

Г. А. Алексеев, Л. В. Стулова

ЭКСЦЕНТРИЧЕСКИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ДИОД С ТОКОМ, ОГРАНИЧЕННЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: milv@ire.kharkov.ua*

Проведен теоретический анализ влияния асимметрии расположения эмиттера в цилиндрическом диоде на угловую зависимость анодного тока. Ил. 8. Библиогр.: 8 назв.

Ключевые слова: эксцентрический цилиндрический диод, угловая зависимость анодного тока.

Асимметрия пространства взаимодействия, вызывающая пространственную неоднородность статических полей, может существенно влиять на работу вакуумных приборов коротковолнового диапазона. Она также может быть использована с положительной целью: при формировании эффективных областей взаимодействия и создании новых электронно-оптических систем [1]. Активные исследования влияния асимметрии на статические характеристики цилиндрического магнетрона, в частности, на угловое распределение плотности анодного тока были проведены сотрудниками ИРЭ в 1960-х гг. [2, 3]. Было обнаружено, что в эксперименте симметричное угловое распределение плотности анодного тока, как правило, не реализуется. Тогда же возникла идея использования для качественного описания угловой зависимости плотности анодного тока модели эквивалентных диодов. Под «эквивалентным диодом» подразумевался ленгмюровский прямоточный плоский диод с прямолинейным электронным потоком и с междуэлектродным расстоянием, определяемым экстраполирующими прямолинейными траекториями. Плотность тока в таком диоде определяется распределением статического поля по закону степени $4/3$ [4], т. е. неоднородность междуэлектродного электростатического пространства в работах [2, 3] не учитывалась. Более точно угловые распределения анодного тока могут быть получены при описании неоднородного электростатического поля методом конформных отображений [5, 6]. Решение этой задачи, позволяющее повысить точность количественного описания углового распределения плотности анодного тока, проводится в настоящей работе. Под эквивалентным диодом при этом подразумевается ленгмюровский плоский диод с междуэлектродным расстоянием, определяемым численно по силовым линиям неоднородного электростатического поля. Проведено сравнение угловых зависимостей плотности анодного тока при использовании разных моделей ленгмюровского эквивалентного диода (плоского и цилинд-

рического). Определено, что при прямолинейной экстраполяции траекторий погрешность расчета угловых зависимостей может достигать 20%. Использование модели эквивалентных цилиндрических диодов не приводит к существенному уточнению угловых зависимостей плотности анодного тока.

1. Постановка задачи. Исходные соотношения. Геометрия поперечного сечения диода с асимметрией представлена на рис. 1.

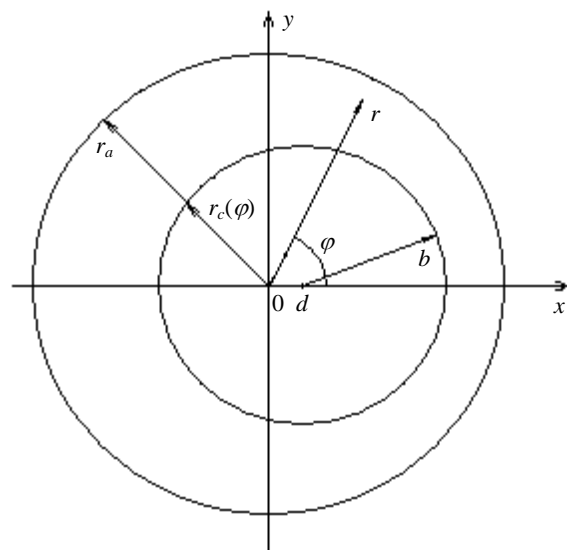


Рис. 1. Геометрия поперечного сечения цилиндрического диода с асимметрией

Задача решается для интенсивного электронного потока, ограниченного пространственным зарядом. В продольном направлении диод предполагается бесконечно длинным. Используется полярная система координат r, φ , коаксиальная с внешним электродом. Радиусы внешнего и внутреннего электродов эксцентрического диода обозначены соответственно r_a, b . Смещение центра внутреннего электрода (эмиттера) от центра внешнего (начала системы координат) в направлении $\varphi = 0$ обозначено d . Далее использо-

