

УДК 621.385,537.533

## **Моделирование влияния параметров электродной структуры и эмиттирующей плазмы на характеристики формируемого остросфокусированного электронного пучка**

*О. Н. Петрович*

Полоцкий государственный университет, Полоцк, Беларусь

*А. Ф. Стекольников*

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

*Компьютерным моделированием электронно-оптических систем рассчитана зависимость выходных характеристик электронного пучка от геометрии эмиссионного канала, параметров электродной структуры плазменных источников электронов и концентрации эмиттирующей плазмы. Показано, что зависимость характеристик электронного пучка от данных факторов объясняется глубиной проникновения плазмы в канал и формой эмиттирующей поверхности.*

В источниках электронов с плазменным катодом пучок электронов обычно отбирается из плазмы через эмиссионный канал (или каналы) в одном из ограничивающих ее электродов (эмиттерном электроде). Ускорение электронов и формирование пучка происходят в высоковольтном ускоряющем промежутке между эмиттерным электродом с плазменной поверхностью в его апертуре и ускоряющим электродом, имеющим отверстие для выхода пучка в пространство, где размещается обрабатываемый пучком объект. При этом эмиттерным электро-

дом может служить как катод, так и анод разрядного промежутка, в котором формируется плазма [1]. Если эмиттерным электродом служит катод разрядного промежутка, то потенциал плазмы (прикатодной плазмы) относительно эмиттерного электрода составляет несколько сотен вольт, если эмиттерным электродом является анод разрядной камеры, то потенциал плазмы (прианодной плазмы) на порядок ниже.

Геометрия эмиссионного канала и параметры электродной структуры определяют глубину проникновения плазмы в канал, форму и кри-

визну поверхности эмитирующей плазмы, степень влияния поля ускоряющего электрода на приэлектродный ионный слой. В том случае, когда поверхность эмитирующей плазмы формируется пристеночным ионным слоем, реализуется эмиссия электронов через потенциальный барьер; если же эмитирующая поверхность формируется полем ускоряющего электрода, то эмиссия электронов происходит с открытой поверхности плазмы.

В данной работе рассматриваются условия, при которых в плазменных источниках электронов с катодным эмиттерным электродом реализуется эмиссия с открытой поверхности плазмы. Эмиссионный ток в этом случае определяется плотностью плазмы и площадью открытой эмитирующей поверхности, что приводит к зависимости эмиссионного тока как от ускоряющего напряжения, так и от падения потенциала на прикатодном ионном слое.

Расходимость пучка обусловлена не только формой эмитирующей поверхности (вогнутая, плоская или выпуклая), расположением границы плазмы внутри канала, на выходе из него или в промежутке между эмиттерным и ускоряющим электродами, но и радиусом эмитирующей поверхности, что определяет степень влияния радиальной составляющей напряженности электрического поля, проникающего в эмиссионный канал и выходную апертуру системы, на движение электронов пучка, а также плотностью эмиссионного тока, значение которого характеризует уширение пучка под действием собственного объемного заряда.

#### Физико-математическая модель электронно-оптической системы с точечным плазменным эмиттером

В основу модели электронно-оптической системы с плазменным эмиттером положен метод деформируемых (модифицированных) трубок тока [2], в котором весь поток электронов разбивается на некоторое конечное число слоев — трубок тока, что позволяет учесть эффект неламинарности, который имеет место в том случае, когда плазменная граница расположена в эмиссионном канале. Кроме того, плотность тока в различных поперечных сечениях пучка не остается постоянной, а изменяется, так как трубка определяется как область между двумя соседними поверхностями траекторий. При расходимости этих траекторий увеличивается площадь поперечного сечения трубки (трубка деформируется), а плотность тока уменьшается, и наоборот.

На первом шаге расчетной модели задавались исходные параметры численного моделирования, которые представляют собой следующие величины: значение ускоряющего потенциала  $\phi_a$  и потенциала эмитирующей плазмы  $\phi_{pl}$  относительно

стенок эмиссионного канала, значение концентрации  $n_{pl}$  и электронной температуры плазмы  $T_e$ . Геометрия электронно-оптической системы (рис. 1) определяется параметрами эмиттерного и ускоряющего электродов, при этом эмиссионный канал может быть типичной (с постоянным радиусом) или сложной формы типа расширителя плазмы [1] (канал с "колодцем"), а ускоряющий электрод может иметь выходную апертуру или быть сплошным. Электродная структура электронно-оптической системы (ЭОС) с точечным эмиссионным каналом задавалась радиусами эмиссионного канала на входе в разрядную камеру  $r_{k1}$  и на выходе в промежуток между эмиттерным и ускоряющим электродами источника заряженных частиц  $r_{k2}$ , длиной канала  $l_k$  ( $l_{k1}$  и  $l_{k2}$  для канала с "колодцем"), расстоянием между эмиттерным и ускоряющим электродами по оси симметрии системы  $l_{ka}$ , радиусом  $r_a$  и длиной  $l_a$  канала в ускоряющем электроде. Внутренний радиус ускоряющего электрода  $R_a$ , внутренний  $R_r$  и внешний  $R$  радиусы электрода с эмиссионным каналом выбирались исходя из значений, типичных для технологических ПИЭЛ:  $R_a \sim 50 r_{k1}$ ,  $R \sim 40 r_{k1}$ ,  $(R - R_a) \sim l_k$ .

