

04; 11
© 1992 г.

ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМОЙ, ОГРАНИЧЕННОЙ ПРИСТЕНОЧНЫМ ИОННЫМ СЛОЕМ

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

Проведен анализ характеристик источника электронов на основе эмиссии из плазмы, ограниченной пристеночным ионным слоем, с учетом процессов в эмиссионном канале. Предложены физическая модель и методика, позволяющая рассчитать ВАХ, эмиссионную характеристику и характеристику управления источника в зависимости от параметров плазмы, напряженности поля в ускоряющем промежутке и геометрии эмиссионного канала. Показано, что протекание эмиссионного тока через плазму в канале не приводит к существенному изменению осевого распределения концентрации. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Существуют источники электронов, в которых эмиссия частиц происходит с поверхности плазмы, ограниченной пристеночным ионным слоем в эмиссионном канале, выполненном в катоде разрядной камеры [1]. В известных работах, посвященных анализу эмиссионных характеристик плазменных электронных источников, параметры эмиттирующей плазмы в канале считаются неизменными. Однако, проникающая в канал плазма изменяет свои параметры вследствие ухода ионов на стенки [2]. Эмиссия электронов из плазмы может приводить к дополнительному возмущению плазмы в канале. В настоящей работе изложены результаты исследований эмиссионных характеристик плазменного источника электронов с учетом изменения параметров плазмы в канале при отборе электронов.

Анализ возмущения плазмы, обусловленного эмиссией, может быть выполнен в рамках модели, предложенной в [2], где показано, что в отсутствие эмиссии при проникновении плазмы в цилиндрический канал происходит уменьшение ее концентрации $n(z)$ вдоль оси канала и возникает аксиальное электрическое поле, возвращающее электроны в разрядную камеру. Совокупное влияние этих факторов приводит к возрастанию протяженности пристеночного слоя, который ограничивает проникновение плазмы в канал.

Эмиссия электронов из плазмы возможна как через потенциальный барьер, так и с открытой плазменной поверхности [1]. Очевидно, что во втором случае возмущение должно быть более значительным, поэтому ограничимся только его рассмотрением. Величину эмиссионного тока I_e

с открытой плазменной поверхности радиуса $r(z_{rp})$, расположенной на расстоянии z_{rp} от входа в канал, можно определить как

$$I_e = en(z_{rp})v_e(z_{rp})\pi r^2(z_{rp}), \quad (1)$$

где e — заряд электрона, $v_e(z_{rp})$ — средняя скорость эмиттированных электронов.

Появление обусловленного эмиссией осевого тока значительной величины, протекающего через плазму, искажает больцмановское распределение концентрации электронов вдоль оси канала, принятое в [2]. Кроме того, поскольку часть электронов получает возможность покидать плазму в виде эмиссионного тока, то должно ослабевать с увеличением I_e продольное поле, локализованное в проникающей в канал плазме. Концентрация n_0 и потенциал U_n плазмы в разрядном промежутке вблизи эмиссионного канала могут изменяться в результате возмущения разряда вследствие известного эффекта переключения тока [3]. Характер этого возмущения и степень изменения n_0 и U_n зависят, по-видимому, от свойств разряда и величины тока эмиссии [3-5]. Поэтому представляется целесообразным проанализировать влияние отбора электронов на параметры плазмы в канале при фиксированных значениях n_0 и U_n , а при расчете эмиссионных характеристик конкретных источников учитывать при необходимости эффект изменения n_0 и U_n введением соответствующей току эмиссии корректировки этих величин. Учет этих соображений позволяет записать систему уравнений для определения осевых распределений параметров плазмы в канале при наличии отбора электронов в виде

$$\eta = \exp(-\varphi) - \frac{I_e}{en_0 \pi R^2 \rho^2 v_e(\xi)}, \quad (2)$$

$$- \frac{d}{d\xi} (\eta \rho^2 \sqrt{\varphi}) = - \sqrt{\frac{2}{eN}} \eta \rho, \quad (3)$$

$$\eta \rho \beta^2 (1/\rho) = D\varphi^{3/2}, \quad (4)$$

где

$$\eta = \frac{n(z)}{n_0}, \quad \varphi = \frac{e[U_n - U(z)]}{kT_e}, \quad \rho = \frac{r(z)}{R}, \quad \xi = \frac{z}{R}$$

— безразмерные концентрация, потенциал, радиус плазмы и продольная координата соответственно; $U(z)$ — потенциал плазмы относительно стенки канала; R — радиус канала, T_e — температура электронов в

невозмущенной плазме; $v_e(\xi)$ — средняя скорость эмиттированных электронов в сечении ξ ; e_N^N — основание натуральных логарифмов; $D = (4/9)\sqrt{2e_N}((\epsilon_0 kT_e)/(e^2 R^2 n_0))$, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная $\beta^2(1/\rho)$ — функция Ленгмюра в законе „ступенная 3/2“ для цилиндрического диода.