ваны нормированные параметры $\sigma = b/r_a$, $\xi = d/r_a$. Внутренний электрод в выбранной системе координат описывается кривой $r_c(\varphi) = d \cos \varphi + \sqrt{b^2 - d^2 \sin^2 \varphi}$. Плотность тока i_c , отбираемого с эмиттера, предполагается зависящей от угловой координаты φ . Возможность существования на отдельных участках катода режима температурного ограничения тока $i_c(\varphi)$ учитывается. Распределение статического потенциала $U(r, \varphi) = U_0(r, \varphi) + U_\rho(r, \varphi)$ в поперечном сечении межэлектродного пространства описывается уравнением Пуассона

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U_\rho}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U_\rho}{\partial \varphi^2} = 4\pi\rho(r, \varphi), \end{aligned} \quad (1)$$

где $U_0(r, \varphi) = \text{Im}W_0$ – распределение потенциала в «холодном» диоде с эксцентрическим расположением электродов, выраженное через комплексный потенциал

$$W_0(z) = \frac{iV}{\ln A} \ln \frac{C-z}{Cz-1}, \quad (2)$$

реализующий конформное отображение области поля (эксцентрического кругового кольца) на полюсу $0 < \text{Im}W_0 < V$ [5, 6] при краевых условиях $U = V$ на аноде и $U = 0$ на эмиттере;

$$z = r e^{i\varphi};$$

$$\begin{aligned} C(\varphi) = \frac{r_a^2 - r_c^2(\varphi) + d^2}{2r_a d} + \\ + \frac{\sqrt{(r_a^2 - (d + r_c(\varphi))^2)(r_a^2 - (d - r_c(\varphi))^2)}}{2r_a d}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A(\varphi) = \frac{r_a^2 + r_c^2(\varphi) - d^2}{2r_c(\varphi)r_a} + \\ + \frac{\sqrt{(r_a^2 - (d + r_c(\varphi))^2)(r_a^2 - (d - r_c(\varphi))^2)}}{2r_c(\varphi)r_a}; \end{aligned}$$

$U_\rho(r, \varphi)$ – «пуассоновская» добавка, которая при известном распределении плотности пространственного заряда $\rho(r, \varphi)$ может быть найдена численным решением уравнения (1) или методом функции Грина [7]. Распределение $\rho(r, \varphi)$ определяется совместным решением уравнения непрерывности, описывающего закон сохранения заряда:

$$\rho(r, \varphi) \vec{v} = \vec{i}_c(\varphi), \quad (3)$$

где $\vec{v}(r, \varphi)$ – скорость электронов, и уравнений движения Лоренца

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = -\eta \frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial r}; \quad (4)$$

$$2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} + r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -\eta \frac{1}{r} \frac{\partial U(r, \varphi)}{\partial \varphi} \quad (5)$$

при начальных условиях:

$$\begin{aligned} r|_{t=0} = r_c(\varphi_0), \quad \varphi|_{t=0} = \varphi_0, \\ dr/dt|_{t=0} = 0, \quad d\varphi/dt|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Применительно к интенсивному электронному потоку с развитым пространственным зарядом в эксцентрическом диоде систему уравнений (1), (4), (5) относительно неизвестной функции $U(r, \varphi)$ можно решать методом итераций [4], используя в качестве исходного суммарное распределение потенциала в «холодном» эксцентрическом канале с «пуассоновской» добавкой, создаваемой потоком в симметричном диоде. В итеративной форме уравнения (1), (4), (5) и соотношения (3) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial \Phi^{(n+1)}}{\partial s} \right) + \frac{1}{s^2} \frac{\partial^2 \Phi^{(n+1)}}{\partial \varphi^2} = \\ = \frac{4\pi r_a^2}{V} |\rho^{(n)}(s, \varphi)|; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{d^2 s^{(n+1)}}{d\tau^2} - s^{(n+1)} \left(\frac{d\varphi^{(n+1)}}{d\tau} \right)^2 = \quad (8)$$

$$= - \left(\frac{VT^2}{r_a^2} \eta \right) \frac{\partial \Phi^{(n)}}{\partial s} = - \frac{1}{2} \left(\frac{r_a - b}{r_a} \right)^2 \frac{\partial \Phi^{(n)}}{\partial s};$$

$$\begin{aligned} 2 \frac{ds^{(n+1)}}{d\tau} \frac{d\varphi^{(n+1)}}{d\tau} + s^{(n+1)} \frac{d^2 \varphi^{(n+1)}}{d\tau^2} = \\ = - \left(\frac{VT^2}{r_a^2} \eta \right) \frac{1}{s} \frac{\partial \Phi^{(n)}}{\partial \varphi} = - \frac{1}{2} \left(\frac{r_a - b}{r_a} \right)^2 \frac{1}{s} \frac{\partial \Phi^{(n)}}{\partial \varphi}; \end{aligned} \quad (9)$$

$$|\rho^{(n)}(r, \varphi)| = |\rho_j^{(n)}| = \frac{r_a}{V_j} \sum_k \frac{I_k^{(n)} l_{kj}^{(n)}}{(2\eta V \Phi_j^{(n)})^{1/2}}, \quad (10)$$

