

04.1;12.1;15.1

## Динамика извлечения электронов из сеточного плазменного катода на основе дугового разряда низкого давления

© П.В. Москвин, М.С. Воробьев, А.А. Гришков, М.С. Торба, В.И. Шин, Н.Н. Коваль, С.Ю. Дорошкевич, Р.А. Картавцов

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия  
E-mail: pavelmoskvin@mail.ru

Поступило в Редакцию 16 марта 2023 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2023 г.

Принято к публикации 18 апреля 2023 г.

Предложен и экспериментально продемонстрирован способ оценки мгновенного значения коэффициента извлечения электронов из плазменного катода и динамики тока ионов в ускоряющем промежутке в источнике электронов на основе дугового разряда низкого давления со слоевой/сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы. Способ основан на исключении тока электронов, эмитированных из плазменного катода, из общей величины тока в ускоряющем промежутке за счет „резкого“ отключения тока дугового разряда. Полученные данные свидетельствуют в пользу изменения коэффициента извлечения электронов на величину до 20% в течение субмиллисекундного импульса тока разряда.

**Ключевые слова:** дуговой разряд, плазменный катод, слоевая стабилизация границы плазмы, источник электронов, плазменный анод с открытой границей, коэффициент извлечения электронов.

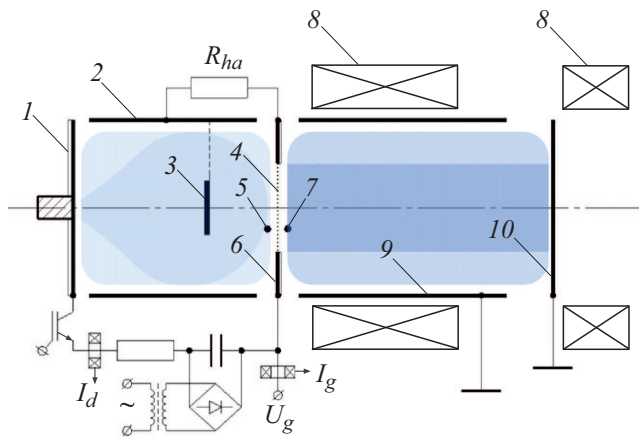
DOI: 10.21883/PJTF.2023.11.55538.19557

Источники электронов с плазменным катодом — перспективный инструмент для воздействий концентрированных потоков энергии на материалы.

В настоящей работе в качестве стэнда для исследований был выбран источник электронов „SOLO“ с сеточным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления [1,2]. В данном источнике дуговой разряд формируется между катодом 1 (рис. 1) и анодами 2, 3, 4, 6. Граница эмиссионной катодной плазмы стабилизирована сеткой 4 диаметром 40 мм из нержавеющей стали с ячейкой от  $0.1 \times 0.1$  до  $0.3 \times 0.3$  мм. Анодная плазма 7 создается в пространстве дрейфа самим пучком, имеет открытую границу и в аксиальном направлении конструктивно ограничена коллектором 10 и сеткой 4, расстояние между которыми составляет 50 см. Зазор между катодной и анодной плазмой, в котором происходит ускорение электронов, устанавливается самосогласованно в соответствии с законом Чайлда–Ленгмюра для двойного слоя [3]. Пучковая анодная плазма находится в пределах трубы дрейфа 9 диаметром 80 мм, и ее радиальный дрейф затруднен продольным магнитным полем (30–100 мТ). Таким образом, эмиссионная сетка и периферийная металлическая часть эмиссионного электрода 6 во время генерации пучка подвержены воздействию потока ускоренных ионов, эмитированных с границы анодной пучковой плазмы [4], которые оказывают существенное влияние на работу плазменного катода [5] и создают вторичные электроны, доля которых в токе пучка может даже превышать долю первичных электронов, извлекаемых из плазменного катода.