Соотношение (2) представляет собой осевое распределение концентрации электронов в предположении бесстолкновительного движения электронов в канале. Второй член в правой части уравнения (2) учитывает уменьшение концентрации по сравнению со случаем отсутствия эмиссии электронов. Величина $v_e(\xi)$ при этом определяется как

$$v_e(\xi) = \frac{\int_{v_{gp}}^{\infty} \sqrt{v^2 - \sqrt{\frac{2kT_e}{m}} \varphi} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_e}} e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} dv}{\int_{v_{gp}}^{\infty} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_e}} e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} dv} \quad (5)$$

Здесь

$$v_{gp} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m}} \varphi_{gp},$$

где $\varphi_{gp} = \varphi(\xi_{gp})$ — потенциал на эмиссионной границе плазмы, m — масса электрона.

Уравнение непрерывности (3) учитывает изменение продольного компонента ионного тока за счет изменения осевой скорости ионов, уходящих на стенки канала и изменения протяженности пристеночного слоя, а следовательно, и радиуса плазмы в канале.

Уравнение (4) — закон „степени 2/3“ для ионов, уходящих на стенки канала. Физический смысл применения этого закона в данном случае заключается в том, что (4) устанавливает равенство между величиной ионного тока из плазмы и пропускной способностью пристеночного слоя.

В качестве граничного условия, позволяющего определить параметры плазмы при $\xi = \xi_{gp}$, использовалось равенство (1) для заданной величины эмиссионного тока I_e . Подставляя (1) в (2), получаем

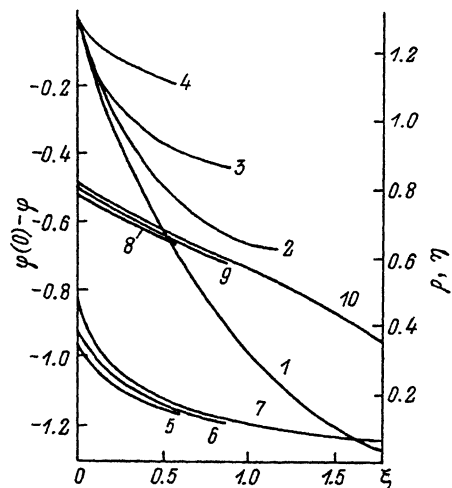
$$2\eta(\xi_{gp}) = \exp(-\varphi_{gp}), \quad (6)$$

т. е. концентрация на границе в условиях эмиссии в два раза меньше концентрации в том же сечении при отсутствии отбора электронов.

Приведенная система уравнений решалась численно, при этом в качестве внешних параметров задавались n_0 , U_n , T_e , R , I_e . Диапазоны

Рис. 1. Осевые распределения потенциала (1—4), концентрации (5—7) и радиуса (8—10) плазмы.

$n_0 = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 5 \text{ эВ}$, $U_n = 300 \text{ В}$, $R = 1 \text{ мм}$, $\varphi(0) = 0.3$; I_e , мА: 1, 7, 10 — 0; 2 — 93; 3, 6, 9 — 186; 4, 5, 8 — 372.



изменения этих величин соответствовали реальным значениям, реализуемым в плазменных источниках электронов на основе разряда с полым катодом: $n_0 = 10^{18} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$,

$U_n = 100 - 700 \text{ В}$, $T_e = 5 \text{ эВ}$, $R = 1 \text{ мм}$, $I_e = 0 - 0.5 \text{ А}$. Значение потенциала плазмы на выходе в канал $\varphi(0)$ задавалось равным 0.3—0.5, при этом существенного влияния этой величины на распределение параметров плазмы в канале не обнаружено.

Результаты расчета, представленные на рис. 1, свидетельствуют о том, что возмущение плазмы в канале при эмиссии электронов сводится в основном к снижению градиента потенциала в ней с увеличением I_e .

В то же время осевые распределения концентрации и радиуса плазмы остаются практически неизменными. Приведенные на рис. 1 зависимости позволяют также определить глубину проникновения плазмы в канал в отсутствие эмиссии электронов и перемещение плазменной границы при возрастании I_e .

Изменение $\varphi(\xi)$ с увеличением тока эмиссии находится в согласии с предполагавшимся выше ослаблением продольного поля в проникающей в канал плазме, тогда как неизменность $\eta(\xi)$, а следовательно, и $\rho(\xi)$ при отборе электронов не является столь очевидной. Для проверки этого факта были проведены зондовые измерения концентрации плазмы в эмиссионном канале. Эксперименты показали отсутствие существенной зависимости осевого распределения концентрации плазмы от тока эмиссии, что согласуется с данными численного анализа.

