

**В. Н. Желтов, [А. И. Цвык]**

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [zheltov@ire.kharkov.ua](mailto:zheltov@ire.kharkov.ua)*

## АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ПРОСТРАНСТВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Основной задачей современной вакуумной электроники является повышение энергетических характеристик генераторов и увеличение частотного диапазона их работы. Впервые в приближении аналитической теории приводятся исследования физических процессов формирования статического ленточного электронного потока (ЭП) в пространстве взаимодействия генератора дифракционного излучения (ГДИ). Изучаются процессы формирования ЭП вблизи поверхности дифракционной решетки при изменении различных физических и технических параметров электронно-оптической системы ГДИ с диодной электронной пушкой, в частности, от расстояния между зеркалами и параметров электронной пушки. Обнаружено, что в ГДИ и классических приборах О-типа ЭП отличаются. Ил. 4. Библиогр.: 9 назв.

**Ключевые слова:** ГДИ, оротрон, электронный поток, электронно-оптическая система, слаломный электронный поток.

Актуальной задачей современной вакуумной микроволновой электроники является создание нерелятивистских высокостабильных источников электромагнитных колебаний на частотах до 300 ГГц и выше с удовлетворительными выходными характеристиками для развития фундаментальных исследований в экспериментальной физике и технике. Перспективными в этом направлении являются оротронные генераторы (оротрон, генератор дифракционного излучения (ГДИ) [1–3]), в которых электромагнитные колебания возбуждаются дифракционным излучением электронного потока (ЭП), движущимся вблизи поверхности дифракционной решетки расположенной на одном из зеркал высокодобротного квазиоптического открытого резонатора (ОР). Экспериментальные исследования показывают, что с укорочением длины волны в ГДИ увеличивается пусковой ток, уменьшается выходная мощность генерации, ухудшаются частотно-спектральные характеристики генератора [2]. Поэтому актуальным является поиск новых методов, механизмов и эффективных режимов возбуждения электромагнитных колебаний в ГДИ микроволнового диапазона. Ключевыми здесь являются исследования специфических особенностей формирования статического и динамического ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ. В частности, в работах [4–5] сообщается, что структура статического ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ существенно отличается от электронных потоков в классических приборах О-типа с симметричным каналом пролета электронов. Однако физические процессы формирования ЭП и изменение параметров потока в пространстве взаимодействия ГДИ изучены недостаточно.

В настоящей работе приводится аналитическая теория формирования статического ленточного ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ с магнитной фокусировкой ЭП. Получены аналитические формулы для расчета параметров и тра-

екторий движения электронов в электронно-оптической системе (ЭОС) ГДИ с диодной электронной пушкой. Исследовано влияние различных физических и технических параметров на формирование ЭП в ГДИ.

*Постановка и метод решения задачи.*

На рис. 1 показана теоретическая модель ЭОС ГДИ, которая широко используется в экспериментальных исследованиях и созданных опытных образцах приборов [6]. ЭОС содержит: диодную электронную пушку К–А (целевой катод К с эмиттером электронов Э); фокусирующий электрод; плоский анод со щелью для пролета электронов); ОР с зеркалами 1 (с дифракционной решеткой) и 2 (содержит щель связи возбуждаемых в ОР колебаний с нагрузкой).

Начало прямоугольной системы координат  $XYZ$  выбирается в центре щели катода; ось  $OY$  направлена к коллектору электронов ( $y = y_{кол}$ ), ось  $OX$  – по ширине ЭП, ось  $OZ$  перпендикулярна поверхности плоского зеркала 1 (с дифракционной решеткой).

Модель ГДИ условно разделим на:

- I ( $0 \leq y \leq y_{a1}$ ) – область катод–анод с подобластями  $1^{\pm}$  ( $|z| \geq z_a + \varepsilon$ ),  $1_a^{\pm}$  ( $(z_a - \varepsilon) \leq |z| \leq (z_a + \varepsilon)$ ), где  $\varepsilon$  – малый параметр вблизи плоскости  $|z| = \pm z_a$ ;
- II ( $y_{a1}^+ \leq y \leq y_{a2}^-$ ) – область (длина) щели анода с подобластями 2,  $2^{\pm}$ ;
- III ( $y_{a2}^- \leq y \leq y_{a2}^+$ ) – переходная область от щели анода к ОР с подобластями 3,  $3^{\pm}$ ;
- IV ( $y_{a2}^+ \leq y \leq y_l$ ) – область пространства взаимодействия ГДИ с подобластями 4,  $4^{\pm}$ . Цифрами  $I = 1, 2, 3, 4$  на рис. 1 обозначен плоский ЭП в  $i$ -областях.