На втором шаге определялось поле, создаваемое системой электродов, методом итераций по уравнению Лапласа со следующими граничными условиями: потенциал узлов сетки, принадлежащих области 1 (см. рис. 1), равен потенциалу ускоряющего электрода; потенциал узлов сетки, принадлежащих электроду с эмиссионным каналом (область 2) равен 0; для точек, лежащих на прямой  $z = -10 r_{k1}$  для  $R \leq r \leq R_a$ , задается линейное распределение потенциала (область 4)  $\phi = (r - R)/(R_a - R) \cdot \phi_a$ ; учитывая, что поле проникает в канал на расстояние, сравнимое с диаметром канала, потенциал точек, лежащих на прямой  $z_n = l_k + l_{ka} + 2r_a$  при  $0 \leq r \leq R_a$  и на прямой  $r = R_a$  при  $(l_k + l_{ka} + l_a) \leq z \leq z_n$ , можно считать равным  $\phi_a$  (область 5); при проникновении поля в эмиссионный канал учитывается тип канала: если канал "короткий", то  $\phi|_{z=0} = 0$  при  $0 \leq r \leq r_{k1}$  (область 6), если канал "длинный", то  $\phi|_{z=-(2r_{k1}-l_{k1})} = 0$  при  $0 \leq r \leq R_r$  (область 7).

Потенциал плазмы обычно выше потенциала эмиттерного электрода, поэтому при проникновении плазмы в эмиссионный канал ионы уходят на стенки канала в режиме свободного пролета, следовательно, концентрация плазмы в канале с увеличением расстояния от входного отверстия канала снижается [3]. В стационарном случае в отсутствие ионизации газа уравнение непрерывности для ионов, проникающих в эмиссионный канал плазмы, в цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{\partial j_r}{\partial r} + \frac{1}{r} j_r + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0.$$

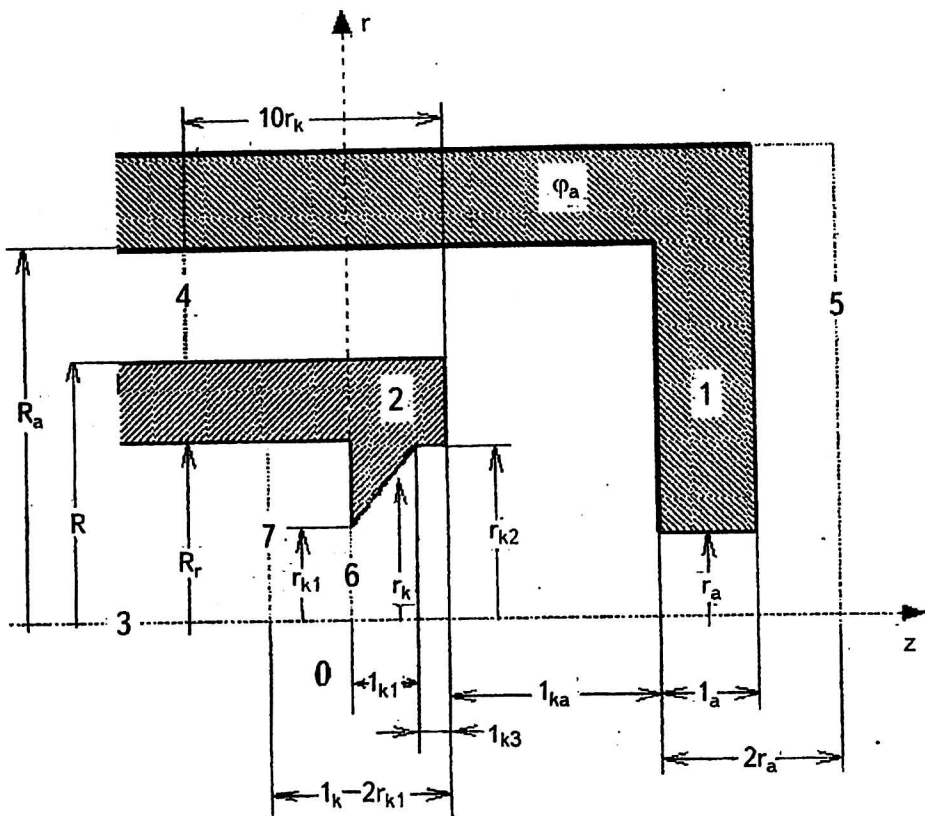


Рис. 1. Геометрия электродной структуры ЭОС:  
1 — ускоряющий электрод; 2 — электрод с эмиссионным каналом; 3 — ось симметрии z

Для плазмы радиуса  $r_{pl}$ , пренебрегая изменением  $j_i$  от  $r$ , получим  $\frac{dj_i}{dz} = -\frac{j_i}{r_{pl}}$ .