где $\eta = e/m$ (e, m – заряд и масса электрона); n – номер итерации; $s = r/r_a$, $\tau = t/T$, $\Phi = U/V$, $\Phi_\rho = U_\rho/V$ – безразмерные координата, время, потенциалы; $k(\varphi)$ – номер элементарной лучевой трубки; $j(r, \varphi)$ – номер элементарной ячейки в междуэлектродном пространстве; V_j – объем ячейки. Суммирование по k проводится по лучам, попадающим в j -ю ячейку, l_{kj} – безразмерная (нормированная на r_a) длина траектории k -го луча в j -й ячейке, $T = (m/2eV)^{1/2}(r_a - b)$ – время пролета электроном эквипотенциального плоского зазора шириной $r_a - b$; $I_k^{(n)} = S_k \min(i_{ck}^{(n)}, i_{c\max})$ – ток

k -го электронного луча; $i_{ck}^{(n)}$ – плотность ограниченного пространственным зарядом тока эмиссии, определяемая значением потенциала вблизи k -го элементарного плоского катода:

$$i_{ck}^{(n)} = \frac{4}{9} \sqrt{2\eta} \varepsilon_0 (V\Phi_k^{(n)}(r = r_c + \Delta_k))^{3/2} / \Delta_k^2; \quad (11)$$

$i_{c\max}$ – максимальная плотность тока эмиссии, ограниченная температурой катода; S_k – площадь элементарного катода; Δ_k – пороговое значение дистанции, допускающее использование модели. Превышение потенциалом $\Phi_k^{(n)}$ порогового значения переводит элементарный катод в режим температурного ограничения тока эмиссии. Анодный ток при n -й итерации численного счета равен

$$I_a^{(n)} = \sum_k I_k^{(n)}(r = r_a, \varphi). \quad (12)$$

При численном решении уравнения (7) можно воспользоваться его интегральным представлением

$$\begin{aligned} \Phi_\rho^{(n)}(s, \varphi) &= \\ &= -\frac{4\pi r_a^2}{V} \int_{s_1}^{s_2} \int_0^{2\pi} \rho^{(n)}(s', \varphi') s' G(s, \varphi, s', \varphi') ds' d\varphi' = \\ &= c \int_{s_1}^{s_2} \int_0^{2\pi} \frac{s'}{(\Phi_j^{(n)})^{1/2}} G(s, \varphi, s', \varphi') \times \\ &\times \sum_k I_{kj}^{(n)} \min(\Phi_k^{(n)}(r_a - \Delta_k), \Phi_{k\max}^{(n)}(r_a - \Delta_k))^{3/2} ds' d\varphi', \end{aligned} \quad (13)$$

где $c = 4\pi \frac{4}{9} \varepsilon_0 \frac{S_k r_a^2}{\Delta_k^2 V_j}$. Суммирование по j проводится по всем ячейкам, G – функция Грина уравнения Пуассона в экцентрическом пространстве:

$$G(x, y, x', y') = \frac{1}{\pi} \ln \left| \frac{\zeta(W_\rho) - \bar{z}'}{\zeta - z'} \right|, \quad (14)$$

где

$$\zeta = i \exp \left(\frac{i\pi}{\ln A} \ln \frac{W_\rho - C}{CW_\rho - 1} - i \frac{\pi}{2} \right). \quad (15)$$

Черта сверху в (14) обозначает комплексно-сопряженную величину, $W_\rho(z) = re^{i\varphi}$ – конформное преобразование экцентрического кольца на верхнюю полуплоскость $\text{Im } z > 0$ ($z = x + iy$).

Из (11) следует, что при анализе вместо нулевого краевого условия на эмиттере предполагается, что в непосредственной близости от элементарного плоского катода распределение потенциала подчиняется ленгмюровскому закону.

