

12

Метод оценки коэффициента извлечения электронов и коэффициента ионно-электронной эмиссии из сеточного плазменного катода

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

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

Поступило в Редакцию 3 сентября 2024 г.

В окончательной редакции 14 октября 2024 г.

Принято к публикации 16 октября 2024 г.

Представлен метод оценки коэффициента извлечения электронов и коэффициента ионно-электронной эмиссии из плазмы дугового разряда в источнике электронов с сеточным плазменным катодом. Метод основан на разделении двух различных сценариев развития электронной эмиссии в случае, когда прекращается генерация тока дугового разряда, но в условиях непрекращающегося поступления из ускоряющего промежутка потока ионов: 1) эмиссия из плазменного катода отсутствует; 2) эмиссия электронов из плазмы продолжается при создании эквипотенциального пространства в области плазменного катода. Данный метод позволяет оценить вклад каждого слагаемого в общем токе в ускоряющем промежутке.

Ключевые слова: дуговой разряд, плазменный катод, источник электронов, открытая граница плазмы, коэффициент извлечения электронов, ионно-электронная эмиссия.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.04.59836.20104

Когда стоит вопрос о выборе инструмента для модификации поверхности металлических изделий, источники электронов с сеточным плазменным эмиттером (СПЭ) на основе дугового разряда представляются наиболее перспективными благодаря способности достижения больших амплитуд токов пучка на уровне сотен ампер при микро- и субмиллисекундной длительности импульсов, а также возможности взаимонезависимого изменения тока электронного пучка и энергии ускоренных электронов, что позволяет достигать высокой (десятки-сотни J/cm^2) плотности энергии электронного пучка, достаточной для модификации поверхности металлического материала [1–3].

Ток в цепи ускоряющего промежутка в таких источниках выражается как

$$I_0 = \alpha I_d + I_i + I_i(1 - \Gamma)\gamma_c + I_i\Gamma\gamma_{pl}, \quad (1)$$

где I_d — ток разряда; α — коэффициент извлечения электронов из катодной плазмы дугового разряда; I_i — ток ускоренных ионов из анодной плазмы; γ_c — коэффициент ионно-электронной эмиссии с эмиссионной сетки и эмиссионного электрода; γ_{pl} — коэффициент ионно-электронной эмиссии из плазмы, введенный в [4], равный количеству электронов, появляющихся в ускоряющем промежутке при попадании одного иона в СПЭ из анодной плазмы; Γ — эффективная геометрическая прозрачность эмиссионного электрода.

Каждое слагаемое в выражении (1) описывает отдельную группу заряженных частиц, рожденных в результате различных процессов и прошедших ускоряющий промежуток: αI_d — ток электронов, рожденных в катодном

пятне; I_i — ток ускоренных ионов из анодной плазмы; $I_i(1 - \Gamma)\gamma_c$ — ток вторичных электронов, рожденных за счет ионно-электронной эмиссии при бомбардировке ускоренными ионами поверхности эмиссионной сетки и эмиссионного электрода; $I_i\Gamma\gamma_{pl}$ — ток электронов из катодной плазмы, рожденных в результате поступления ускоренных ионов в область СПЭ.

В работах [5,6] для описания эмиссионной способности СПЭ использовался эффективный коэффициент извлечения α_{eff}

$$\alpha_{eff} = (\alpha I_d + I_i\Gamma\gamma_{pl})/I_d, \quad (2)$$

объединяющий в себе как эмиссию электронов, рожденных в катодном пятне дугового разряда, так и ионно-электронную эмиссию из плазмы. Цель настоящей работы заключается в предложении способа разделения этих двух типов эмиссии и его реализации в эксперименте.

В работе в качестве станда для исследований был выбран источник электронов „SOLO“ с сеточным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления [5–8], схема которого представлена на рис. 1. Катодная плазма 5 с управляемой концентрацией, эмиссионная граница которой стабилизирована мелкоструктурной сеткой 7, создается двуступенчатой разрядной ячейкой. Между электродами 1 и 3 за $20\ \mu\text{s}$ до основного разряда зажигается вспомогательный разряд. Общий для основного и вспомогательного разрядов катод 3 выполнен в виде магниевой трубки, помещенной в поле постоянного магнита 2. Полый анод основной разрядной ячейки 4 содержит перераспределяющий электрод 6, электрически соединенный с ним накоротко,