Тогда, так как  $j_i$  прямо пропорционально концентрации плазмы  $n_{pl}$  с учетом граничного условия  $n_{pl}|_{z=0} = n_{pl}(0)$ , найдем  $n_{pl}(z)$

$$n_{pl}(z) = n_{pl}(0) \exp\left(-\frac{z}{r_{pl}(z)}\right).$$

Для канала с "колодцем"  $r_k$  не остается постоянным, а является функцией осевой координаты  $z$ . Поэтому падение концентрации плазмы при ее проникновении в канал такого типа обусловлено двумя причинами: уходом ионов на стенки канала и расширением плазмы. В этом случае из уравнения непрерывности получаем  $\frac{dj_i}{dz} = -\frac{2j_i}{r_{pl}}$ ,

а для осевого распределения концентрации плазмы

$$n_{pl}(z) = n_{pl}(0) \exp\left(-\frac{2z}{r_{pl}(z)}\right).$$

При уходе ионов на стенки канала квазинейтральность плазмы может быть обеспечена лишь при наличии продольного электрического поля, возвращающего электроны в разрядный промежуток, следовательно, потенциал прика-

точной плазмы при ее проникновении в канал также уменьшается. Если принять распределение электронов по максвелловским скоростям, то для концентрации электронов можно использовать формулу Больцмана

$$n_e(z) = n_{pl}(0) \exp\left(-\frac{e}{kT_e} \Delta\varphi\right).$$

Из условия квазинейтральности плазмы  $n_e(z) = n_{pl}(z)$  следует

$$n_{pl}(0) \exp\left(-\frac{e}{kT_e} \Delta\varphi\right) = n_{pl}(z).$$

Отсюда для канала постоянного радиуса

$$\varphi_{pl}(z) = \varphi_{pl}(0) - \frac{kT_e}{e} \frac{z}{r_{pl}(z)},$$

$$\text{а для канала с "колодцем"} \quad \varphi_{pl}(z) = \varphi_{pl}(0) - \frac{kT_e}{e} \frac{2z}{r_{pl}(z)}.$$

Связь радиуса плазмы  $r_{pl}$ , ее концентрации  $n_{pl}$  и потенциала  $\varphi_{pl}$  устанавливается законом "степени 3/2" для цилиндрического вакуумного диода, ионный ток в котором определяется формулой Бома

$$r_{pl} = \frac{10}{9} \frac{\epsilon_0}{e} \sqrt{\frac{e}{kT_e} \frac{\varphi_{pl}^{3/2}}{n_{pl} r_k \beta^2 (r_k / r_{pl})}}.$$

Табулированную функцию  $\beta^2$  при  $1 \leq \frac{r_k}{r_{pl}} \leq 3$  можно аппроксимировать прямой вида  $\beta^2 = 0,257 \left( \frac{r_k}{r_{pl}} - 1 \right)$  [3]. Расчет параметров плазмы осуществляли итерационным методом по следующей схеме. Сначала определялся радиус плазмы в точке с координатой  $z$  по значениям концентрации  $n_{pl}(0)$  и потенциала  $\varphi_{pl}(0)$  плазмы на входе в канал со стороны разрядной камеры. Затем в зависимости от типа канала находили концентрацию плазмы  $n_{pl}(z)$  и потенциал  $\varphi_{pl}(z)$ . Снова по новым значениям  $n_{pl}(z)$  и  $\varphi_{pl}(z)$  определялся радиус плазмы  $r_{pl}(z)$ . Итерационный процесс прерывался при достижении требуемой точности.

Так как поверхность плазмы эквипотенциальна, то граница плазмы устанавливается в точках, потенциал которых равен потенциалу плазмы  $\varphi(z_b, r_b) = \varphi_{pl}(z_b)$ , если  $r_{pl}(z_b) > 0,31 r_k(z_b)$ . Если радиус плазмы  $r_{pl}(z) \leq 0,31 r_k(z)$ , то плазма не может существовать в канале в точке  $z$  [3]. Поэтому при выполнении этого условия соотношение исходных параметров системы изменяется таким образом, чтобы эмитирующая поверхность плазмы не была закрыта пристеночным ионным слоем для поля ускоряющего электрода, и электроны отбирались с так называемой "открытой" поверхности плазмы.

После установления плазмы в эмиссионном канале методом итераций пересчитывалось распределение потенциала, создаваемого системой электродов и введенной плазмой как решение уравнения Лапласа с предыдущими граничными условиями и дополнительно новыми:  $\varphi(z_{pl}, r) \Big|_{0 \leq r \leq r_{pl}(z)} = \varphi_{pl}(z)$ , т. е. потенциал точек, принадлежащих плазме, равен потенциалу плазмы, зависящему от осевой координаты  $z$ ; распределение потенциала в пристеночном ионном слое задавалось законом "степени 3/2" для цилиндрического диода с внутренним эмитирующим электродом, пропускающего ионный ток  $\varphi(z_{pl}, r) \Big|_{r_{pl}(z) < r < r_k(z)} = [a n_{pl}(z) r_k(z) (r_k(z) - r)]^{\frac{2}{3}}$ , где  $a = \frac{0,279}{10} \frac{e}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{kT_e}{e}}$ .