Эквипотенциальные линии ($U/V = \text{const}$) и силовые линии электростатического поля, яв-

ляющиеся линиями тока ($\partial U_0 / \partial r = \text{const}$; $1/r \partial U_0 / \partial \varphi = \text{const}$) в межэлектродном пространстве диода, рассчитанные по соотношению (2), представлены на рис. 2 штриховыми и сплошными линиями для случаев $\sigma = 0,6$, $\xi = 0,2$ (рис. 2, а) и $\sigma = 0,4$, $\xi = 0,4$ (рис. 2, б).

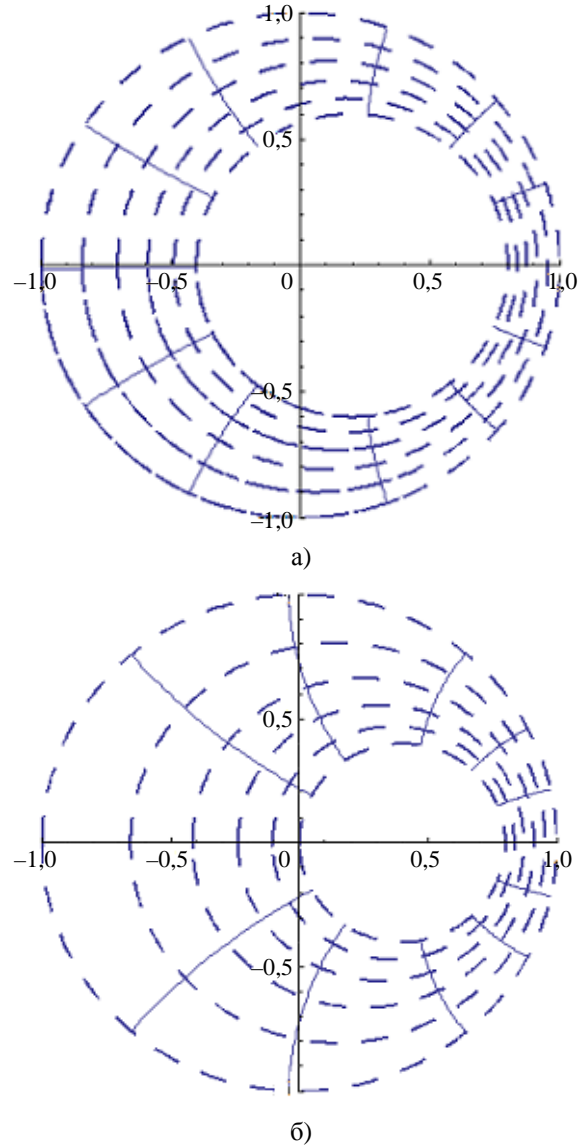


Рис. 2. Эквипотенциальные и силовые линии электростатического поля в межэлектродном пространстве асимметричного диода при $\sigma = 0,6$, $\xi = 0,2$ (а) и $\sigma = 0,4$, $\xi = 0,4$ (б)

Из рис. 2 видно, что при больших σ ($0,6 < \sigma < 1$) и малых ξ ($0 < \xi < 0,1$) криволинейность силовых линий поля и, соответственно, траекторий электронов в «пространстве взаимодействия» по существу не проявляется, и они с хорошей точностью могут быть экстраполированы прямыми линиями, что определяет применимость использования модели эквивалентных плоских диодов для анализа характеристик.

При малых σ ($\sigma < 0,5$) и больших ξ ($\xi > 0,2$) использование модели эквивалентных плоских диодов недопустимо из-за существенной кривизны траекторий в междуэлектродном пространстве.

Итерационная процедура, предполагающая многократный численный расчет уравнений движения в поле (2), является, однако, достаточно сложной, и при качественном анализе влияния асимметрии на начальном этапе можно воспользоваться упрощенной моделью электронного потока – моделью эквивалентных плоских диодов.

2. Приближенное решение. Оценка угловой зависимости плотности анодного тока. Оценку угловой зависимости плотности анодного тока в эксцентричном диоде можно получить, рассматривая элементарный сектор межэлектродного пространства как пространство диода с плоскопараллельными электродами и прямолинейным движением электронов, т. е. пренебрегая кривизной электронного луча в междуэлектродном пространстве эквивалентного диода. Для такого эквивалентного симметричного диода, как было отмечено, справедливо соотношение, описывающее плотность эмиссии ленгмюровского потока i_c , ограниченного пространственным зарядом [4]:

$$i_c = i_a = \frac{4}{9} \sqrt{2\eta} \varepsilon_0 (U_k^{(n)})^{3/2} / l_a^2 = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{r_a \beta^2}, \quad (16)$$

где l_a – длина прямолинейного электронного луча;

$$U_k^{(n)} = U_a = V - \text{потенциал анода}; \quad \beta = l_a / \sqrt{r_a}.$$

Применительно к системе плоских эквивалентных диодов, образующих неоднородное пространство эксцентрического цилиндрического диода, необходимо ввести в соотношение (16) зависимость длины прямолинейного электронного луча от параметров задачи φ, σ, ξ , т. е. $l_a = l_a(\varphi, \sigma, \xi)$, и, соответственно, $\beta = \beta(\varphi, \sigma, \xi)$.