В ЭОС ГДИ обозначено:  $S_k = 2z_k \cdot 2x_k$ ,  $S_a = 2z_a \cdot 2x_a$  сечения катода и щели анода электронной пушки;  $d_a = (y_{a2} - y_{a1})$  – длина щели анода (толщина анодной планки);  $d_k$  – расстояние от щели катода ( $y = 0$ ) до щели анода ( $y = y_{a1}$ );

$z_{qi}^{\pm}$  – верхняя и нижняя границы ЭП в  $i = 1, 2, 3, 4$  областях;  $y_{a1}^+ = d_a + \varepsilon_1$ ;  $\varepsilon_1$  – глубина провисания потенциала в щель анода;  $y_{a2}^{\pm} = y_{a2} \pm \varepsilon_2$ ;  $2\varepsilon_2 = 2(2z_a - \delta_1)$  – длина переходной области;  $\delta_1$  – смещение поверхности зеркала 1 ОР относительно нижней границы  $z = -z_a$  щели анода;  $z = -z_{1\text{OP}} = -(z_a - \delta_1)$ ;  $z = z_{2\text{OP}} = (z_a + \delta_2)$  – плоскости расположения поверхностей зеркал ОР;  $\delta_2$  – расстояние зеркала 2 ОР до верхней границы  $z = z_a$  щели анода;  $D = \delta_2 - \delta_1 + 2z_a$  – расстояние между зеркалами ОР (или  $D = \frac{\lambda_{or}}{2}q$ , где  $\lambda_{or}$  – длина волны возбуждаемого в резонаторе  $TEM_{mq}$ -типа колебания,  $q = 1, 2, 3, \dots$ );  $2a_{or}$  – апертура зеркал ОР;  $L$  – длина решетки (пространства взаимодействия).

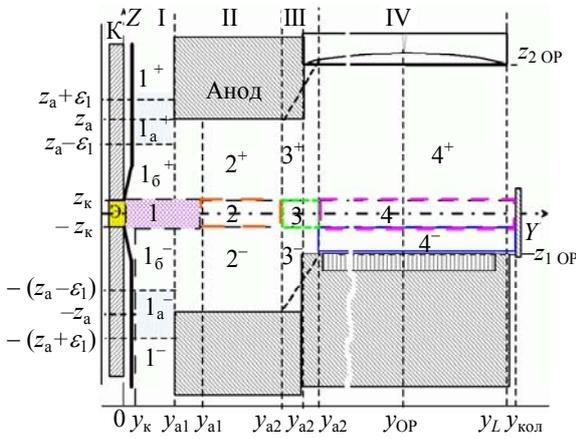


Рис. 1. Теоретическая модель ЭОС ГДИ

Электроны потока с эмиттера Э поступают на плоскость  $y = y_k$  с потенциалом  $V_k$  вблизи щели катода (здесь образуется катод электронной пушки с плотностью тока  $j_k = I_k/S_k$ ); с точек  $M_k(x_k^{(s)}, y_k, z_k^{(p)})$  с координатами  $x_k^{(s)} = sx_k$ ;  $z_k^{(p)} = pz_k$  ( $|s| \leq 1$ ;  $|p| \leq 1$ ) электроны поступают на плоскость  $y = y_{a1}^+$  в щели анода, а затем – в переходную область  $y_{a2}^- \leq y \leq y_{a2}^+$  и на вход  $y = y_{a2}^+$  резонатора.

Траектории движения электронов в ЭОС находим из совместного решения уравнений электростатики: уравнений Лапласа (1а), Пуассона (1б) и уравнения движения электронов (1в):

$$\frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial z^2} = 0, \quad \vec{E}_i = -\text{grad} \Phi_i; \quad (1a)$$

$$\frac{\partial^2 U_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_i}{\partial z^2} = \frac{\rho_i}{\varepsilon_0}, \quad \vec{E}_{\rho i} = -\text{grad} U_i; \quad (1б)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{r}(x, y, z)}{\partial t^2} = -\eta \vec{E} - \eta [\vec{v} \vec{B}], \quad (1в)$$

где  $\Phi_i(y, z)$ ,  $\vec{E}_i(E_{iy}, E_{iz})$  – потенциал и поле вне ЭП;  $U_i(y, z)$ ,  $\vec{E}_{\rho i}(E_{\rho iy}, E_{\rho iz})$  – потенциал и поле в ЭП;  $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$  – скорость электронов;  $\vec{B}(0, B_y, 0)$  – индукция магнитного поля; полагаем  $\frac{\partial}{\partial x}(U, \Phi_i) = 0$  – потенциал, и поле в ЭОС не зависят от координаты  $x$ ; используется СИ система единиц, в отдельных случаях (при расчетах) значения параметров приводятся в практической системе единиц.

