

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКЕ С ПЛАЗМЕННЫМ СЕТОЧНЫМ ЭМИТЕРОМ

Нгуен Бао Хынг

Томский политехнический университет, Институт кибернетики
baohung.ng@gmail.com

Введение

Электронные источники [1, 2] с плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы эмиссионной плазмы, разрабатываемые в институте сильноточной электроники СО РАН, позволяют формировать электронные пучки с заранее прогнозируемой структурой. Представляет интерес широкоапертурный электронный источник, в котором электронный пучок сформирован отдельными эмиссионными структурами, и вывод ускоренных электронов осуществляется в атмосферу через выпускное фольговое окно. Одними из важных вопросов являются повышение КПД такого электронного источника и высокая равномерность плотности тока по сечению пучка.

В настоящей работе теоретически исследуются характеристики разрядной и пучковой плазмы в электронном источнике на основе дугового разряда низкого давления с многоапертурным плазменным эмиттером. Проводится сравнение с экспериментом.

Результаты экспериментов и расчетов

Схема источника электронов, показана на рис. 1. На эмиссионную сетку уложена маска 2 из нержавеющей стали толщиной 200 мкм. Маска разделяет эмиссионную поверхность ячейки, которые являются отдельными эмиссионными структурами плазменного эмиттера. В опорной решетке 3 имеется такое же количество соосных отверстий, как и в маске эмиссионной структуры, но всегда большего диаметра. Сформированные в ускоряющем промежутке электронные пучки выводятся через фольгу 4 в атмосферу. Параметры электронного пучка: энергия электронов до 200 кэВ, ток пучка до 60 А, размеры эмиссионной сетки более 0,1 м². При ускоряющем напряжении $U_a = 200$ кВ, токе эмиссии $I_{em} = 16$ А, длительности импульса 40 мкс, частоте следования импульсов 50 Гц и средней мощности пучка в вакууме около 6400 Вт из ускоряющего промежутка в атмосферу было выведено около 4000 Вт средней мощности.

Распределение параметров плазмы в плазменном эмиттере исследовано численно с применением дрейфово-диффузионной модели, описывающей электронные плотности заряженных частиц (n_e) и их средние энергии (ϵ), как функцию времени и пространства [3]. Уравнения переноса электронов (e) и плотности энергии (ϵ) имеют вид:

$$\frac{\partial n_{e,\epsilon}}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_{e,\epsilon} + E \cdot \Gamma_{e,\epsilon} = R_{e,\epsilon}, \quad (1)$$

$$\Gamma_{e,\epsilon} = -(\mu_{e,\epsilon} \cdot E) n_{e,\epsilon} - D_{e,\epsilon} \cdot \nabla n_{e,\epsilon}$$

Здесь $\Gamma_{e,\epsilon}$ – потоки электронов и энергии, $\mu_{e,\epsilon}$ – подвижности, E – электрическое поле, $D_{e,\epsilon}$ – коэффициенты диффузии, $R_{e,\epsilon}$ – скорость ионизации и энергетические потери/приобретения из-за неупругих столкновений. Транспортные коэффициенты (коэффициенты разряда), зависят от функции распределения электронов по энергии и вычисляются с помощью программы BOLSIG+. Рассматривалась 3-х мерная модель плазменного эмиттера для параметров и геометрии, соответствующих эксперименту (рис.1).

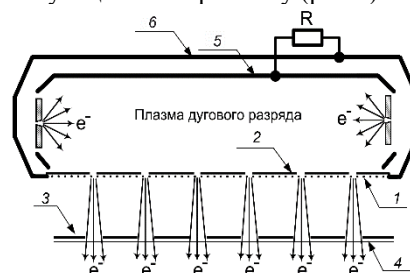


Рисунок 1 - Схема источника электронов с сеточным плазменным эмиттером: 1 – эмиссионная сетка, 2 – маска, 3 – опорная решетка выпускного фольгового окна, 4 – выпускная фольга, 5 – полый анод, 6 – корпус эмиттера

Расчетные зависимости концентрации разрядной плазмы n и потенциала плазмы ϕ относительно сетки 1 от сопротивления R получены с численной модели (1) и показаны на рис. 2. Конфигурация разрядной полости (рис. 1), увеличение сопротивления R , а также маска, расположенная на сетке, создают некоторый эффект электростатической ловушки. Численные расчеты (рис. 3) показали, что при увеличении относительной площади поверхности маски от 0 до 0,46 концентрация плазмы увеличивается на 35 %, при этом температура плазмы и ее потенциал меняются незначительно. В эксперименте при наличии маски с диаметром отверстий (8 – 12) мм, расположенной на эмиссионной сетке с размером ячейки (0,6×0,6) мм, на осциллограммах импульсов тока разряда и тока в ускоряющем промежутке прекратились все высокочастотные модуляции, а ускоряющее напряжение перестало влиять на форму и амплитуду импульса тока разряда.