Экстраполирующие прямолинейные «траектории электронов» в такой модели, ортогональные поверхности эмиттера, представлены на рис. 3 штриховыми линиями для случая $\sigma = 0,4, \xi = 0,4$. Сплошные линии соответствуют линиям тока, полученным с помощью конформных отображений. Нормированные угловые зависимости длины $l(\varphi)$ были рассчитаны по теореме косинусов $l_a(\varphi)/r_a = \sqrt{1 + \xi^2 - 2\xi \cos \varphi} - \sigma$. Результат расчета угловой зависимости нормированной плотности анодного тока $i_a(\varphi)$ при такой экстраполяции представлен штриховыми кривыми на рис. 4 (кривая 1 – $\sigma = 0,4, \xi = 0,4$; кривая 2 – $\sigma = 0,6, \xi = 0,2$).

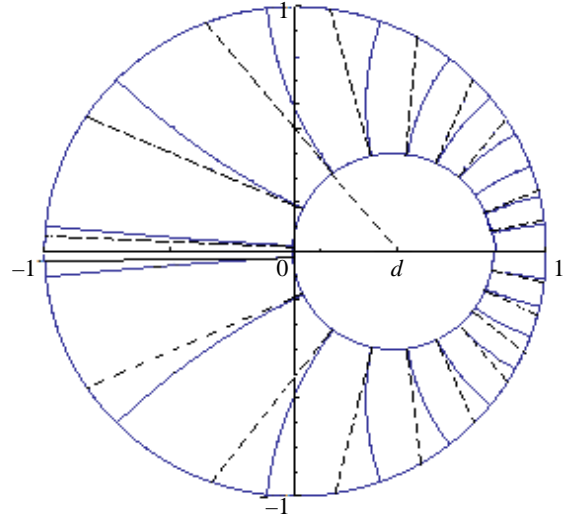


Рис. 3. «Точные» (сплошные) и экстраполирующие (штриховые) линии тока в асимметричном электростатическом диоде

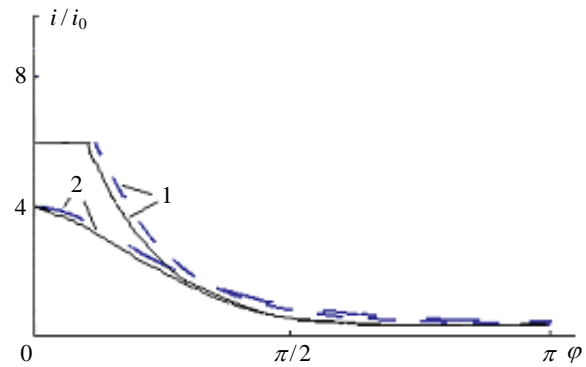


Рис. 4. Угловые зависимости плотности анодного тока

Зависимости максимальной (в направлении $\varphi = 0$) нормированной плотности анодного тока i_a/i_0 от параметра асимметрии ξ показаны штриховыми кривыми на рис. 5 (i_0 – плотность тока при отсутствии асимметрии; кривая 1 – $\sigma = 0,6$; кривая 2 – $\sigma = 0,4$; кривая 3 – $\sigma = 0,1$).

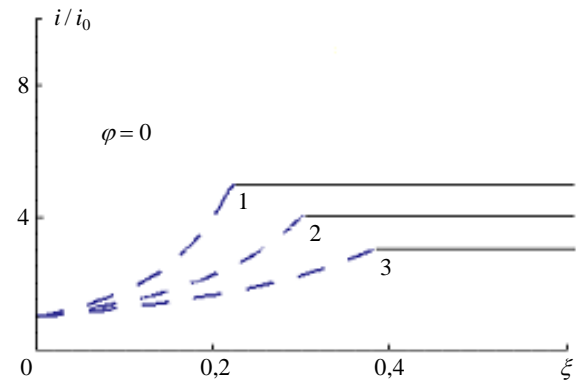


Рис. 5. Зависимости плотности анодного тока от параметра асимметрии

Зависимости нормированной амплитуды полного анодного тока

$$\frac{I_a}{i_0} = \int_0^{2\pi} \frac{i_a}{i_0} d\varphi = \int_0^{2\pi} \frac{4}{9} \sqrt{2\eta\varepsilon_0(U)^{3/2} r_a^2} / \left(\sqrt{1 + \xi^2} - 2\xi \cos\varphi - \sigma \right)^2 d\varphi, \quad (17)$$

