

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В ЭМИССИОННОМ КАНАЛЕ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА

В. Л. Галанский, В. А. Груздев, В. И. Зеленский, И. В. Осипов, Н. Г. Ремпе

Эмиссия заряженных частиц в источниках с плазменным эмиттером осуществляется, как правило, через канал в одном из электродов разрядной камеры. Плазма в канале может существенно изменять свои параметры из-за потерь частиц на его стенках, что необходимо учитывать при разработке источников и анализе их характеристик. В [1] показано, что при извлечении заряженных частиц через каналы с размером, сравнимым с дебаевской длиной в плазме, параметры канала влияют только на ток эмиссии ионов. Это влияние связано с существованием в канале отрицательного анодного падения потенциала по величине порядка электронной температуры. Существуют источники, в которых эмиссионный канал выполняется в катодной разрядной камеры и пристеночный ионный слой в канале представляет собой область катодного падения потенциала в разряде [2]. В этих условиях влияние канала на параметры проникающей в него плазмы практически не изучено.

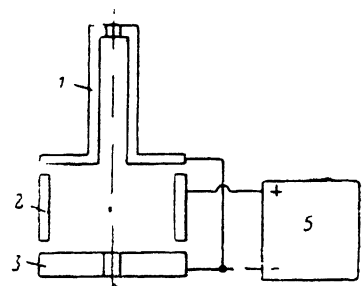


Рис. 1. Электродная система экспериментальной макета плазменного эмиттера.

В настоящей работе приводятся результаты исследования параметров плазмы, ограниченной пристеночным слоем ионов в цилиндрическом эмиссионном канале.

Эксперименты проводились с использованием электродной системы плазменного эмиттера электронов (рис. 1) на основе отражательного разряда с полым катодом [2]. В разрядной камере, состоящей из полого катода 1, цилиндрического анода 2 и катода-отражателя 3, возбуждался непрерывный тлеющий разряд с током $I_p = 80 - 160$ мА и напряжением $U_p = 300 - 400$ В (4). Ток разряда стабилизировался источником питания 5. Давление рабочего газа — воздуха поддерживалось равным $5 \cdot 10^{-1}$ Па. Параметры генерируемой при этом плазмы имели следующие значения: концентрация заряженных частиц $n_0 = 10^{18} - 10^{19}$ м⁻³, температура электронов $T_e = 3 - 7$ эВ, потенциал плазмы относительно катода $\phi_0 = 300 - 350$ В. Эмиссионный канал, выполненный в катод-отражателе, представлял собой цилиндрическую полость диаметром 2—6 мм, высотой 7 мм. Выбранные размеры и форма канала позволяли реализовать ситуации, при которых протяженность пристеночного ионного слоя много меньше или сравнима с радиусом канала. Параметры проникающей в канал плазмы измерялись цилиндрическим зондом диаметром 0.07 мм. Зонд перемещался вдоль оси канала, что позволяло получать осевые распределения концентрации и плавающего потенциала плазмы, определять глубину ее проникновения в канал. Концентрация плазмы оценивалась по ионному току насыщения зонда, плавающий потенциал измерялся относительно катода. Глубина проникновения плазмы в канал L определялась, как и в [3], по резкому спаду концентрации электронов.

На рис. 2 приведены осевые распределения ионного тока насыщения I_i и плавающего потенциала ϕ_n зонда, измеренные в каналах различного диаметра. Полученные результаты свидетельствуют о существенном уменьшении концентрации плазмы по мере ее проникновения в канал. При этом в проникающей плазме обнаруживается электрическое поле с напряженностью в несколько десятков вольт на сантиметр. При изменении концентрации плазмы в разрядной камере n_0 , осуществляемом путем изменения I_p , характер зависимостей $I_i(z)$ и $\phi_n(z)$ оставался практически неизменным, изменялись только абсолютные значения I_i пропорционально I_p и значения глубины проникновения L .