Решение уравнений (1а, б) ищем в виде

$$\Phi_i(y, z) = \Phi_{iz}(z) \Phi_{iy}(y), \quad (2a)$$

$$\Phi_{iy}(y) = A_i \sin g_i y + B_i \cos g_i y, \quad (2a)$$

$$\Phi_{iz}(z) = C_i \text{ch} g_i z + D_i \text{sh} g_i z;$$

$$U_i(y, z) = Q_i(z) + T_i(y), \quad (2б)$$

$$Q_i(z) = a_{\rho i} z^2 + c_{\rho i} z + F_i,$$

$$T_i(y) = a_{\rho i} (y - y_{i-1})^2 + b_i (y - y_{i-1}).$$

В потенциалы (2) входят неизвестные коэффициенты  $A_i, B_i, C_i, D_i, a_{\rho i}, b_i, c_{\rho i}, F_i$  и собственное значение  $g_i$ ; функции  $\Phi_{0i}$ , которые находят при подчинении потенциалов (2) и поля начальным и классическим граничным условиям (равенство нулю тангенциальных компонент электрического поля на поверхностях электродов ЭОС; непрерывность этих компонент поля и потенциала на границах ЭП; «скачок» нормальной компоненты электрического поля на границах ЭП).

В прямоугольной системе координат уравнение (1в) приводится (с использованием теоремы Буша [7]) к системе дифференциальных уравнений относительно проекций  $x^{(s,p)}(y)$ ,  $z^{(s,p)}(y)$  траектории движения  $(s,p)$ -го электрона на плоскости  $XOY, ZOY$ :

$$\frac{dx_i^{(s,p)}}{dy} = \frac{v_{x,i-1}^{(s,p)}(y_{i-1})}{v_{y,i}^{(p)}(y)} + \quad (3)$$

$$+ \frac{2\pi}{\lambda_{c,i}^{(p)}(y)} [z_i^{(p)}(y) - z_{i-1}^{(p)}(y_{i-1})];$$

$$\frac{d^2 z_i^{(p)}}{dy^2} + M_i^{(s,p)}(y) \frac{dz_i^{(p)}}{dy} + \quad (4)$$

$$+ \left( \frac{2\pi}{\lambda_{c,i}^{(p)}(y)} \right)^2 z_i^{(p)} = K_i^{(p)}(y);$$

$$\text{где } v_{y,i}^{(p)}(y) = \sqrt{2\eta \sqrt{U_i^{(p)}(y) - V_k^{(p)}(y_k)}};$$

$$v_{x,i-1}^{(s,p)}(y_{i-1}) = \eta B_y [z_{i-1}^{(p)}(y_{i-1}) - z_k^{(p)}(y_k)];$$

$$\begin{aligned}
 U_i^{(p)}(y) &= U_i(y, z = z_{i-1}^{(p)}(y_{i-1})); \\
 \lambda_{c,i}^{(p)}(y) &= \frac{2\pi}{\eta B_y} v_{y,i}^{(p)}(y); \\
 K_i^{(p)}(y) &= \left( \frac{2\pi}{\lambda_{c,i}^{(p)}(y)} \right)^2 (z_{i-1}^{(p)}(y_{i-1}) + a_{\delta,i}^{(p)}); \\
 a_{\delta,i}^{(p)} &= -\frac{E_{Z\rho i}^{(p)}(z)}{\eta B_y^2} = \frac{1}{2\eta B_y^2} [A_{\rho,i} z_{i-1}^{(p)}(y_{i-1}) + c_{\rho,i}]; \\
 M_i^{(p)}(y) &= -\frac{1}{2} \frac{E_{y\rho i}^{(p)}(y)}{U_i^{(p)}(y)} = \\
 &= \frac{1}{4U_i^{(p)}(y)} [A_{\rho i}(y - y_{i-1}) + 2b_i].
 \end{aligned}$$

Система уравнений (3), (4) содержит переменные коэффициенты  $U_i^{(p)}(y)$ ,  $\lambda_{c,i}^{(p)}(y)$ ,  $M_i^{(p)}(y)$ ,  $K_i^{(p)}(y)$ , зависящие от координаты  $y$ , поэтому в общем случае эта система уравнений решается численными методами. Кроме того, уравнение (4) для продольных проекции  $z^{(s,p)}(y)$  в явном виде не зависит от индекса  $s$ , поэтому в (4) и далее в обозначениях траекторий  $z^{(s,p)}(y)$  индекс  $s$  опускается (обозначаем  $z^{(p)}(y)$ ). В уравнении (3) значение проекции  $x^{(s,p)}(y)$  на плоскость  $XOY$  зависит от обоих индексов  $s$  и  $p$ , которые определяют начальные координаты электрона в точке  $M_k(x_k^{(s)}, y_k, z^{(p)})$  на поверхности катода ( $x_k^{(s)} = sx_k$ ,  $z^{(p)} = pz_k$ ,  $|s| \leq 1$ ,  $|p| \leq 1$ ).