рассчитанные численно с использованием аналитических соотношений для плотности анодного тока от параметра асимметрии ξ , представлены на рис. 6 для тех же случаев: $\sigma = 0,6$ – кривая 1; $\sigma = 0,4$ – кривая 2; $\sigma = 0,8$ – кривая 3. Кривые рис. 4 и 5 отражают возможность перехода к режиму температурного ограничения эмиссии, в котором ток эмиссии не зависит от приложенного напряжения, а определяется законом Ричардсона

$$i_c = i_{c\max} = AT_c^2 \exp\left(-\frac{11600\Phi_0}{T_c}\right),$$

где A – постоянная Ричардсона; T_c – температура катода; Φ_0 – работа выхода материала катода [4].

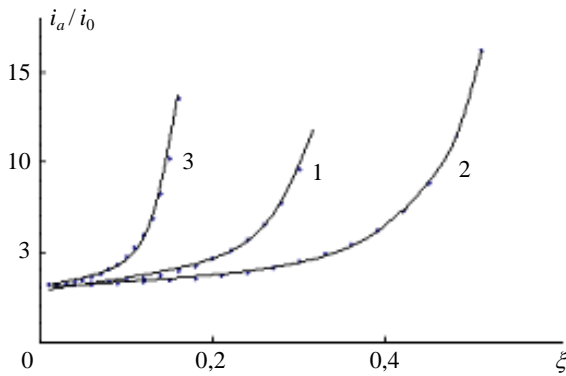


Рис. 6. Зависимости нормированной амплитуды полного анодного тока

Для наглядности на рис. 5 рассмотрен случай, когда $i_{c\max}|_{\sigma=0,6} = 5/3 i_{c\max}|_{\sigma=0,1}$; $i_{c\max}|_{\sigma=0,4} = 4/3 i_{c\max}|_{\sigma=0,1}$, $i_{c\max}|_{\sigma=0,4} = 3/2 i_{c\max}|_{\sigma=0,6}$, а на рис. 4 – $i_{c\max}|_{\sigma=0,4,\xi=0,4} = 6i_0$. Также рис. 4 отражает возможность существования в диоде при асимметрии одновременно режима температурного ограничения эмиссии и режима ограничения эмиссии пространственным зарядом.

Из рис. 6 видно, что при больших σ ($b \lesssim r_a$) возникает возможность более «быстро» увеличения полного анодного тока с увеличением смещения ξ .

Из анализа рис. 4 и 5 можно сделать выводы:

- Искривление траекторий в межэлектродном пространстве при больших значениях параметра σ и малых значениях параметра ξ не влияет существенно на угловое распределение

плотности анодного тока. Основным механизмом, определяющим угловое распределение тока, при указанных параметрах является изменение длины траекторий в межэлектродном пространстве. Использование в этих случаях модели эквивалентных диодов с прямолинейным электронным потоком, ограниченным пространственным зарядом, для оценки плотности анодного тока правомочно.

- Эксцентриситет порядка $\xi = 0,1; 0,2$ приводит к сильной угловой зависимости плотности анодного тока ($i_{a\max}/i_{a\min} \approx 2 \div 4$). Следовательно, асимметрия межэлектродного пространства при наличии пространственного заряда может существенно влиять на характеристики анодного тока.

Уточнение характеристик возможно при использовании модели электронного потока с линиями тока, соответствующими силовым линиям электростатического поля. Эти траектории электронов представлены сплошными линиями на рис. 3. Длина искривленных траекторий в межэлектродном пространстве при этом определялась численно по длине силовых линий. Такая оценка длины траекторий правомочна в пространстве со стационарным однородным электростатическим пространственным зарядом. Уточненные угловые зависимости плотности анодного тока представлены сплошными и штриховыми линиями рис. 4 видно, что возникающая расчетная погрешность при прямой экстраполяции потока может достигать 20 % (кривые 1). При больших значениях параметра σ и малых значениях параметра ξ такая погрешность незначительна (кривые 2), и следовательно, модель эквивалентных диодов может быть использована для оценки характеристик анодного тока.

