

УДК 533.9.02

*Д. А. Антонович**

кандидат технических наук, доцент

*Ю. В. Шиенок**

старший преподаватель

*Д. В. Шидловская**

аспирант

*Витебский государственный университет имени П. М. Машерова

К ВОПРОСУ ФОРМИРОВАНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Представлены основные уравнения, взятые в качестве базовых, для формируемой модели плазменного эмиттера для разработанных ранее конструкций источников заряженных частиц на основе плазменного эмиттера. Дальнейшая разработка данной модели позволит предварительно моделировать параметры формируемых пучков заряженных частиц в зависимости от конструкции источника, что упростит конструирование новых систем с плазменным эмиттером.

Ключевые слова: поток электронов, низкоэнергетичные пучки, поверхность эмитирующего электрода, плазменные источники заряженных частиц.

*D. A. Antonovich**

PhD, Tech., Associate Professor

*Yu. V. Shienok**

Senior Lecturer

*D. V. Shidlovskaya**

PhD Student

* Vitebsk State University named after P. M. Masherov

ON THE QUESTION OF THE FORMATION OF A MATHEMATICAL MODEL OF A SOURCE OF CHARGED PARTICLES WITH A PLASMA EMITTER

This paper presents the basic equations underlying the formed model of the plasma emitter for the previously developed designs of sources of charged particles based on the plasma emitter. Further development of this model will allow preliminary modeling of the parameters of the formed charged particle beams, depending on the design of the source, which will simplify the design of new systems with a plasma emitter.

Keywords: electron flow, low-energy beams, emitting electrode surface, plasma sources of charged particles.

Введение

В связи с расширением области применения плазмохимических технологий, таких как ионно-плазменное азотирование, электронно-лучевое диспергирование и т.д., в настоящее время интерес к получению низкоэнергетичных пучков заряженных частиц с энергией до 5 кэВ достаточно высок. Реализация подобных технологий с помощью низкоэнергетичных плазменных источников представляется

наиболее эффективной, а в ряде случаев единственно возможной [1, 2]. Способность плазменных источников заряженных частиц формировать как электронные, так и ионные пучки, делает их уникальным универсальным инструментом и перспективными к разработке на их основе технологий нанесения пленок и покрытий различного назначения методами попеременного или одновременного теплофизического электронного и модифицирующего ионного воздействия.

Основная часть

Поток электронов, формируемый у эмитирующей поверхности плазмы положительного катода в пространстве между эмитирующим электродом и ускоряющим электродом, будет иметь конфигурацию, определяемую начальными параметрами и суперпозицией внешних электрических и магнитных полей и полем, создаваемым собственно электронами пучка. В случае, когда мы пренебрегаем взаимодействием электронов с частицами, образующими среду в межэлектродном пространстве, конфигурация пучка будет определяться полем, создаваемым электродами (для большинства установок будет аксиально-симметричным) установок и электронами пучка. Однако пренебрегать процессами взаимодействия, происходящими в межэлектродном пространстве, целесообразно только в случае, если число частиц в нем меньше некоторого значения.

Скорость генерации плазмы будет ограничена концентрацией нейтрального газа. Так, в некоторой области количество образованных ион-электронных пар не может превысить количество нейтральных частиц в этой области. Таким образом, в стационарном режиме суммарная генерация плазмы будет определяться скоростью рекомбинации положительных ионов с электронами потока и скоростью обновления газовой среды из внешнего пространства. Так поток ионов (будем считать наличие частиц только одного сорта) будет определяться в случае аксиальной симметрии:

$$\frac{\partial n_i(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_i(r, z, t) * v_i(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_i(r, z, t) * v_i(r, z, t))}{\partial z} = \sigma_i(v_{0e}) * n_{0e}(r, z, t) * \rho_{газ} - \sigma_p n_{0e}(r, z, t) n_i(r, z, t); \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial t} + v_i(r, z, t) \left[\frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial z} \right] = \frac{e}{M} \left[\frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial z} \right], \quad (2)$$

где n_i – концентрация ионов в межэлектродном слое, v_i – скорость ионов, n_{0e} – концентрация электронов пучка, e – заряд электрона, M – масса иона, ϕ – распределение потенциала в межэлектродном слое, $\rho_{газ}$ – плотность газа в межэлектродном пространстве, σ_p – сечение рекомбинации ионов с электронами потока.

Аналогичное уравнение можно записать и для электронов, полученных при ионизации газа. Они, как и электроны первичного пучка, могут участвовать в дальнейшей ионизации газа. Однако, полагая, что большая их часть будет генерироваться вблизи ускоряющего электрода и большая их часть в процессе движения к ускоряющему электроду не успеет набрать необходимой энергии для уве-

ренной ионизации газа, будем дальнейшей ионизацией пренебрегать. Таким образом, поток электронов определим как:

$$\frac{\partial n_e(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_e(r, z, t)v_e(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_e(r, z, t)v_e(r, z, t))}{\partial z} = \sigma_{0e}(v_{0e})n_{0e}(r, z, t)\rho_{газ}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial t} + v_e(r, z, t) \left[\frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial z} \right] = \frac{e}{m_e} \left[\frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial z} \right], \quad (4)$$

где $n_e(r, z, t), v_e(r, z, t)$ – концентрация и скорость электронов соответственно, m_e – масса электрона. Здесь мы пренебрегли дальнейшим взаимодействием электронов с нейтральными частицами и их рекомбинацией с ионами.