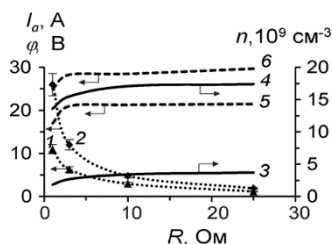


Рисунок 2 - Экспериментальные зависимости тока анода I_a (1, 2) и соответствующие им расчетные концентрации n (3, 4) и потенциала плазмы φ (5, 6); 1, 3, 5 – $I_d = 20$ А; 2, 4, 6 – $I_d = 100$ А

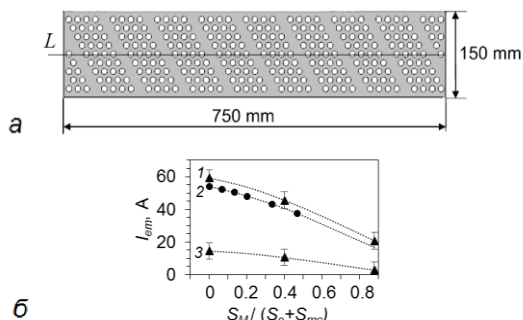


Рисунок 3 - Геометрия маски (а) и зависимость тока в ускоряющем промежутке (б) от относительной площади маски; 1, 3 – эксперимент, 2 – расчет, 1 – $I_d = 100$ А, 2 – 90 А, 3 – 20 А

Численные оценки концентрации плазмы n_i можно получить для равновесного состояния из уравнения баланса между скоростью Ψ ионизации электронами тока разряда I_p и скоростью потерь заряженных частиц [4, 5]. В разрядной камере объемом V концентрация равна

$$n_{ic} = \frac{I_p}{eV} T_{ic}. \quad (2)$$

и в ускоряющем промежутке:

$$n_{id} = \frac{(1+g)j_{em} + j_{\sigma}}{e} T_i n_a \sigma_{ie}, \quad (3)$$

где n_a – концентрация газа, σ_{ie} – сечение ионизации, j_{σ} – плотность тока вторичных электронов, σ_{ei} – сечение ионизации, g – коэффициент отражения электронов от фольги, T_{ic} – время выхода ионов из пространства взаимодействия. При $I_p = 90$ А и давлении рабочего газа $p = 0,03$ Па, $I_{em} = 54$ А плотность плазмы в разрядной камере (формула (2)) $n_{ic} = 1,2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, плотность плазмы в ускоряющем промежутке (формула (3)) $n_{id} = 3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, плотность электронного пучка у поверхности фольги $n_{id} = 0,5 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$. Пространственное распределение концентрации плазмы с применением численной модели (1) показаны на рис. 4 и рис. 5. На рис. 5 показаны изменение концентрации плазмы на линии L в течение импульса тока пучка (рис. 3а). Распределение концентрации плазмы имеет неоднородное распределение в разрядной области и в ускоряющем промежутке (рис. 4).

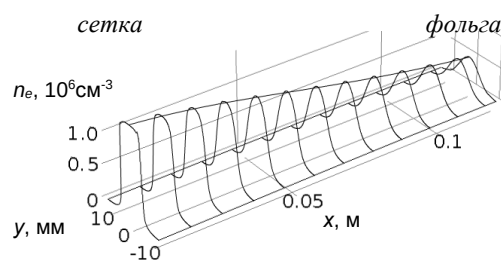


Рисунок 4 - Расчетное распределение концентрации плазмы в поперечном сечении для элементарного пучка в ускоряющем промежутке

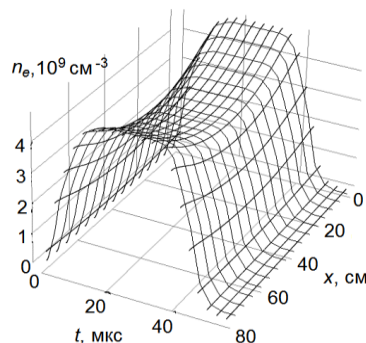


Рис. 5 Временные зависимости концентрации плазмы на линии L

Экспериментальная часть работы выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-29-00091).

Заключение

Проведенные численные исследования показывают, что характеристики разрядной плазмы (концентрация, температура и потенциал плазмы) зависят от сопротивления в цепи полого анода и площади поверхности маски, что в свою очередь влияет на коэффициент извлечения электронов. Устранить неоднородность плотности тока эмиссии можно изменением распределения плотности отверстий на маске.

Список использованных источников

1. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. -145с.
2. Эмиссионная электроника / Н.Н. Коваль, Е.М. Окс, Ю.С. Протасов, Н.Н. Семашко; под ред. Ю.С. Протасова. - М. : Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. - 596 с.
3. Hagelaar G. J. M., Pitchford L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Technol. 2005. Vol. 14. P. 722–733.
4. Korolev Yu. D. and Klaus Frank. Discharge Formation Processes and Glow-to-Arc Transition in Pseudospark Switch // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. Vol. 27. №. 5. P. 1525.
5. Koval Tamara V., Lopatin Ilya V., Nguyen Bao Hung and Ogorodnikov Alexander S. Advanced Materials Research, 1084(2015) 196–199.