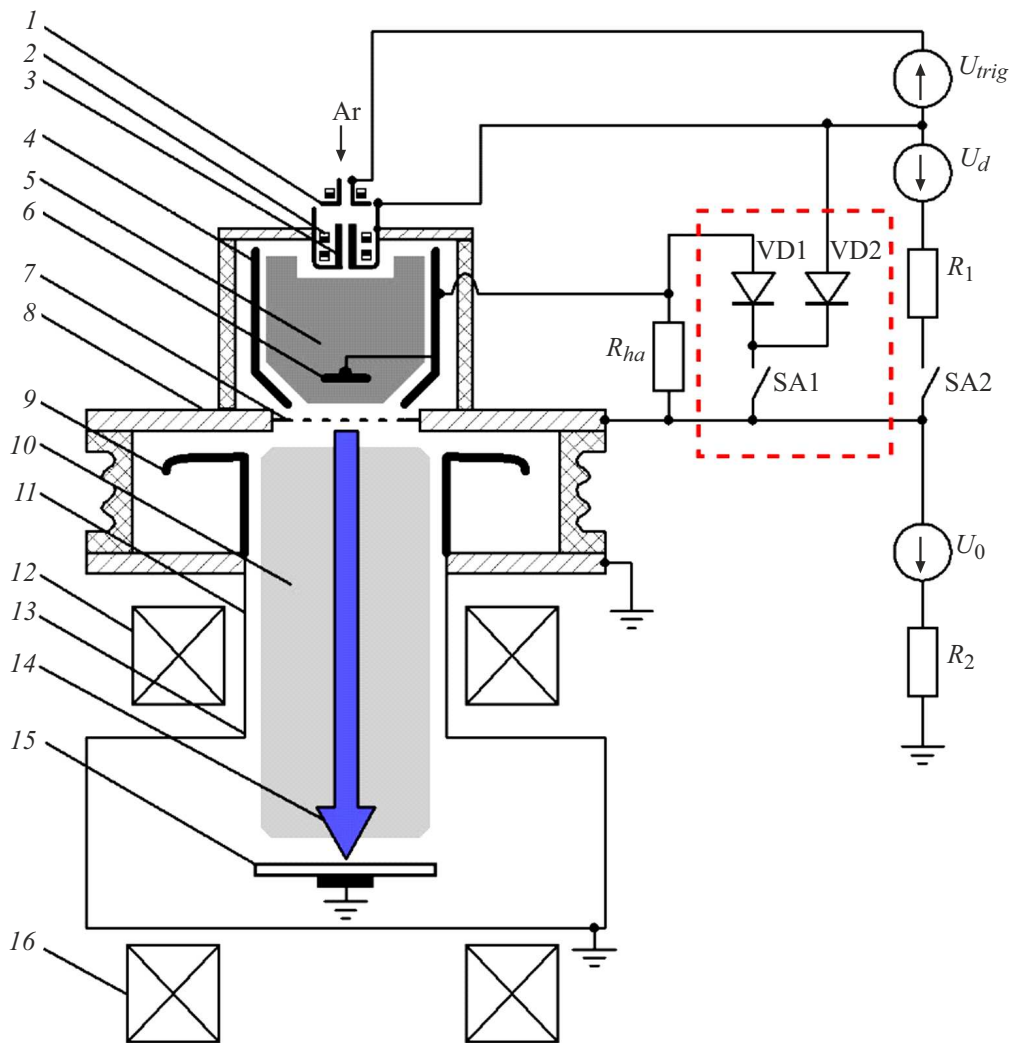


Рис. 1. Схема источника электронов „SOLO“. 1 — поджигающий электрод, 2 — постоянные магниты, 3 — катод дугового разряда плазменного катода, 4 — полый анод дугового разряда, 5 — катодная/эмиссионная плазма, 6 — перераспределяющий электрод, 7 — эмиссионная сетка плазменного катода, 8 — эмиссионный электрод, 9 — извлекающий (ускоряющий) электрод, 10 — анодная/пучковая плазма, 11 — труба дрейфа, 12, 16 — катушки магнитного поля, 13 — вакуумная камера, 14 — электронный пучок, 15 — мишень/коллектор.

а с сеткой 7, к которой подключен положительный вывод источника электропитания, — через резистор R_{ha} . Анодная плазма с открытой и подвижной границей генерируется электронным пучком при его транспортировке в среде рабочего газа (аргона) при давлении 10–50 мПа. Электроны извлекаются через ячейки сетки 7 из нержавеющей стали, перекрывающей эмиссионное отверстие диаметром 40 мм в аноде разрядной ячейки, и ускоряются в двойном слое между границами катодной и анодной плазмы. Сетка 7 находится под постоянным ускоряющим потенциалом до -25 кВ, который определяет энергию электронов пучка. Распределение плотности тока пучка можно описать функцией Гаусса, а его диаметр в пределах 10–40 мм можно варьировать изменением конфигурации ведущего магнитного поля, задаваемой соленоидами 12 и 16. В результате пучок

электронов 14 транспортируется в ведущем магнитном поле до коллектора или образца 15 на расстояние 45 см без существенных потерь.