На следующем шаге вводится эмиссия электронов из плазмы. Уравнение траектории электрона в меридиональной плоскости выражается из уравнений его движения в аксиально-симметричном электрическом поле и закона сохранения энергии  $m_e \ddot{r} = -e \frac{\partial \varphi(z, r)}{\partial r}$ ,

$$m_e \ddot{z} = -e \frac{\partial \varphi(z, r)}{\partial z}, \quad \frac{m_e \vartheta^2}{2} = \frac{m_e \vartheta_0^2}{2} - e(\varphi(z, r) - \varphi_{pl}^b),$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $e$  — его заряд;  $\varphi(z, r)$  — распределение потенциала;  $\vartheta^2 = \dot{r}^2 + \dot{z}^2$ ;  $\vartheta_0$  — скорость вылета электронов из плазмы, равная средней тепловой скорости электронов в плазме  $\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$ ;  $\varphi_{pl}^b$  — потенциал граничной точки плазмы, из которой вылетает электрон. Искомое уравнение траектории в дифференциальной форме

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \left( \frac{\partial \varphi(z, r)}{\partial r} - \frac{\partial \varphi(z, r)}{\partial z} \frac{dr}{dz} \right) \cdot \left( 1 + \left( \frac{dr}{dz} \right)^2 \right) : \left( \frac{m_e \vartheta_0^2}{|e|} + 2(\varphi(z, r) - \varphi_{pl}^b) \right)$$

решалось методом численного интегрирования. В качестве граничных условий задавались значения  $r$  в точках вылета электронов из плазмы и  $\alpha = \alpha_0 + \beta$  — угол наклона начальной скорости электрона  $\vartheta_0$  к оси  $z$ ;  $\alpha_0$  — угол вылета электрона из плазмы относительно нормали к ее поверхности;  $\beta$  — угол наклона нормали к оси  $z$ .

Если принять максвелловское распределение электронов по скоростям и учесть, что электрон в переходном слое [1] приобретает дополнительную нормальную составляющую скорости, то при вылете электрона из плазмы нормальная компонента его скорости будет в два раза больше тангенциальной. Поэтому предельный угол вылета электрона  $\alpha_0^{\lim}$  определяется условием  $\text{tg} \alpha_0^{\lim} = \frac{1}{2}$ , что задает пределы для значения  $\alpha_0$ :  $-27^\circ \leq \alpha_0 \leq 27^\circ$ .

Для определения объемного заряда электронов пучка эмитирующая поверхность плазмы разбивалась на аксиально-симметричные слои, аппроксимируемые боковой поверхностью усеченного конуса с радиусами оснований  $r$  и  $r + dr$  и высотой  $\Delta z_{pl}^b$  (рис. 2). Для каждого такого слоя находили значение эмиссионного тока  $I_e = s_0 e \langle n_{pl}(z_{pl}^b) \rangle \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}$ , где  $\langle n_{pl}(z_{pl}^b) \rangle = (n_{pl}(z_{pl}^b) + n_{pl}(z_{pl}^b + \Delta z_{pl}^b)) / 2$  — среднее значение концентрации плазмы на граничном слое;  $s_0$  — площадь боковой поверхности усеченного конуса. Затем, зная траектории электронов, вылетевших из точек, лежащих на окружностях с радиусами  $r$  и  $r + dr$ , для каждого угла вылета  $\alpha_0$  рассчитывали площади  $s(z, \alpha_0)$  между огибающими двух трубок тока в каждом сечении  $z = \text{const}$ , перпендикулярном оси системы.

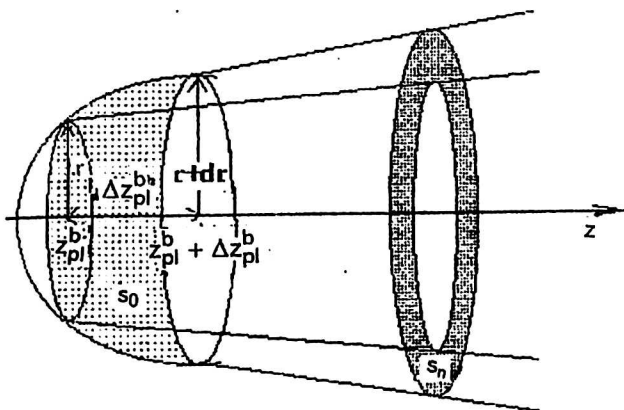


Рис. 2. Геометрия эмитирующей поверхности плазмы

Учитывая число разбиений  $k_{\alpha_0}$  направления скорости по углам, объемный заряд  $\rho_e(z, r)$  и плотность эмиссионного тока  $j_e(z, r)$  определяли по следующим формулам для всех точек сетки, принадлежащих области  $s(z, \alpha_0)$ :

$$j_e(z, r) = \sum_{n=1}^{k_{\alpha_0}} \frac{I(z_{pl}^b)}{k_{\alpha_0} s_n(z, \alpha_0)} ;$$

$$\rho_e(z, r) = \sum_{n=1}^{k_{\alpha_0}} \frac{I(z_{pl}^b)}{k_{\alpha_0} s_n(z, \alpha_0) \sqrt{9_0^2 + \frac{2|e|}{m_e} (\varphi(z, r) - \varphi_{pl}(z_{pl}^b))}} .$$