Поток электронов n_{0e} , движущийся от эмитирующего электрода к ускоряющему. Мы будем определять как поток эмитируемый поверхность плазмы в эмитирующих каналах, так и вторичный поток, получаемый при бомбардировке ионами поверхности эмитирующего электрода. При движении внутри межэлектродного пространства данный поток будет ослабляться взаимодействием как с нейтральными частицами, так и с ионами.

$$\frac{\partial n_{0e}(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_{0e}(r, z, t)v_{0e}(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_{0e}(r, z, t)v_{0e}(r, z, t))}{\partial z} = -\sigma_{0e}(n_{0e})\rho_{газ} - \sigma_p n_{0e}(r, z, t)n_i(r, z, t); \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial t} + v_{0e}(r, z, t) \left[\frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial z} \right] = \\ = -\frac{e}{m} \left[\frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \phi(r, z, t)}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где σ_{0e} – полное сечение рассеяния электронов на нейтральных частицах газа, $v_{0e}(r, z, t)$ – скорость электронов потока. Здесь мы полагаем, что электроны потока, испытавшие рассеяние, выбывают из потока. Их дальнейшее поведение описывается уравнением для электронов, которые были образованы при образовании ион-электронных пар.

Указанные уравнения (1)–(6) объединим в систему вместе с обобщающим их уравнением для потенциала. Начальными условиями для электрического потенциала в межэлектродной области определим поле эмитирующего электрода при потенциале ускоряющего электрода равном нулю. Граничным условием для потенциала будет постоянное значение на эмитирующем электроде, а также

заданное функцией $\phi_{y,э} = U_0 e^{\frac{t}{\tau}}$.

Граничное условие для электронов потока определим постоянным значением n_0 на поверхности эмитирующей плазмы и пропорциональной плотности ионов на поверхности эмитирующего электрода.

Первоначальный потенциал на ускоряющем электроде отсутствует. Таким образом, начальное условие для концентрации электронов и ионов в межэлектродном пространстве будем принимать равным нулю. Концентрация электронов ионизации вторичной плазмы и их скорость вблизи эмитирующего электрода будем принимать равным нулю, так как их область генерации находится в межэлектродном пространстве, а движение будет в направлении ускоряющего электрода. Аналогично будем полагать для ионов вторичной плазмы вблизи поверхности ускоряющего электрода:

$$\begin{aligned} n_e(x, z, 0) = 0, & & n_e(f_{rp}^a(x, z), t) = 0, & & v_{0e}(x, z, 0) = 0, \\ n_i(x, z, 0) = 0, & & & & v_i(x, z, 0) = 0, \\ n_{0e}(x, z, 0) = 0, & & v_e(f_{rp}^a(x, z), t) = 0, & & v_e(x, z, 0) = 0 \end{aligned}$$

Граничные условия для электронов потока на поверхности эмитирующего электрода будем принимать пропорциональными соответствующим параметрам потока ионов вблизи поверхности:

$$\begin{aligned} n_{0e}(f_{rp}^3(x, z), t) = \alpha n_i(f_{rp}(x, z), t), & & n_i(f_{rp}^a(x, z), t) = 0, \\ v_{0e}(f_{rp}^3(x, z), t) = \beta v_i(f_{rp}(x, z), t), & & v_i(f_{rp}^a(x, z), t) = 0, \end{aligned}$$

где $f_{rp}^3(x, z)$ – функция, описывающая поверхность эмитирующего электрода; α, β – коэффициенты эффективности вторичной эмиссии электронов поверхностью электрода, $f_{rp}^a(x, z)$ – функция, описывающая поверхность ускоряющего электрода.

Изменением формы плазменной поверхности в эмитирующем канале в процессе образования вторичной плазмы будем пренебрегать в рассматриваемом масштабе.

Заключение

В данной работе представлены основные уравнения, положенные в основу формируемой модели плазменного эмиттера для разработанных ранее конструкций источников заряженных частиц на основе плазменного эмиттера. Дальнейшая разработка данной модели позволит предварительное моделирование параметров формируемых пучков заряженных частиц, в зависимости от конструкции источника, что упростит конструирование новых систем с плазменным эмиттером.

Библиографический список

1. Плазменные эмиссионные системы для электронно-лучевых технологий. Ч. 1 / Д. А. Антонович и др. // Вестн. ПГУ. Сер. С: Фундаментальные науки. 2016. № 12. С. 37–44.
2. Плазменные эмиссионные системы для электронно-лучевых технологий. Ч. 2 / Д. А. Антонович и др. // Вестн. ПГУ. Сер. С: Фундаментальные науки. 2017. № 4. С. 45–51.