Использование эффективного коэффициента извлечения α_{eff} оправдано сложностью отделения друг от друга компонент тока в ускоряющем промежутке, заключающейся в следующем: после прекращения тока разряда электроды 3 и 6, по-прежнему подверженные бомбардировке ускоренными ионами из распадающейся анодной плазмы, приобретают положительный потенциал относительно эмиссионного электрода. При этом катод 3 оказывается изолированным от остальных электродов ячейки, и поступающий ток ионов должен быть компенсирован таким же по величине током плазменных электронов. Электрод 6 соединен с эмиссионным электродом 8 через резистор R_{ha} , на котором за время среза

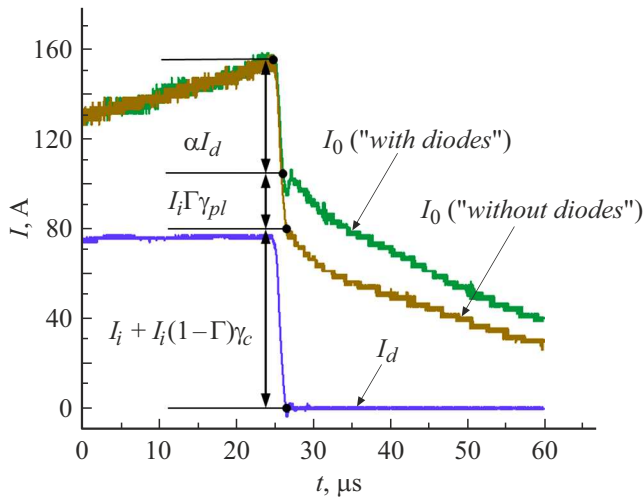


Рис. 2. Характерные осциллограммы, полученные во время эксперимента при $p = 20 \text{ мПа}$, $I_d = 75 \text{ А}$ и $U_0 = 10 \text{ кВ}$.

тока разряда автосмещение потенциала относительно эмиссионного электрода и сетки меняется с отрицательного на положительное, что затрудняет выход вторичных электронов с электрода b в катодную плазму, потенциал которой становится отрицательным относительно электрода b [5]. Таким образом, происходит прекращение эмиссии электронов из плазменного эмиттера, в том числе рожденных в γ -процессах:

$$(\alpha I_d + I_i \Gamma \gamma_{pl}) = 0. \quad (3)$$

В рамках настоящей работы предлагается метод, позволяющий оценить оба этих слагаемых. Метод основан на изменении схемы электропитания дугового разряда путем включения диодов (участок, выделенный штриховой линией, на рис. 1), позволяющих обеспечить эквипотенциальное пространство в плазменном эмиттере после прекращения тока дугового разряда в условиях поступающего из ускоряющего промежутка потока ионов. Таким образом, обеспечивается выход γ -электронов из СПЭ в момент прекращения тока разряда I_d . Данный метод позволяет оценить вклад каждой составляющей в ток в ускоряющем промежутке, а также оценить значения коэффициентов α и γ_{pl} в зависимости от условий генерации электронного пучка, что в свою очередь позволяет более детально описать работу плазменного источника электронов. Основополагающим условием для проведения наших экспериментов было использование схемы электропитания плазменного катода с низкой выходной индуктивностью, обеспечивающей сравнительно короткий срез импульса тока дугового разряда ($\Delta t \approx 150 \text{ А/}\mu\text{s}$) [5,6], по которому оценивался вклад каждого отдельного компонента тока в ускоряющем промежутке.

На рис. 2 представлены экспериментально полученные осциллограммы тока дугового разряда I_d , а также осциллограммы токов в ускоряющем промежутке I_0 ,

наложенные друг на друга при разных условиях генерации пучка: полученные со стандартным источником питания разряда и модернизированным, т.е. в схеме электропитания разряда „без диодов“ и „с диодами“. При этом форма импульсов I_d и токов в ускоряющем промежутке до среза импульса тока разряда была идентичной, что свидетельствует об одинаковом энерговкладе пучка в поверхность облучаемого коллектора. Обеспечение крутого среза импульса тока разряда и сравнение осциллограмм токов I_0 между собой позволили зафиксировать три участка, характеризующие все слагаемые в (1). Магнитное поле, создаваемое верхним соленоидом, — 50 мТ , в нижнем соленоиде — 60 мТ .