Учитывая объемный заряд электронов пучка методом итераций, определяли распределение потенциала как решение уравнения Пуассона с указанными выше граничными условиями. Электронный объемный заряд понижает потенциал в точках, расположенных у эмитирующей поверхности, до значения, не превышающего потенциала плазмы, что приводит к смещению эмитирующей поверхности плазмы по направлению к ускоряющему электроду. Таким образом, изменение положения и формы эмитирующей поверхности плазмы определялось согласно условию: точки в ускоряющем промежутке, потенциал которых не превышал потенциала плазмы  $\varphi_{pl}(z)$  для каждой осевой координаты с учетом его понижения при проникновении плазмы в канал, а также с учетом изменения радиуса эмитирующей поверхности, заполнялись плазмой. На границе плазмы задавался закон "степени 3/2" для плоского вакуумного диода, это объясняется тем, что на расстояниях, много меньших размеров границы плазмы, эмитирующую поверхность можно рассматривать как плоскую. Распределение потенциала в пристеночном ионном слое задавалось законом "степени 3/2" для цилиндрического диода с внутренним эмитирующим электродом, пропускающего ионный ток.

Для нахождения движения электронов пучка в поле, самосогласованном с их объемным зарядом, методом последовательных приближений определяются траектории электронов пучка, плотность эмиссионного тока и объемный электронный заряд, распределение потенциала и новое положение эмитирующей поверхности плазмы. Численное моделирование показало хорошую сходимость метода последовательных приближений в данной расчетной модели.

### Результаты численного моделирования формирования острогофокусированного электронного пучка в плазменном источнике электронов с катодным эмиттерным электродом

#### Зависимость характеристик электронного пучка от концентрации плазмы

С изменением концентрации плазмы  $n_{pl}$  изменяются протяженность пристеночного ионного слоя и глубина проникновения плазмы в канал. Поэтому при концентрации плазмы меньше некоторого значения эмитирующая поверхность закрыта ионным слоем. При увеличении  $n_{pl}$  глубина проникновения плазмы в канал  $z_{pl}(r=0)$  увеличивается (рис. 3). Если при этом граница плазмы не выходит из эмиссионного канала в промежуток между ускоряющим и эмиттерным электродом, то с ростом концентрации плазмы радиус кривизны эмиттера увеличивается, значит, плазменная поверхность становится более плоской.

Диаметр электронного пучка (см. рис. 3) на выходе из ускоряющего промежутка и его расходимость с увеличением концентрации плазмы также увеличиваются. Это обусловлено ростом радиуса эмитирующей поверхности плазмы. Однако, как показало численное моделирование, диаметр пучка растет быстрее, чем радиус эмиттера, что можно объяснить следующими причинами: во-первых, чем меньше радиус эмитирующей поверхности плазмы, тем меньше влияние радиальной компоненты поля, проникающего в эмиссионный канал и апертуру ускоряющего электрода, на расходимость пучка; во-вторых, чем больше концентрация плазмы, тем больше ток эмиссии, а значит, влияние собственного объемного заряда электронов пучка на его расходимость возрастает.

Эмиссионная характеристика также представлена на рис. 3. Рост тока эмиссии  $I_e$  с увеличением концентрации плазмы обусловлен двумя причинами: ростом концентрации плазмы на границе  $n_{pl}(z_{pl}^b)$  и увеличением радиуса  $r(z_{pl}^b)$ , а значит, и площади эмитирующей поверхности плазмы.