Для объяснения полученных результатов предлагается следующая модель физических процессов в канале. Проникающая в канал плазма отделена от стенок слоем пространственного заряда ионов, падение потенциала на котором $\varphi(z) \gg (kT_e)/e$. Высокий положительный потенциал плазмы относительно катода препятствует уходу электронов на стенки канала, тогда как ионы достигают стенок. Плазма в канале считается квазинейтральной, ионизацией и рекомбинацией в объеме канала пренебрегается. Низкое давление газа обеспечивает режим

«свободного полета» ионов на стенки и вдоль оси канала. В приведенных условиях квазинейтральность плазмы может быть обеспечена лишь при наличии продольного электрического поля, возвращающего электроны в разрядный промежуток. Уход ионов на стенки и возврат электронов в разрядную камеру приводят к снижению концентрации плазмы вдоль оси канала.

Протяженность ионного слоя $l(z)$ связана с концентрацией плазмы и падением потенциала на нем законом «степени 3/2». Оценки изменения $l(z)$, выполненные на основе полученных в эксперименте значений концентрации плазмы $n(z)$ и $\varphi(z)$, показывают, что основное влияние на $l(z)$ оказывает изменение $n(z)$. Уменьшение концентрации по мере проникновения плазмы в канал приводит к увеличению протяженности слоя. При определенном значении n слой перекрывает канал, ограничивая дальнейшее проникновение плазмы.

Для упрощения расчетов рассматривается бесконечно протяженный цилиндрический канал, распределение электронов по скоростям в плазме считается максвелловским.

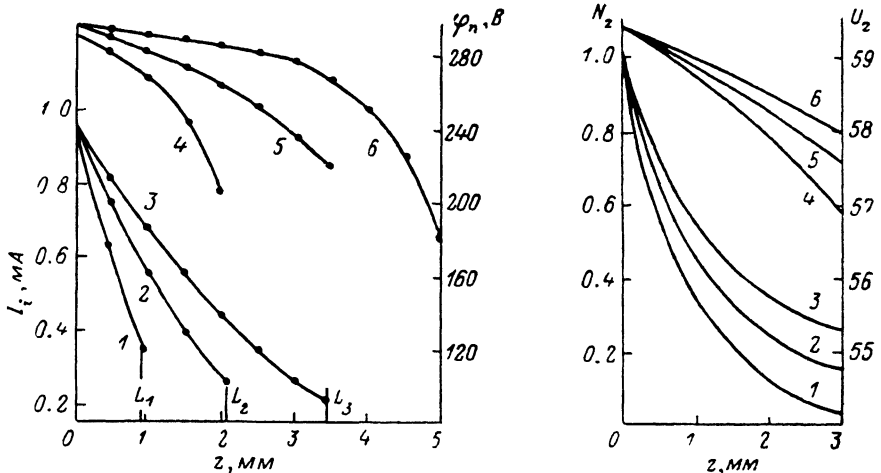


Рис. 2. Осевые распределения ионного тока насыщения на зонд (1—3) и его плавающего потенциала (4—6).

1, 4 — $R=1$; 2, 5 — 2; 3, 6 — 3 мм.

Рис. 3. Расчетные осевые распределения концентрации (1—3) и потенциала (4—6) плазмы.

1, 4 — $R=1$; 2, 5 — 2; 3, 6 — 3 мм.

Расчет осевых распределений концентрации $n(z)$ и потенциала $\varphi(z)$, а также глубины проникновения плазмы в канал осуществляется с использованием системы уравнений баланса, вытекающей из уравнения непрерывности и уравнений движений ионов в радиальном и осевом направлениях. В рамках рассматриваемой модели уравнение непрерывности может быть представлено в следующем виде:

$$(U_0 - U_z - 0.5) R \frac{dN_z}{dz} + \alpha N_z (U_0 - U_z)^{1/2} \rho_z = 0, \quad (1)$$

где

$$U_0 = \frac{e\varphi_0}{kT_e}, \quad U_z = \frac{e\varphi_z}{kT_e}, \quad N_z = \frac{n(z)}{n_0}, \quad \rho_z = \frac{R}{r_z},$$

R — радиус канала, r_z — радиус плазмы на расстоянии z от входа в канал, α — константа.