Приведенные результаты позволяют предложить достаточно простую методику расчета вольт-амперных характеристик (ВАХ) плазменного источника электронов. Зависимость I_e от величины ускоряющего напряжения U_y может быть рассчитана в соответствии с (1). При этом необходимо учитывать, что в реальных источниках положение эмиттирующей границы плазмы определяется проникновением в канал поля ускоряющего электрода. Увеличение U_y приводит к перемещению границы в направлении ко входу в канал, соответственно изменяются параметры плазмы. Однако полученная практическая независимость $\eta(\xi)$ и $\rho(\xi)$ от I_e позволяет использовать при расчете ВАХ эти зависимости, определенные из решения системы (2)—(4) при $I_e = 0$.

Таким образом, каждая точка расчетной ВАХ может быть получена следующим образом. Из системы уравнений (2)–(4) при $I_e = 0$ определяется глубина проникновения плазмы в канал ξ_{rp} и ее параметры на этой границе $\eta(\xi_{rp})$, $\varphi(\xi_{rp})$, $\rho(\xi_{rp})$. Для выбранной величины U_y из решения уравнения Пуассона рассчитывается распределение потенциала ускоряющего поля в канале $\varphi_y(\rho, \xi)$. Если значение U_y достаточно для реализации режима эмиссии с открытой плазменной поверхностью, т. е. если выполняется условие

$$\frac{d\varphi_y(\rho, \xi)}{d\xi} \Big|_{\substack{\xi=\xi_{rp} \\ \rho=0}} \geq 0, \quad (7)$$

то плазменная граница может переместиться.

Новое положение границы ξ_{rp}^* определяется в соответствии с законом „степени 3/2“

$$\eta(\xi_{rp}^*) v_e(\xi_{rp}^*) = c \frac{[\varphi_y(0, \xi_{rp} + h) - \varphi(\xi_{rp}^*)]^{3/2}}{(\xi_{rp} + h - \xi_{rp}^*)^2}, \quad (8)$$

где h (малая величина) — шаг сетки при решении уравнения Пуассона методом конечных разностей;

$$c = \frac{4\epsilon_0}{9e^2} \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{(kT_e)^{3/2}}{n_0 R^2}.$$

Для полученного значения ξ_{rp}^* определяются параметры плазмы и рассчитывается I_e в соответствии с (1). На следующем этапе распределение потенциала ускоряющего поля в канале пересчитывается с учетом поправки, вносимой пространственным зарядом пучка эмиттированных электронов, уточняется положение эмиссионной границы плазмы и соответствующая величина I_e . Этот цикл для каждого значения U_y повторяется до тех пор, пока изменение ξ_{rp} не станет меньше заданной малой величины.

Описанный алгоритм, реализованный на ЭВМ, позволил рассчитать ВАХ источника в режиме эмиссии с открытой плазменной поверхностью. Поскольку экспериментально было установлено, что для рассматриваемого типа источника электронов при эффективности извлечения порядка 20 % и $I_p = \text{const}$ (I_p — ток разряда) обусловленные эмиссией изменения n_0 и U не превышали 5 %, вышеупомянутая корректировка этих параметров при расчете ВАХ не производилась.

Сравнение нормированных по максимальному току эмиссии I_{e0} расчетных ВАХ с экспериментальными показало их удовлетворительное сов-

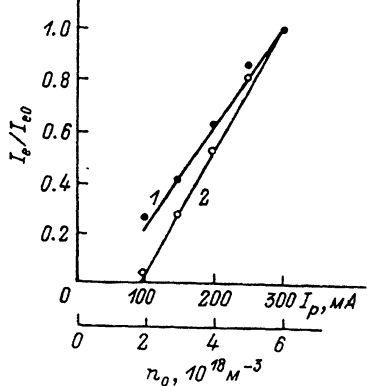
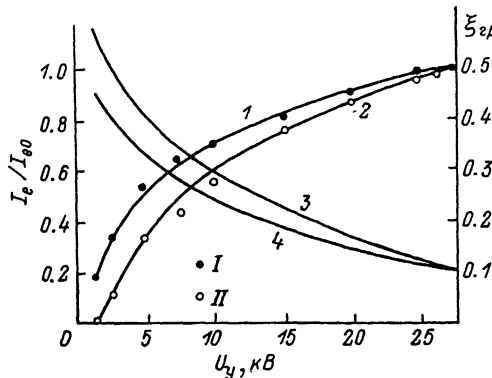


Рис. 2. Зависимости эмиссионного тока (1, 2) и положения эмиттирующей границы плазмы (3, 4) от ускоряющего напряжения.

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет; $n_0, \text{ м}^{-3}$: 1, 3 — $5 \cdot 10^{18}$; 2, 4 — $3 \cdot 10^{18}$; $I_p, \text{ мА}$: I — 250, II — 150.

