–375.
14. D. Alpert, D. A. Lee, E. M. Lyman, and H. E. Tomaschke, *Journal of Vacuum Science and Technology* **1** (2), 35 (1964).
15. N. M. Zykova, A. V. Nedospasov, and V. G. Petrov, *Teplofiz. Vys. Temp.* **21** (4), 778 (1983).
16. A. E. Robson and P. C. Thonemann, *Proc. of the Physical Society* **73**, 508 (1959).
17. S. A. Barengolts, G. A. Mesyats, and M. M. Tsventoukh, *Nuclear Fusion* **50** (12), 125004 (2010).