Для описания работы плазменного катода обычно используют коэффициент извлечения электронов, равный отношению тока эмиссии к току разряда:  $\alpha = I_{em}/I_d$ . Ранее в источнике „SOLO“ для нижней границы его рабочего давления на основе показаний калориметра, усредняющего пространственную и временную динамику электронного пучка, был определен коэффициент  $\alpha$ , который для эмиссионной сетки с ячейкой  $0.3 \times 0.3$  мм при давлении аргона ниже 10 мПа составил  $\alpha \approx 0.55$ . В предположении, что коэффициент извлечения постоянный, был также определен эффективный коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода из нержавеющей стали, который составил  $\gamma_{eff} \approx 1.6$  для ионов аргона с энергией 25 keV, что хорошо согласуется с результатами других авторов [6]. Расчеты энергии пучка, опирающиеся на полученные коэффициенты, в широком диапазоне рабочих параметров и на нескольких экспериментальных стендах хорошо коррелируют с данными калориметрических измерений.

Тем не менее без предварительной тепловой обработки мишени или на установках, созданных первоначально не для измерений  $\gamma$ , регистрируют более высокие значения коэффициента вторичной эмиссии [7,8]. Кроме того, измерения потенциала катодной плазмы в зависимости от величины ионного потока в плазменный катод [5] могут свидетельствовать в пользу того, что коэффициент извлечения электронов изменяется в течение импульса генерации пучка. О наличии переходных процессов на начальной стадии формирования пучка в первые 10–50  $\mu$ s также свидетельствуют коллекторные измерения динамики радиального распределения тока в



**Рис. 1.** Схема источника электронов. 1 — катод, 2 — анодная вставка, 3 — перераспределяющий электрод, 4 — сетка, 5 — граница катодной плазмы, 6 — эмиссионный электрод, 7 — граница анодной плазмы, 8 — катушки магнитного поля, 9 — труба дрейфа, 10 — коллектор.

катоде и анализ осциллограмм основных электрических цепей источника электронов [3]. В последующие интервалы времени возможны изменения условий генерации вследствие инерционности процессов десорбции газа с электродов источника электронов и испарения мишени. Таким образом, следует ожидать изменения коэффициента извлечения электронов в течение всего импульса тока пучка субмиллисекундной длительности.

Основопологающим условием для проведения настоящих экспериментов было использование схемы электропитания плазменного катода с низкой выходной индуктивностью, обеспечивающей сравнительно короткие срезы импульса тока дугового разряда ( $\Delta t \approx 150 \text{ A}/\mu\text{s}$ ) [9]. Условием применимости метода является несущественное изменение концентрации анодной плазмы за время среза импульса тока разряда.

В источнике электронов с сеточным плазменным катодом и плазменным анодом с открытой границей плазмы ток в ускоряющем промежутке  $I_g$  определяется несколькими составляющими [9,10]:

$$I_g = \alpha I_d + I_i(1 + (1 - \Gamma)\gamma_2 + \Gamma\gamma_1), \quad (1)$$

где  $I_i$  — ток ускоренных ионов из анодной плазмы,  $\gamma_2$  — коэффициент ионно-электронной эмиссии с металла при бомбардировке ускоренными ионами эмиссионного электрода,  $\gamma_1$  — коэффициент ионно-электронной эмиссии из эмиссионной плазмы за счет ионно-электронных процессов в плазменном катоде, введенный в [10],  $\Gamma$  — эффективная геометрическая прозрачность эмиссионного электрода, позволяющая учитывать поток ионов, прошедших через сетку эмиссионного электрода в плазменный катод.