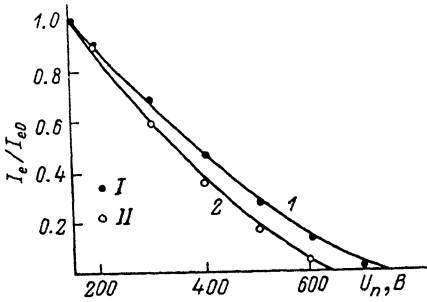
Рис. 3. Зависимости эмиссионного тока от концентрации плазмы и тока разряда.

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет. $U_y, \text{ кВ}$: 1 — 25; 2 — 5.

падение (рис. 2). Изменение n_0 в эксперименте осуществлялось регулированием тока разряда. Наблюдаемый характер возрастания эмиссионного тока с увеличением U_y объясняется перемещением границы эмиттирующей плазмы ко входу в канал и соответствующим этому перемещению ростом концентрации эмиттирующей плазмы и площади, с которой реализуется эмиссия. Изменение n_0 изменяет глубину проникновения плазмы в канал в отсутствие отбора электронов, в результате режим эмиссии с открытой плазменной поверхностью реализуется, начиная с различных значений U_y . Перегиб на ВАХ и тенденция к насыщению вызваны, с одной стороны, ограничением проникновения поля ускоряющего электрода в эмиссионный канал и, с другой стороны, экранированием этого поля пространственным зарядом пучка эмиттированных электронов при возрастании I_e .

Построенные на основе расчетных ВАХ зависимости $I_e(n_0)$ и экспериментальные характеристики $I_e(I_p)$ близки к линейным (рис. 3). Рост тока эмиссии с увеличением n_0 (или I_p) происходит, как следует из анализа данных численного эксперимента, в результате увеличения $n(z_{гр})$ и $r(z_{гр})$, а положение эмиттирующей границы при этом меняется незначительно. В частности, для использованных размеров канала при $U_y = 20 \text{ кВ}$ и изменении n_0 от 10^{18} до $6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ I_e изменяется в пределах от 20 до 130 мА, а перемещение эмиттирующей поверхности

Рис. 4. Зависимость эмиссионного тока от потенциала плазмы.



Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет. $U_y = 25$ кВ. $n_0, \text{ м}^{-3}$: 1 — $5 \cdot 10^{18}$; 2 — $3 \cdot 10^{18}$; $I_p, \text{ мА}$: I — 250, II — 150.

составляет всего 0.1 мм. Этим объясняется слабое влияние „подвижности плазменного эмиттера“ на электронно-оптические параметры пучка при регулировании I_e изменением I_p , установленное в [6].

В работе [7] предполагалось, что при управлении током эмиссии изменением протяженности пристеночного ионного слоя путем варьирования потенциала стенок канала относительно потенциала плазмы концентрация эмиттирующей плазмы постоянна. Однако, как показали расчеты, изменение U_n приводит не только к изменению площади эмиттирующей поверхности, но и к значительному изменению $n(z_{\text{гр}})$. Рассчитанные с учетом этого фактора характеристики управления хорошо согласуются с результатами эксперимента (рис. 4), в котором изменение U_n осуществлялось приложением разности потенциалов между отражательным и полым катодами. Численный анализ показал, что и в этом случае, как и при управлении регулированием тока разряда, изменение I_e происходит в основном за счет изменения $n(z_{\text{гр}})$ и $r(z_{\text{гр}})$, а сама величина $z_{\text{гр}}$ изменяется при этом незначительно.

Таким образом, результаты работы показывают, что эмиссия электронов в рассматриваемом диапазоне I_e не приводит к существенным изменениям осевого распределения концентрации проникающей в канал плазмы. Зависимость тока эмиссии от ускоряющего напряжения при постоянных параметрах плазмы в разряде обусловлена в основном изменением $n(z_{\text{гр}})$ и $r(z_{\text{гр}})$ при перемещении эмиттирующей поверхности под действием поля ускоряющего электрода. Предложенная методика расчета позволяет учесть потери частиц в канале при анализе эмиссионных характеристик источников электронов с плазмой, ограниченной пристеночным ионным слоем.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Завьялов М. А., Крейнделъ Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
- [2] Галанский В. Л., Груздев В. А., Зеленский В. И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 168—170.
- [3] Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681—686.

- [4] Груздев В. А., Осипов И. В., Ремле Н. Г. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. I. С. 95—97.
- [5] Крейнделъ Ю. Е., Никулин С. П., Шубин О. А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 190—191.
- [6] Белюк С. И., Груздев В. А., Крейнделъ Ю. Е. и др. // Вторая Международная конференция ЭЛТ-88. Варна, 1988. С. 159—164.
- [7] Груздев В. А., Ремле Н. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 7. С. 1324—1327.

Томский институт автоматизированных
систем управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию
18 июля 1990 г.
В окончательной редакции
20 декабря 1990 г.