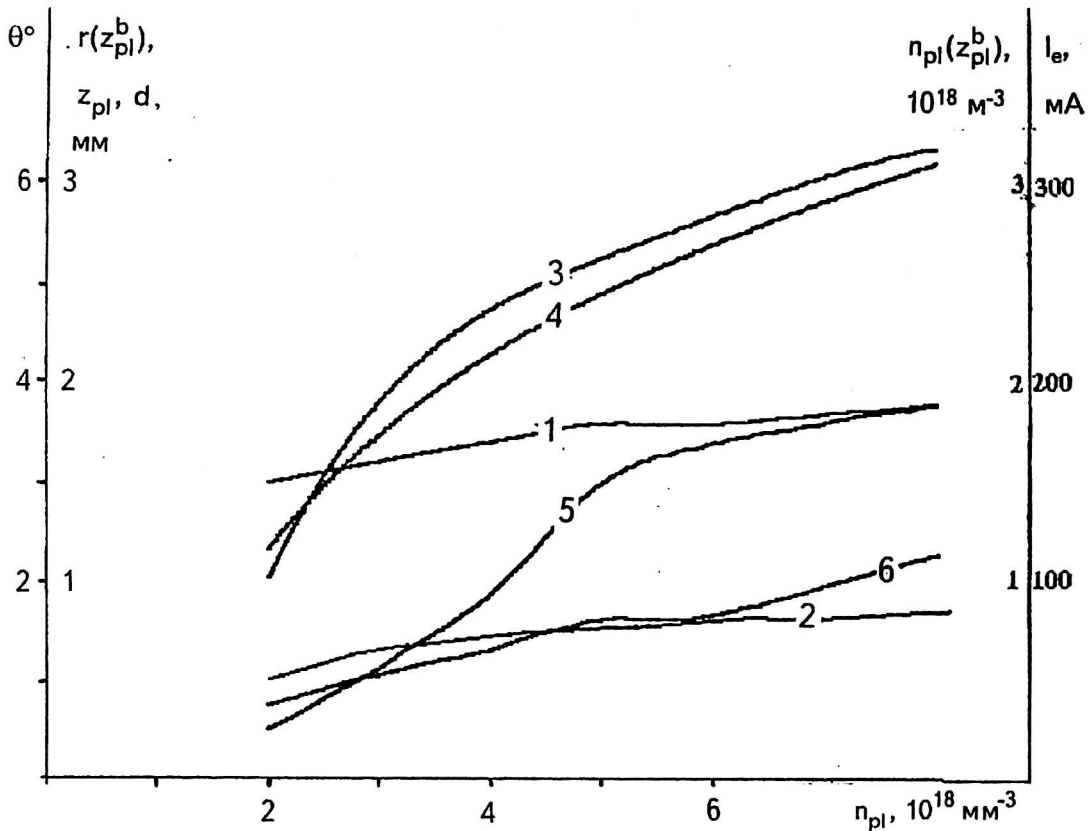


Рис. 3. Зависимость характеристик электронного пучка от концентрации плазмы:

- 1 — глубина проникновения плазмы в канал  $z_{pl}(r=0)$ ; 2 — радиус эмитирующей поверхности  $r(z_{pl}^b)$ ; 3 — диаметр пучка; 4 — расходимость пучка; 5 — эмиссионный ток; 6 — концентрация плазмы на границе  $n_{pl}(z_{pl}^b)$ .  
 $r_k = 1$  мм,  $r_a = 2$  мм,  $l_k = 2$  мм,  $l_{ka} = 8$  мм,  $l_a = 2$  мм,  $\varphi_{pl} = 200$  В,  $\varphi_a = 20$  кВ

### Зависимость характеристик электронного пучка от ускоряющего напряжения $\varphi_a$

Как показало численное моделирование, режим эмиссии с открытой плазменной поверхности реализуется, начиная с некоторого минимального значения ускоряющего напряжения, величина которого определяется концентрацией и потенциалом плазмы (катодным падением потенциала), радиусом и длиной канала. С увеличением напряжения на ускоряющем электроде глубина проникновения плазмы в канал уменьшается (рис. 4), что приводит к увеличению концентрации плазмы. При этом для эмиссионного канала постоянного радиуса площадь эмитирующей поверхности плазмы (т. е. ее радиус) увеличивается, что приводит к росту эмиссионного тока  $I_e$ , обусловленному этими двумя причинами. Однако в канале с "колодцем" вольт-амперная характеристика источника электронов (см. рис. 4) имеет вид кривой с максимумом, что также объясняется глубиной проникновения плазмы в канал. Пока эмитирующая поверхность располагается в части канала неизменного радиуса, увеличение ускоряющего напряжения приводит к увеличению тока эмиссии, что определяется указанными выше причинами. В том случае, когда рост ускоряющего напряжения

приводит к смещению эмитирующей поверхности в расширитель плазмы (часть канала переменного радиуса), концентрация плазмы увеличивается, а радиус эмитирующей поверхности (площадь эмиссии) уменьшается, так как уменьшается радиус канала. Пока концентрация плазмы растет быстрее, чем уменьшается площадь эмиссии, ток эмиссии продолжает нарастать; когда скорость уменьшения площади эмитирующей поверхности становится больше скорости роста концентрации плазмы, эмиссионный ток уменьшается.

Зависимость диаметра  $d$  электронного пучка от ускоряющего напряжения (см. рис. 4) также неоднозначна и определяется следующими причинами: с ростом  $\varphi_a$  радиус эмитирующей поверхности изменяется немонотонно, радиус кривизны плазменного эмиттера уменьшается, следовательно, форма плазменного катода становится более вогнутой. Последнее при увеличении  $\varphi_a$  сначала приводит к компрессии пучка, а значит, к уменьшению его диаметра, затем с ростом ускоряющего напряжения пучок становится неламинарным, и его диаметр увеличивается. При некотором значении  $\varphi_a$  при заданном расстоянии между эмиттерным и ускоряющим электродами диаметр электронного пучка имеет минимальное значение.