Поскольку электроны находятся в продольном тормозящем поле и считаются термодинамически равновесными, то можно принять для них больцмановское осевое распределение концентрации, что в условиях квазинейтральности плазмы позволяет связать N_z с U_z

$$N_z = \exp(U_z - U_0). \quad (2)$$

Уход ионов на стенки канала осуществляется в соответствии с законом «степени 3/2», который с учетом справедливости критерия Бомы в рассматриваемом случае может быть записан в виде

$$\beta^2(\rho_z) n_0 N_z R^2 - A T_e U_z^{3/2} \rho_z = 0, \quad (3)$$

где $\beta^2(\rho_z)$ — трансцендентная функция в «законе 3/2» для цилиндра. A — константа.

Система уравнений (1)–(3) решалась на ЭВМ. При этом диапазоны изменения внешних параметров, входящих в уравнения, соответствовали указанным выше экспериментальным значениям. Расчетные осевые распределения концентрации и потенциала плазмы (рис. 3) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по измерению ионного тока на зонд и плавающего потенциала (рис. 2).

Анализ результатов численного моделирования показал, что при заданных значениях n_0 , φ_0 , T_e , R решение системы уравнений (1)–(3) существует лишь в области $0 \leq z \leq z_p$, для которой

$$N_z U_z^{-3/2} \geq F(n_0, \varphi_0, T_e, R), \quad (4)$$

где $F(n_0, \varphi_0, T_e, R)$ — некоторая величина, определяемая значениями внешних параметров

Условие (4) вытекает из уравнения (3), в которое входит функция $\rho_z/(\beta^2(\rho_z))$, имеющая минимум при $\rho_z \approx 3.2$ [4]. Отсутствие решения при $z > z_p$ может быть интерпретировано как «схлопывание» ионного слоя в канале при уменьшении произведения $N_z U_z^{-3/2}$ настолько, что нарушается неравенство (4). Величина z_p отождествлялась нами с глубиной проникновения L . Сравнение расчетных и определенных экспериментально значений L показывает их удовлетворительное совпадение.

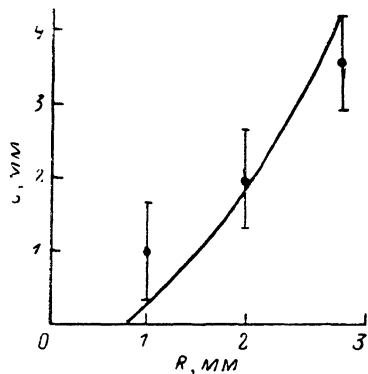


Рис. 4. Зависимость глубины проникновения плазмы в канал от его радиуса.

Точки — эксперимент, кривая — расчет; $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $\varphi_0 = 300 \text{ В}$, $T_e = 5 \text{ эВ}$.

Таким образом, при проникновении плазмы в эмиссионный канал с падением потенциала на пристеночном слое, исключая уход электронов на стенки, уменьшается ее концентрация, возникает осевое электрическое поле, протяженность пристеночного слоя растет, ограничивая глубину проникновения (рис. 4). Эти факторы существенно влияют на параметры источника, так как при изменении положения эмиттирующей поверхности, формирующейся под действием поля ускоряющего электрода, изменяются одновременно площадь эмиссии и концентрация плазмы. В длинном канале из-за ограниченности проникновения плазмы эмиттирующая поверхность может формироваться пристеночным слоем, а отбор электронов осуществляться через потенциальный барьер. Полученные результаты позволяют объяснить и рассчитать вольт-амперные и эмиссионные характеристики источника заряженных частиц с плазменным эмиттером.

Список литературы

- [1] Габович М. Д., Гасанов И. С., Проценко И. М. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 24. С. 1509—1512.
- [2] Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
- [3] Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
- [4] Крейнделъ Ю. Е., Никулин С. П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208—1209.

Томский институт
автоматизированных систем управления
и радиозлектроники

Поступило в Редакцию
27 марта 1989 г.