При постоянных (усредненных) коэффициентах система уравнений (3), (4) решается в аналитическом виде. При этом в областях со значением  $E_{y,i} \approx 0$  (щель анода, область пространства взаимодействия) среднее значение  $\bar{M}_i^{(p)}(y) \approx 0$ , т. е. траектории движения электронов находим из решения укороченной системы уравнений.

*Область катод–анод электронной пушки* ( $y_k \leq y \leq y_{a1}^+$ , рис. 1). Из решения уравнений Лапласа и Пуассона (1а, б) с учетом (2) в первой области ( $I = 1$ ; катод–анод;  $y_k \leq y \leq y_{a1}^+$ ) потенциал  $U_1(y, z)$  и компоненты поля  $\vec{E}_1(0, E_y, E_z)$  в плоском ЭП (с усредненной плотностью  $\rho = \bar{\rho}_1(y_k, z)$  заряда в поперечном сечении электронного пучка в плоскости  $y = y_k \leq 2z_k$  вблизи поверхности катода) определяются выражениями:

$$\begin{aligned}
 U_1(y, z) &= \frac{1}{4} A_{\rho 1} z^2 + \frac{1}{4} A_{\rho 1} (y - y_k)^2 + \\
 &+ b_1 (y - y_k) + F_1, \quad y_k \leq y \leq y_{a1}^+, \quad |z| \leq z_a;
 \end{aligned} \quad (5a)$$

$$E_{y1} = -\frac{1}{2} A_{\rho 1} (y - y_k) + b_1, \quad E_{z1} = -\frac{1}{2} A_{\rho 1} z. \quad (5б)$$

где коэффициенты  $A_{\rho 1}, \dots, b_1, \dots, F_1$ ,  $c_{\rho 1}$  и плотность заряда  $\bar{\rho}_1(y_k, z)$  вычисляются по формулам:

$$A_{\rho 1} = \frac{4}{9} k_0 v_1 \frac{V_a}{S_k} P_0, \quad k_0 = 4,3 \cdot 10^5,$$

$$v_k = \frac{1}{\sqrt{\text{ch } g_1 z_{q1} \left( \frac{\text{ch } g_1 z_a}{\sin g_1 y_k} \right)^{3/2}}} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{g_1 z_{q1}}{\text{sh } g_1 z_{q1}}} \approx \left( \frac{\text{ch } g_1 z_a}{\sin g_1 y_k} \right)^{3/2};$$

$$b_1 = -\frac{1}{4} A_{\rho 1} d_{ka} + \frac{V_a}{d_{ka}} f_1(z_{q1}) (\sin g_1 y_{a1}^+ - \sin g_1 y_k);$$

$$F_1 = -\frac{1}{4} A_{\rho 1} z_{q1}^2 + V_k(y_k, z_{q1}); \quad c_{\rho 1} = 0; \quad d_{ka} = d_k - y_k;$$

$$V_k(y_k, z_{q1}) = V_a f_1(y_k, z_{q1}); \quad \bar{\rho}_1(y_k, z) = \frac{V_a}{\sqrt{2\eta}} \frac{v_1}{S_k} P_{0k};$$

$$P_1 = \frac{v_1}{S_k} P_{0k}; \quad P_{0k} = \frac{I_k}{V_a^{3/2}}; \quad P_{0k} - \text{перванс ЭП с током } I_k.$$