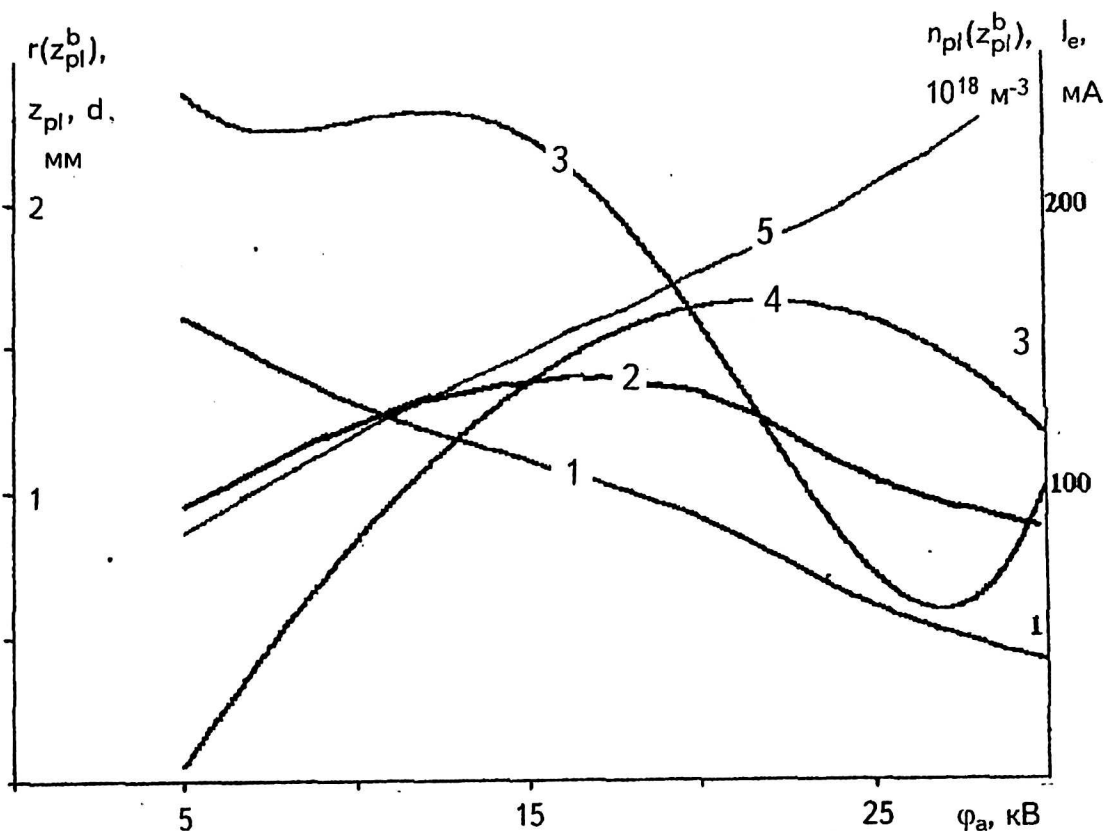


Рис. 4. Зависимость характеристик электронного пучка от ускоряющего напряжения:

1 — глубина проникновения плазмы в канал  $z_{pl}(r=0)$ ; 2 — радиус эмитирующей поверхности  $r(z_{pl}^b)$ ;

3 — диаметр пучка; 4 — эмиссионный ток; 5 — концентрация плазмы на границе  $n_{pl}(z_{pl}^b)$ .

$r_{k1} = 1 \text{ мм}, r_{k2} = 2 \text{ мм}, r_a = 2 \text{ мм}, l_{k1} = 1 \text{ мм}, l_{k2} = 1 \text{ мм}, l_{ka} = 5 \text{ мм}, l_a = 2 \text{ мм}, \phi_{pl} = 300 \text{ В}, n_{pl}(z=0) = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$

**Зависимость характеристик электронного пучка от катодного падения потенциала**

В плазменных источниках электронов [1] одним из способов управления током эмиссии является изменение площади открытой эмиссионной поверхности при постоянной плотности плазмы. Протяженность прикатодного ионного слоя можно регулировать путем изменения катодного падения потенциала (потенциала прикатодной плазмы  $\phi_{pl}$ ). Чем больше потенциал плазмы, тем больше протяженность прикатодного ионного слоя, а значит, меньше радиус эмитирующей поверхности. При достижении катодного падения потенциала некоторой максимальной величины плазменная поверхность перекрывается ионным слоем. Численное моделирование показало, что положение эмитирующей поверхности с изменением катодного падения потенциала практически не изменяется, а значит, не изменяется плотность тока эмиссии. Указанные причины приводят к уменьшению диаметра и расходимости пучка, снижению тока эмиссии (рис. 5) с ростом катодного падения потенциала.

**Зависимость характеристик электронного пучка от геометрии электродной структуры электронно-оптической системы**

Зависимость характеристик электронного пучка от расстояния между эмиттерным и уско-

ряющим электродами  $l_{ka}$  носит характер обратной зависимости характеристик пучка от  $\phi_a$ , так как увеличение  $l_{ka}$  при данном ускоряющем напряжении эквивалентно уменьшению  $\phi_a$  при заданном  $l_{ka}$ . Это объясняется тем, что характеристики пучка определяются положением и формой открытой эмитирующей поверхности плазмы, которая формируется полем ускоряющего электрода. Глубина проникновения поля ускоряющего электрода в канал обусловлена напряженностью поля в промежутке ускорения, т. е. отношением  $\phi_a/l_{ka}$ . Численное моделирование показало, что для канала постоянного радиуса наименьшая расходимость пучка соответствует такому значению  $l_{ka}$ , когда эмитирующая поверхность плазмы расположена в выходной плоскости эмиссионного канала.