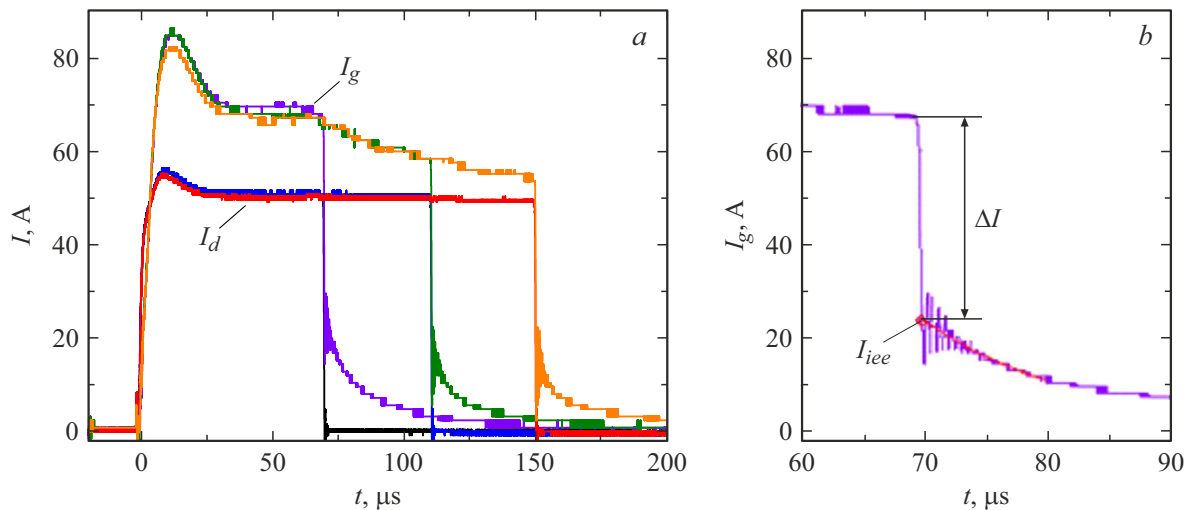
Отключение тока разряда приводит к росту потенциала катодной/эмиссионной плазмы относительно эмиссионного электрода 6 (рис. 1) на величину, обеспе-

чивающую соблюдение непрерывности тока в контуре протекания от коллектора до электродов разрядной ячейки. Причиной такого изменения потенциала, вероятно, является скачкообразное уменьшение числа отрицательных зарядов в плазме ввиду перекрытия основного канала их поступления и быстрого ухода электронов через открытую границу в ускоряющий промежуток, а также на положительно смещенные электроды разрядной ячейки. Возросший потенциал должен обеспечить суммарный ток плазменных ионов на отрицательные электроды такой же величины или незначительно меньше (на величину тока возможной вторичной эмиссии). После прекращения тока разряда электроды 1 и 3, по-прежнему подверженные бомбардировке ускоренными ионами из распадающейся анодной плазмы [9], приобретают положительный потенциал относительно эмиссионного электрода. При этом катод 1 оказывается изолированным от остальных электродов ячейки, и поступающий ток ионов должен быть компенсирован таким же по величине током плазменных электронов. Электрод 2 соединен с эмиссионным электродом 6 через резистор  $R_{ha} = 5 \Omega$ , на котором за время среза тока разряда увеличивается потенциал автосмещения с отрицательных 8 В — положительных 9 В до 5–15 В, что затрудняет выход вторичных электронов из электродов 2 и 3 в катодную плазму. Таким образом, происходит прекращение эмиссии электронов из плазменного эмиттера, в том числе рожденных в  $\gamma$ -процессах, т.е.  $[I_{em} + I_i(1 + \Gamma\gamma_1)] = 0$ . Последнюю составляющую сложно отделить от доли тока первичных электронов, рожденных в катодном пятне, но это позволяет ввести эффективный коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера в виде

$$\alpha_{eff} = (I_{em} + I_i\Gamma\gamma_1)/I_d. \quad (2)$$

Обеспечение крутого среза импульса тока разряда позволило зафиксировать два участка на импульсе тока  $I_g$ , различающихся скоростью и законом изменения тока (рис. 2, а). Согласно формуле (1), первый участок соответствует току, извлекаемому из плазменного катода  $\Delta I = [I_{em} + I_i(1 + \Gamma\gamma_1)]$ , второй — экспоненциальному спаду тока ионов, которые извлечены из распадающейся анодной плазмы в отсутствие эмиссии электронов из плазменного катода, и соответствующему току вторичных электронов  $I_{iee} = [I_i(1 + (1 - \Gamma)\gamma_2)]$ .