Если ЭП отсутствует ( $A_{\rho 1} = 0$ ), то собственный потенциал  $\Phi_{01}(y, z)$  и поле в области катод–анод определяются выражениями:

$$\Phi_a^\pm(y, z) = V_a \frac{y}{d_k}, \quad |z| \geq z_a + \varepsilon, \quad 0 \leq y \leq d_k; \quad (6a)$$

$$\Phi_\delta^\pm(y, z_a) = V_a \sin g_1 y, \quad z = \pm z_a, \quad 0 \leq y \leq d_k; \quad (6б)$$

$$\Phi_{01}^\pm(y, z) = V_a f_1(z) \sin g_1 (y - y_k) + V_k(y_k, z), \quad (6в)$$

$$|z| \leq z_a, \quad y_k \leq y \leq y_{a1}^+;$$

$$V_k = \Phi_{01}^\pm(y_k, z) = V_a f_1(z) \sin g_1 y_k, \quad (6г)$$

$$|z| \leq z_k, \quad y = y_k;$$

$$\vec{E}_{01}^+ = -\text{grad } \Phi_{01}^\pm(y, z), \quad (7)$$

где  $V_k$  – потенциал в катодной плоскости  $y = y_k \leq 2z_k$

Эквипотенциальные поверхности в области катод–анод без ЭП определяются функциями  $z_1^\ominus(y)$  при заданных параметрах  $\varphi_1^\ominus = \frac{\Phi_{01}}{V_a}$ :

$$z_1^\ominus(y) = \frac{2(d_k + \varepsilon_1)}{\pi} \ln \left[ \zeta_1(y) \pm \sqrt{\zeta_1^2(y) - 1} \right], \quad (8)$$

$$y_k \leq y \leq d_k + \varepsilon_1.$$

Из (5) находим основные параметры ЭП в области катод–анод: минимальные значения потенциала  $Q_{1\min}$  в поперечном ( $z = z_{1\min}$ ) и  $U_{1,\min}$  в продольном ( $y = y_{1\min}$ ) сечениях потока;

предельные значения первианса  $P_{0к}$  и плотности тока  $j_{0к}$  в поперечном сечении потока (в плоскости катода  $y = y_k$ ); предельные  $P_{01}$  и тока  $j_{0к}$  в плоскости  $y = y_{1,min}$  продольного сечения ЭП, а также начальное значение тангенса  $\text{tg } \gamma_k^{(p)} = v_z / v_y$  – направления движения  $p$ -го электрона с плоскости  $y = y_k$  катода:

$$Q_{1,min} = U_1(y_k, z_{1,min}) = -\frac{1}{9} k_0 V_a P_1 z_k^2 + V_k, \quad (9a)$$

$$y = y_k, z = z_{1,min};$$

$$U_{1,min} = U_1(y_{1,min}, z_{1,min}) =$$

$$= -\frac{1}{4} A_{\rho 1} z_k^2 - \frac{b_1^2}{A_{\rho 1}} + V_k, y = y_{1,min}, z = z_{1,min}; \quad (9b)$$

$$z_{1,min} = 0, y_{1,min} = y_k - \frac{2b_1}{A_{\rho 1}} =$$

$$= y_k + \frac{1}{2} d_1 - 10^{-5} \frac{1}{P_1 d_1} f_1(z_k)(1 - \sin g_1 y_k); \quad (10)$$

$$P_{0к} = 2,1 \cdot 10^{-5} \frac{S_k}{z_k^2 V_k} \text{ch } g_1 z_k, \quad (11a)$$

$$j_{0к} = 2,1 \cdot 10^{-5} \frac{V_a^{3/2}}{z_k^2 V_k} \text{ch } g_1 z_k, y = y_k;$$

$$P_{0к,пред} = 2,1 \cdot 10^{-5} \frac{S_k}{d_1^2 + (2z_k)^2} \frac{f_1(z_k)}{v_k} \times$$

$$\times (1 + \sin g_1 y_k); \quad (11b)$$

$$j_{0к,пред} = 2,1 \cdot 10^{-5} \frac{V_a^{3/2}}{d_1^2 + (2z_k)^2} \frac{f_1(z_k)}{v_k} \times$$

$$\times (1 + \sin g_1 y_k); \quad (11в)$$

$$\text{tg } \gamma_k^{(p)} = \text{tg } \alpha_k^{(p)} + \text{tg } \beta_k^{(p)}, y = y_k; \quad (12a)$$

$$\text{tg } \alpha_k^{(s,p)} = 110 p \sqrt{\mu_k} \sqrt{\frac{z_k}{x_k} \frac{P_{0к}}{\text{ch } g_1 z_k}} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{1 - \zeta_k^{(p)}(P_{0к})}}, \quad (12б)$$

$$\zeta_k^{(p)}(P_{0к}) = 1,2 \cdot 10^4 \mu_k \frac{z_k}{x_k} P_{0к} (1 - p^2);$$

$$\text{tg } \beta_k^{(p)} = \sqrt{\frac{\Phi_k^{(p)}(y_k, z_k^{(p)}) - \Phi_k(y_k, 0)}{\Phi_k(y_k, z_k^{(p)})}} =$$

$$= \sqrt{\frac{\text{ch } g_1 p z_k - 1}{\text{ch } g_1 p z_k}}. \quad (12в)$$

В (12) первое слагаемое  $\text{tg } \alpha_k^{(p)}$  определяет влияние пространственного заряда на направление движения электронов, а второе учитывает разброс электронов по скоростям (без учета пространственного заряда), обусловленный «попаданием» электронов в плоскости  $y = y_k$

на эквипотенциальные линии с различным потенциалом (8).