При увеличении радиуса эмиссионного канала ток эмиссии с открытой поверхности плазмы возрастает за счет увеличения как концентрации плазмы на границе эмитирующей поверхности, так и роста радиуса плазменного эмиттера. Однако положение границы плазмы в достаточно длинном канале, длина которого сравнима с ростом между эмиттерным и ускоряющим электродами, не изменяется при изменении радиуса канала.

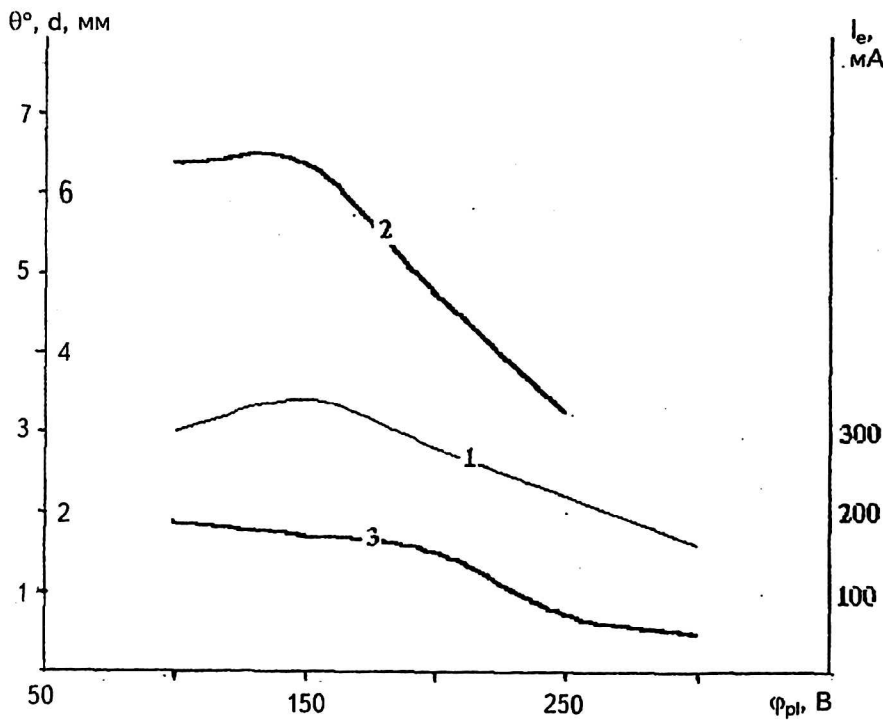


Рис. 5. Зависимость характеристик электронного пучка от катодного падения потенциала:

1 — диаметр пучка;  
 2 — расходимость пучка;  
 3 — эмиссионный ток;  
 $r_k = 1$  мм,  $r_a = 2$  мм,  $l_k = 2$  мм,  
 $l_{ka} = 8$  мм,  $l_a = 2$  мм,  
 $\varphi_a = 20$  кВ,  
 $n_{pl}(z=0) = 5 \cdot 10^{18}$  м<sup>-3</sup>

### Выводы

Компьютерным моделированием электронно-оптических систем рассчитана зависимость выходных характеристик электронного пучка от геометрии эмиссионного канала, параметров электродной структуры плазменных источников электронов и концентрации эмитирующей плазмы. Показано, что зависимость характеристик электронного пучка от данных факторов объясняется глубиной проникновения плазмы в канал, что в свою очередь задает концентрацию и потенциал плазмы, а следовательно, плотность тока пучка и его радиус. Глубина проникновения плазмы в канал определяет также кривизну эмитирующей поверхности, что оказывает влияние на расходимость пучка. Расходимость пучка также обусловлена радиусом эмитирующей поверхности, что определяет степень влияния радиальной составляющей напряженности элект-

рического поля, проникающего в эмиссионный канал и выходную апертуру системы, на движение электронов пучка, а также плотностью эмиссионного тока, значение которого характеризует уширение пучка под действием собственного объемного заряда.

Работа поддержана грантом Фонда фундаментальных исследований РБ, проект № T02M-090.

### Литература

1. Завьялов М. А., Крейндель Ю. Е., Новиков А. А., Шантурин Л. П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Petrovich O. N., Gruzdev V. A., Stekolnikov A. F. // Proc. the XX ISDEIV. Tours. France. 2002. P. 404.
3. Галанский В. Л., Груздев В. А., Зеленский В. И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 168.

## Simulation of influence of the electrode structure parameters and emitting plasma parameters on the characteristics of narrow electron beam

O. N. Petrovich

Polotsk state university, Polotsk, Belarus

A. F. Stekolnikov

Belarus state university of informatics and radioelectronics, Minsk, Belarus

*Dependence of output characteristics of electron beam from geometry of the emission channel, parameters of the electrode structure of plasma electron sources and concentration of emitting plasma has been calculated by computer simulation of electron-optical systems. It has been shown, that dependence of electron beam characteristics from this factors is explained by the depth of penetration of plasma in emission channel and emitting surface form.*