Область релаксации анодной плазмы отчетливо видна на осциллограмме тока ускоряющего промежутка (рис. 2, б). При давлении рабочего газа — аргона — в вакуумной камере 65 мПа она следует за областью ступенчатого изменения с характерным временем 0.25–0.4  $\mu\text{s}$  и скоростью уменьшения 100–120  $\text{A}/\mu\text{s}$ . С помощью аппроксимации участка осциллограммы длительностью 10  $\mu\text{s}$  было оценено время релаксации плазмы, которое при указанном давлении составило 10–15  $\mu\text{s}$ . Такое существенное время может быть связано с наработкой анодной плазмы вторичными электронами, рожденными



**Рис. 2.** Характерные осциллограммы тока разряда  $I_d$  и тока в ускоряющем промежутке  $I_g$  источника электронов при давлении 65 мПа, ускоряющем напряжении 7 кВ и магнитном поле в области эмиттера 50 мТ для трех длительностей импульса (а) и область среза тока в ускоряющем промежутке для импульса длительностью 70  $\mu$ s (b).

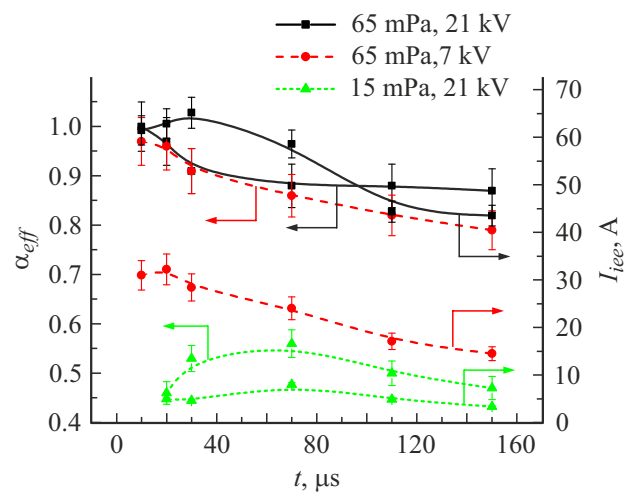
в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода, и затрудненным уходом электронов на стенки трубы дрейфа поперек линий ведущего магнитного поля.

Хорошая воспроизводимость формы импульсов тока позволяет интерпретировать результаты измерений, проведенных для серии импульсов различной длительности, как результаты, являющиеся функцией длительности единичного импульса. В результате в отдельных режимах генерации пучка осциллограммы тока в ускоряющем промежутке для импульсов 10–30 и 100–150  $\mu$ s могли отличаться по амплитуде до 15%. Для исключения этого эффекта и сохранения одинаковой средней мощности воздействия частота следования импульсов варьировалась в пределах 0.3–1 Hz.

Анализируются характерные осциллограммы тока ускоряющего промежутка. Аппроксимация выполнялась экспоненциальной функцией методом наименьших квадратов идентично для каждой осциллограммы без какой-либо дополнительной предобработки. Полученные данные приведены на рис. 3 и свидетельствуют в пользу уменьшения эффективного коэффициента извлечения  $\alpha_{eff}$  на 35–50% с уменьшением рабочего давления от 65 до 15 мПа. Помимо этого в представленных режимах генерации электронного пучка при давлении рабочего газа 65 мПа коэффициент  $\alpha_{eff}$  уменьшается в течение импульса тока пучка длительностью 150  $\mu$ s на 10–20%.

Изменение величины  $I_{eee}$ , приведенное на рис. 3, можно рассматривать как динамику ионного тока  $I_i$ . Причиной же изменения в первые десятки микросекунд может быть увеличение тока эмиссии за счет  $\Gamma$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  или давления газа.

Корректные измерения динамики концентрации распадающейся анодной плазмы в магнитном поле в условиях потока ускоренных электронов представляются нетри-



**Рис. 3.** Динамика коэффициента извлечения электронов  $\alpha_{eff}$  из плазменного эмиттера и тока ионно-электронной эмиссии  $I_{eee} = [I_i(1 + (1 - \Gamma)\gamma_2)]$  в различных экспериментальных условиях.