Из выражений (9)–(11) следует, что в симметричном канале пролета (в данном случае катод расположен симметрично относительно щели анода) минимум потенциала в поперечном сечении плоского ЭП расположен на оси потока ( $z = z_{1,min} = 0$ ). Плоскость  $y = y_{1,min}$  продольного провисания потенциала расположена в области  $0 < y_{1,min} < y_k$ , где при условии  $P_{0к} < P_{01}$  (или при плотностях тока с поверхности катода  $j_k < j_{0к}$ ) электронная пушка работает в режиме полного отбора электронов с поверхности катода. При условии  $P_{0к} \geq P_{01}$  электроны потока «отражаются» от поверхности  $y = y_k$ , что может привести к явлениям расслоения потока (при частичном отражении) или к образованию виртуального катода (электроны потока не проходят в область  $y > y_k$ ). Отметим, что ГДИ преимущественно работает при условиях  $P_{0к} < P_{01}$ , т. е. в режиме полного отбора тока и без расслоения пучка ( $Q_{1,min} > 0$ ).

Начальное направление движения электронов с поверхности  $y = y_k \leq 2z_k$  вблизи катода (12) существенно зависит от первианса  $P_{0к}$  (и плотности тока  $j_{0к}$  с поверхности катода): с увеличением  $P_{0к}$  значение  $\text{tg } \alpha_k^{(p)}$  возрастает и при значениях  $P_{0к} \geq P_{01}$  электроны потока «отражаются» от поверхности  $y = y_k$  (в этом случае параметр  $\zeta_k^{(p)}(P_{0к}) \geq 1$ ).

Потенциал в области катод–анод меняется от минимального значения  $V_k$  (в плоскости  $y = y_k$ ) до потенциала на аноде электронной пушки ( $V_a$ ), соответственно, сильно меняется в продольном направлении компонента  $E_y(z, y)$  поля в ЭП. Поэтому траектории движения электронов в этой области находятся из решения общей системы дифференциальных уравнений (3) и (4) с усредненными по координате  $y$  коэффициентами  $U_i^{(p)}(y)$ ,  $\lambda_{c,i}^{(p)}(y)$ ,  $M_i^{(p)}(y)$ ,  $K_i^{(p)}(y)$ .

Решение системы (3, 4) имеет вид

$$z_1^{(p)}(y) = z_{01}^{(p)} + \text{sgn}(\text{tg } \gamma_k^{(p)}) R_1^{(p)} e^{k(y-y_k)} \times$$

$$\times \sin \left[ \frac{2\pi}{\lambda_{c,1}^{(p)}} (y - y_k) + \psi_1^{(p)} \right]; \quad (13)$$

$$x_1^{(s,p)}(y) = x_{0,1}^{(s,p)}(y) - \text{sgn}(\text{tg } \gamma_k^{(p)}) R_1^{(p)} \times$$

$$\times \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda_{c,1}^{(p)}} (y - y_k) + \psi_1^{(p)} \right], \quad (14)$$

$$x_{0,1}^{(s,p)}(y) = s x_k + \frac{\bar{\lambda}_{c,1}^{(p)}}{2\pi} \text{tg } \gamma_k^{(p)} + \frac{2\pi}{\lambda_{c,1}^{(p)}} (y - y_k),$$

$$\begin{aligned} \text{где } z_{01}^{(p)} &= pz_k + a_{6,1}^{(p)}; \quad \kappa_i = -\frac{1}{2} \overline{M}_i^{(p)}(y); \\ a_{6,1}^{(p)} &= \frac{1}{2} a_6 v_k p; \quad a_6 = 5,41 \cdot 10^{-7} \frac{I_k}{2x_k B_y^2 \sqrt{V_a}}; \\ \lambda_0 &= \frac{4\pi \sqrt{V_a}}{\sqrt{2\eta B_y}}; \quad \overline{\lambda}_{c,1}^{(p)} = \lambda_0 \sqrt{\frac{1}{2} f_1(z_k) \sqrt{1 - \zeta_k^{(p)}}}; \\ R_1^{(p)} &= \sqrt{(a_{6,1}^{(p)})^2 + \left(\frac{\overline{\lambda}_{c,1}^{(p)}}{2\pi} \operatorname{tg} \gamma_k^{(p)}\right)^2}; \\ \zeta_k^{(p)} &= 2,4 \cdot 10^4 \frac{V_k}{S_k} (1 - p^2) \frac{(2z_k)^2}{f_1(z_k)} P_{0k}; \\ \psi_1^{(p)} &= -\operatorname{arctg} \frac{2\pi}{\overline{\lambda}_{c,1}^{(p)} \operatorname{tg} \gamma_k^{(p)}}. \end{aligned}$$