Из рис. 6 следует, что на полный анодный ток при значениях параметра σ в интервале $0,6 \dots 0,8$ эксцентриситет влияет несущественно.

Приведенное решение задачи носит качественный характер. Более точные и строгие результаты могли бы быть получены при совместном численном решении уравнений Пуассона (7), уравнений движения (8), (9) и уравнения непрерывности (10). Однако вопрос о целесообразности такого численного решения возникает в связи с тем, что оно не позволяет получить новые качественные результаты, но требует неоправданных усилий. Особенностью модели плоских диодов с прямопролетными лэнгмюровскими потоками

является неучет в эквивалентном диоде конического расхождения электронного потока, определяющего ослабление плотности анодного тока по сравнению с плотностью эмиссионного. Расхождение электронного потока в лучевой трубке может быть учтено при использовании модели цилиндрических эквивалентных диодов. Строгое решение задачи для симметричного цилиндрического диода с током, ограниченным пространственным зарядом, известно как решение Ленгюра-Богуславского и сводится к уточнению коэффициента β в соотношении (16). Для усредненной плотности анодного тока в цилиндрическом симметричном диоде решение имеет вид [4, 8]

$$I_a = 14,65 \cdot 10^{-6} \frac{L_a}{r_a \beta^2} U_a^{3/2}, \quad (18)$$

где

$$\beta(\sigma) = \mu - \frac{2}{5} \mu^2 + \frac{11}{120} \mu^3 - \frac{47}{3300} \mu^4 + \dots; \quad (19)$$

$$\mu = \ln \frac{r_a}{r_c(\varphi)}; \quad L_a - \text{длина диода.}$$

Зависимость $\beta(\sigma)$ для симметричного цилиндрического диода представлена на рис. 7.

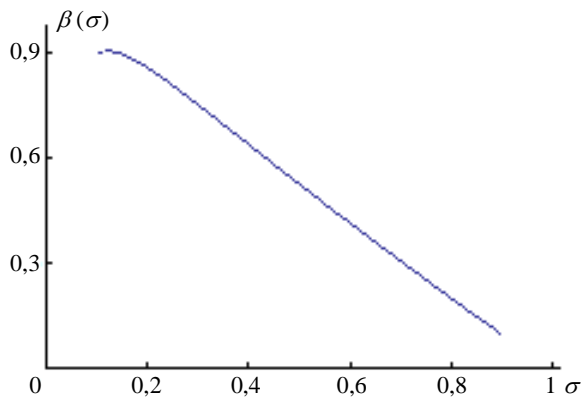


Рис. 7. Зависимость $\beta(\sigma)$ для симметричного цилиндрического диода

Для учета конического расхождения электронного потока в эксцентрическом диоде достаточно ввести в соотношения (18), (19) угловую зависимость эквивалентного параметра цилиндрического потока $r_c(\varphi)$

$$\begin{aligned} r_{a \text{ экв}}(\varphi) &= b + l_a(\varphi), \\ l_a(\varphi) &= r_a \left(\sqrt{1 + \xi^2 - 2\xi \cos \varphi} - \sigma \right). \end{aligned} \quad (20)$$

Угловая зависимость нормированного коэффициента $r_a \beta^2 / (r_{a \text{ экв}} \beta_{\text{экв}}^2)$, рассчитанная с использованием соотношений (17)–(19) и отражающая изменение плотности анодного тока в эксцентрическом диоде при использовании модели цилиндрических эквивалентных диодов, представлена на рис. 8 (кривая 1 – $\sigma = 0,4$, $\xi = 0,4$,

кривая 2 – $\sigma = 0,6$, $\xi = 0,2$). Аналогичные зависимости для модели плоских эквивалентных диодов приведены на рис. 4.

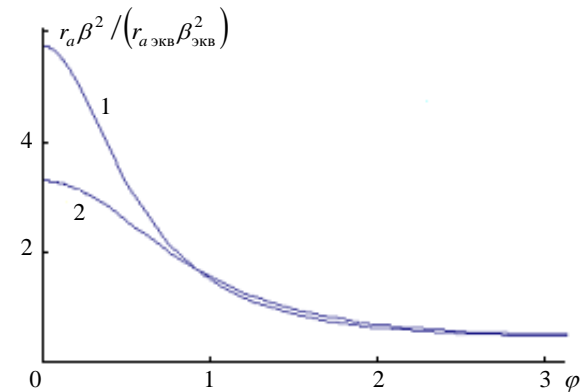


Рис. 8. Зависимости плотности анодного тока в эксцентрическом диоде для модели цилиндрических эквивалентных диодов

Сравнение кривых на рис. 4 и 7 показывает, что применение модели эквивалентных цилиндрических диодов не приводит к существенному уточнению результата и подтверждает правомочность использования модели плоских эквивалентных диодов с «ленгюровскими» потоками.