виальной задачей. Тем не менее оценить изменение концентрации, а точнее ионного тока на эмиссионный электрод за время среза тока разряда можно, используя calorimetric measurements energy of the bunch and data for coefficients  $\alpha_{eff}$  and  $\gamma_{eff}$ . Однако по крайней мере один из этих коэффициентов необходимо считать достоверно измеренным. Авторы допускают, что ионный ток в приведенных для демонстрации подхода условиях при  $p = 65$  мПа мог уменьшиться на величину до 10 А. Тогда полученный коэффициент  $\alpha_{eff}$  будет завышенным.

Экспериментальное разделение эмиссии электронов, обусловленной коэффициентами  $\alpha$  и  $\gamma_1$ , затруднено, поэтому в настоящей работе предложен способ оценки

именно эффективного коэффициента извлечения электронов из плазменного катода на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы катодной/эмиссионной плазмы и открытой границей анодной/пучковой плазмы, применимый в условиях ионного потока на эмиссионный электрод и в разрядную ячейку плазменного катода. Метод полезен в исследованиях генерации и транспортировки пучка электронов в системах, где прямые измерения коэффициента извлечения затруднены или невозможны вследствие конструктивных особенностей или невозможности разделения составляющих тока эмиссии.

### Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-29-00939).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] V.N. Devyatkov, N.N. Koval, P.M. Schanin, V.P. Grigoryev, T.V. Koval, *Laser Particle Beams*, **21** (2), 243 (2003). DOI: 10.1017/S026303460321212X
- [2] М.С. Воробьев, П.В. Москвин, В.И. Шин, Т.В. Коваль, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, К.Т. Ашурова, С.Ю. Дорошкевич, М.С. Торба, В.А. Леванисов, *ТВТ*, **60** (4), 488 (2022). DOI: 10.31857/S0040364422040160 [M.S. Vorobyov, P.V. Moskvin, V.I. Shin, T.V. Koval, V.N. Devyatkov, N.N. Koval, K.T. Ashurova, S.Yu. Doroshkevich, M.S. Torba, V.A. Levanisov, *High Temp.*, **60** (4), 438 (2022). DOI: 10.1134/S0018151X22040162].
- [3] Н.Н. Коваль, Е.М. Окс, Ю.С. Протасов, Н.Н. Семашко, *Эмиссионная электроника* (МГТУ им. Н.Э. Баумана, М., 2009).
- [4] N.N. Koval, S.V. Grigoryev, V.N. Devyatkov, A.D. Teresov, P.M. Schanin, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **37** (10), 1890 (2009). DOI: 10.1109/TPS.2009.2023412
- [5] P.V. Moskvin, S.S. Kovalsky, M.S. Vorobyov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1115** (2), 022004 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/1115/2/022004
- [6] P. Cousinie, N. Colombie, C. Fert, R. Simon, *Compt. Rend.*, **249**, 387 (1959).
- [7] У.А. Арифов, *Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела* (Наука, М., 1968), с. 159–164.
- [8] M.M. Shamim, J.T. Scheuer, R.P. Fetherston, J.R. Conrad, *J. Appl. Phys.*, **70** (9), 4756 (1991). DOI: 10.1063/1.349067
- [9] М.С. Воробьев, П.В. Москвин, В.И. Шин, Н.Н. Коваль, К.Т. Ашурова, С.Ю. Дорошкевич, В.Н. Девятков, М.С. Торба, В.А. Леванисов, *Письма в ЖТФ*, **47** (10), 38 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.10.50972.18719 [M.S. Vorobyov, P.V. Moskvin, V.I. Shin, N.N. Koval, K.T. Ashurova, S.Yu. Doroshkevich, V.N. Devyatkov, M.S. Torba, V.A. Levanisov, *Tech. Phys. Lett.*, **47**, 528 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021050291].
- [10] В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндель, Ю.М. Ларин, *ТВТ*, **11** (3), 482 (1973).