Из анализа (13), (14) следует, что электроны потока с катода движутся в направлении щели анода по спиральным траекториям [5, 7].

Таким же образом, решая совместно уравнение Пуассона и уравнение движения в области щели анода и ОР, получены аналитические выражения для определения траекторий и распределения электрического поля, которые позволяют проанализировать особенности движения ЭП в пространстве взаимодействия ОР.

*Численные расчеты и анализ физических процессов формирования ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ.* Проведены численные расчеты траекторий движения электронов в ЭОС ГДИ и проанализированы особенности формирования и изменения структуры потока электронов в пространстве взаимодействия ГДИ от различных электрических и технических параметров: расстояния между зеркалами ОР, размеров апертуры зеркал, параметров электронной пушки, изменения фокусирующего магнитостатического поля и ускоряющего напряжения и других параметров. Здесь преимущественно исследуются проекции  $z_i^{(p)}(y)$  траекторий электронов в продольном сечении ЭП (в плоскости  $ZOY$ ), представляющих практический интерес для ГДИ и других приборов О-типа, в частности, ГДИ с двухрядной дифракционной решеткой [8, 9].

*Влияние расстояния между зеркалами ОР на формирование и параметры ЭП.* В результате численных расчетов и анализа траекторий движения электронов в ЭОС ГДИ установлены особенности изменения статических траекторий движения электронов, формы и структуры ЭП в пространстве взаимодействия генератора (вблизи поверхности дифракционной решетки) при изменении расстояния между зеркалами ОР.

Численные расчеты показывают, что при определенных параметрах ЭОС ГДИ в пространстве взаимодействия генератора могут формироваться три типа электронных пучков: однородный слаломный (волнообразный) электронный пучок

(ОСЭП) и два неоднородных – 1 СЭП, 2 СЭП. В ОСЭП электроны в пучке движутся по синфазным траекториям; в результате в продольном сечении потока образуется волнообразный ленточный ЭП с постоянной плотностью тока в поперечном сечении пучка. В неоднородном СЭП траектории движения электронов сдвинуты по фазе. Отличительной особенностью неоднородного 1 СЭП являются минимальные пульсации нижней границы пучка (вблизи поверхности дифракционной решетки) и увеличенные пульсации верхней границы потока, при этом 1 СЭП имеет повышенную плотность тока в верхнем слое пучка, где наблюдается сгущенность траекторий движения электронов. Характеристики второго типа неоднородного потока (2 СЭП) противоположно отличаются от 1 СЭП: 2 СЭП имеет большие пульсации нижней границы пучка и малые пульсации верхней границы, при этом нижний (пульсирующий) слой ЭП имеет повышенную плотность тока.

В частности, эти особенности формирования ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ в процессе изменения расстояния  $D$  между зеркалами ОР отражают кривые на рис. 2 (верхнее зеркало удаляется от нижнего зеркала с дифракционной решеткой и электронным потоком). Здесь рассматриваются случаи  $D = 0,24; 4; 10$  мм – верхний, средний и нижний ряд кривых соответственно.

Расчеты проводятся для электронов  $p = 0; \pm 0,25; \pm 0,5; \pm 0,75; \pm 1$  при значениях  $B = 0,5$  Тл и трех значениях анодных напряжениях:  $V_a = 1\ 800; 2\ 200$  и  $2\ 600$  В со следующими параметрами ЭОС ГДИ: толщина ЭП  $2z_k = 0,2$  мм; ширина ЭП  $2x_k = 5$  мм; щель анода  $2z_a = 0,6$  мм; расстояние между катодом и анодом  $d_k = 1$  мм; толщина анода  $d_a = 2$  мм; нижнее зеркало ОР расположено на прицельном расстоянии  $\delta_k = z_k - \delta_1 = 0,02$  мм от катода; длина апертуры зеркала ОР  $L = 40$  мм.