Рассмотрим осциллограмму тока в ускоряющем промежутке I_0 „без диодов“. Легко заметить, что после отключения источника дугового разряда ($I_d = 0$) ток в ускоряющем промежутке I_0 снизил свою величину на значение, равное сумме токов, обусловленных коэффициентами α и γ_{pl} , т.е. $(\alpha I_d + I_i \Gamma \gamma_{pl}) = 0$. Согласно формуле (1), ток в ускоряющем промежутке в этом случае будет обусловлен лишь одной компонентой:

$$I_0 = I_i + I_i(1 - \Gamma)\gamma_c. \quad (4)$$

Таким образом, используя схему электропитания разряда „без диодов“ и зная коэффициент ионно-электронной эмиссии γ_c , можно оценить ток ускоренных ионов из анодной плазмы. Значения коэффициента γ_c были получены из работы [9] для случая бомбардировки ионами аргона поверхности нержавеющей стали с энергией в диапазоне $5\text{--}13 \text{ кеВ}$.

Далее рассмотрим осциллограмму тока в ускоряющем промежутке I_0 „с диодами“. В этом случае спад тока в ускоряющем промежутке I_0 в момент прекращения тока разряда I_d обусловлен лишь величиной αI_d . Дальнейший спад обусловлен распадом анодной плазмы в условиях как ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионной сетки, так и эмиссии электронов из СПЭ за счет γ -процессов, т.е. в этом случае можно записать

$$I_0 = I_i + I_i(1 - \Gamma)\gamma_c + I_i \Gamma \gamma_{pl}. \quad (5)$$

Таким образом, сравнивая осциллограммы токов в ускоряющем промежутке I_0 „с диодами“ и „без диодов“, можно оценить вклад каждого слагаемого из формулы (1) в ток в ускоряющем промежутке I_0 .

Для оценки было принято, что эффективная геометрическая прозрачность эмиссионного электрода составляет около $\Gamma = 0.4$. Так, в обозначенных на рис. 2 условиях эксперимента коэффициент извлечения электронов равен $\alpha = 0.63$, а $\gamma_{pl} = 1.25$. Оценки показывают, что доля тока в ускоряющем промежутке, обусловленная ионно-электронной эмиссией из плазмы, может составлять десятки процентов от тока дугового разряда и вносить заметный вклад в эмиссию электронов из СПЭ. Погрешность измерения ионно-электронной эмиссии из плазмы составляет $\pm 10\%$.

В результате в настоящей работе предложен и описан метод оценки коэффициента извлечения электронов из плазмы дугового разряда низкого давления, а также оценки коэффициента ионно-электронной эмиссии из этой же плазмы за счет попадания в пространство СПЭ ускоренного ионного потока из анодной плазмы. Предложенный метод позволяет оценить вклад каждой составляющей в ток в ускоряющем промежутке, а также оценить значения коэффициентов α и γ_{pl} в зависимости от различных условий генерации электронного пучка, что в свою очередь позволяет более детально описать работу плазменного источника электронов.

Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 23-29-00998).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.E. Gromov, Yu.F. Ivanov, S.V. Vorobiev, S.V. Kononov, *Fatigue of steels modified by high intensity electron beams* (Cambridge International Science Publ., 2015).
- [2] М.С. Воробьев, С.А. Гамермайстер, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин, П.М. Щанин, Письма в ЖТФ, **40** (12), 24 (2014). DOI: 10.21883/PJTF.2021.10.50972.18719 [M.S. Vorob'ev, S.A. Gamermaister, V.N. Devyatkov, N.N. Koval', S.A. Sulakshin, P.M. Shchanin, Tech. Phys. Lett., **40** (6), 506 (2014). DOI: 10.1134/S1063785014060261].
- [3] *Сильноточные импульсные электронные пучки для авиационного двигателестроения*, под общ. ред. А.С. Новикова, В.А. Шулова, В.И. Энгелько (Дипак, М., 2012).
- [4] В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндел, Ю.М. Ларин, ТВТ, **11** (3), 482 (1973).
- [5] 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].
- [6] П.В. Москвин, М.С. Воробьев, А.А. Гришков, М.С. Торба, В.И. Шин, Н.Н. Коваль, С.Ю. Дорошкевич, Р.А. Картавцов, Письма в ЖТФ, **49** (11), 43 (2023). DOI: 10.21883/PJTF.2023.11.55538.19557 [P.V. Moskvin, M.S. Vorobyov, A.A. Grishkov, M.S. Torba, V.I. Shin, N.N. Koval, S.Yu. Doroshkevich, R.A. Kartavtsov, Tech. Phys. Lett., **49** (6), 38 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.06.56376.19557].
- [7] 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
- [8] 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].
- [9] B. Szapiro, J.J. Rocca, *J. Appl. Phys.*, **65** (9), 3713 (1989). DOI: 10.1063/1.342600