Выводы. Рассмотрены условия применимости моделей эквивалентных диодов (плоского и цилиндрического) при анализе угловых зависимостей анодного тока в эксцентрическом цилиндрическом диоде с током, ограниченным пространственным зарядом.

Рассчитаны распределения статического потенциала, обусловленные действием интенсивного пространственного заряда, в междуэлектродном пространстве эксцентрического цилиндрического диода при различной величине эксцентриситета.

Рассчитаны угловые распределения плотности анодного тока при различном эксцентриситете расположения эмиттера и зависимости полного анодного тока от эксцентриситета. Установлено, что влияние пространственного заряда интенсивного электронного потока на анодные характеристики эксцентрического цилиндрического диода наиболее сильно проявляется при большом различии в радиусах эмиттера и анода. Неравномерная нагрузка катода при асимметрии приводит к существенному снижению срока службы катода.

Новизна результатов и их отличие от полученных ранее [2, 3, 7] определяется использованием более строгого учета (с помощью конформных отображений) неоднородного электростатического поля в междуэлектродном пространстве эксцентрического диода, что позволило уточнить модель эквивалентного диода и повысить точность расчета угловой зависимости анодного тока.

1. *Quintenz J. P.* Space-charge flow in a non-cylindrically symmetric diode / J. P. Quintenz, J. M. Poukey // IEEE Intern. Pulsed Power Conf. – Lubbock, 1976. – P. 75.
2. *Левин Б. Я.* Влияние асимметрии междуэлектродного пространства на статические характеристики цилиндрического магнетрона / Б. Я. Левин, И. Л. Вербицкий, В. И. Вигдорчик и др. // Журн. техн. физики. – 1965. – 35, вып. 3. – С. 219–227.
3. *Левин Б. Я.* Магнетроны непрерывного действия на волну 2,2 мм / Б. Я. Левин, В. И. Максимов, Г. А. Алексеев // Тр. И-та радиофизики и электрон. АН УССР. – 1963. – 117. – С. 166–167.
4. *Кириштейн П. Т.* Формирование электронных пучков / П. Т. Кириштейн, Г. С. Кайно, У. Е. Уотерс и др.; пер. с англ. под ред. Л. В. Шубина. – М.: Мир, 1970. – 600 с.
5. *Коппенфельс В.* Практика конформных отображений / В. Коппенфельс, Ф. Штальман; пер с нем. К. М. Фишмана. – М.: Иностран. лит., 1963. – 407 с.
6. *Лаврентьев М. А.* Методы теории функций комплексного переменного / М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. – М.: Наука, 1973. – 736 с.
7. *Алексеев Г. А.* Распределение статического потенциала в эксцентрическом цилиндрическом канале с трубчатым электронным потоком / Г. А. Алексеев, Л. В. Стулова // Радиофизика и электрон.: сб. научн. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2002. – 7, № 2. – С. 397–400.
8. *Власов В. Ф.* Электронные и ионные приборы / В. Ф. Власов. – 3-е изд. – М.: Гос. изд-во лит. по вопросам связи и радио, 1960. – 734 с.

Рукопись поступила 12.08.2011.

G. A. Alexeev, L. V. Stulova

ECCENTRIC CYLINDRICAL DIODE WITH CURRENT LIMITED BY SPACE CHARGE

The paper deals with the theoretical analysis of the influence of the emitter arrangement asymmetry upon angular dependence of anode current density in cylindrical diode.

Key words: eccentric cylindrical diode, angular dependence of anode current density.

Г. О. Алексеев, Л. В. Стулова

ЕКЦЕНТРИЧНИЙ ЦИЛИНДРИЧНИЙ ДІОД ЗІ СТРУМОМ, ЯКИЙ ОБМЕЖЕНО ПРОСТОРОВИМ ЗАРЯДОМ

Здійснено теоретичний аналіз впливу асиметрії розташування емітера в циліндричному діоді на кутову залежність щільності анодного струму.

Ключові слова: ексцентричний циліндричний діод, кутова залежність щільності анодного струму.