В случае  $D = 0,24$  мм зеркала ОР образуют симметричный канал пролета электронов, где формируется классический симметричный ЭП с противофазными траекториями движения электронов с увеличенной амплитудой пульсаций границ потока ( $V_a = 1\ 800; 2\ 600$  В) или малыми пульсациями траекторий электронов ( $V_a = 2\ 200$  В). С увеличением расстояния  $D$  между зеркалами ОР классические ЭП преобразовываются в поток типа 1 СЭП ( $V_a = 1\ 800$  В, рис. 2, а); однородный СЭП ( $V_a = 2\ 200$  В, рис. 2, б) или в неоднородный поток типа 2СЭП ( $V_a = 2\ 600$  В, рис. 2, в).

Таким образом, при заданном расстоянии между зеркалами ОР ГДИ путем изменения магнитостатического поля и напряжения анода можно создавать в пространстве взаимодействия генератора различного типа слаломные электронные потоки.

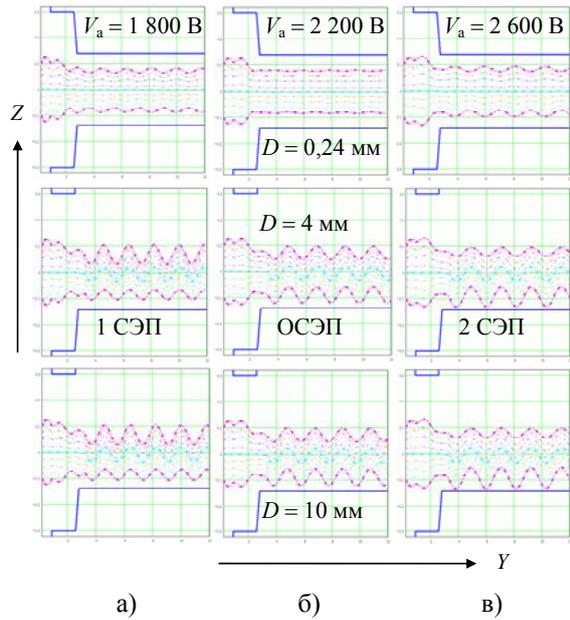
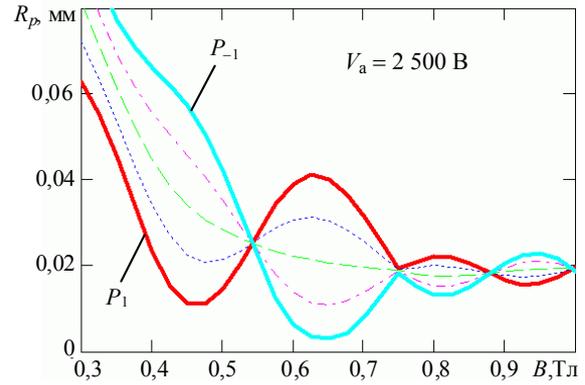


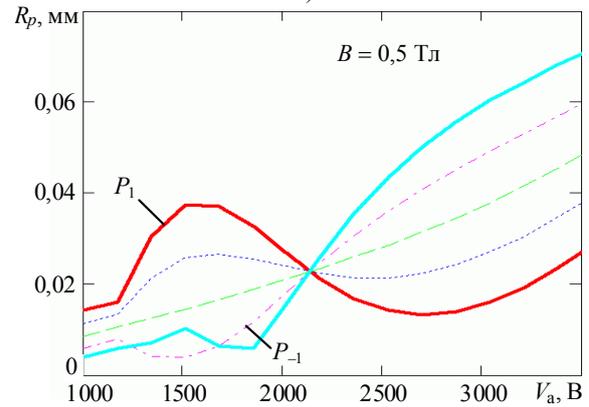
Рис. 2. Влияние расстояния между зеркалами ОР на процессы формирования ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ

Отметим, что в ОР ГДИ при расстояниях между зеркалами резонатора  $D = \frac{1}{2} \lambda q$  ( $q = 1, 2, 3 \dots$ ) могут возбуждаться на заданной длине волны  $\lambda$  разные по индексу  $q$  резонансные  $H_{mnq}$ -типы колебаний. В частности, при  $D = 4$  мм в ОР возбуждаются  $H_{mn1^-}$ ,  $H_{mn2^-}$ ,  $H_{mn4^-}$ ,  $H_{mn8^-}$  или  $H_{mn16^-}$ -типы колебаний на длинах волн  $\lambda = 8, 4, 1$  или  $0,5$  мм соответственно. Поскольку в ГДИ эффективным является «плоский» ЭП толщиной  $\Delta_{\text{эфф}} \approx 6,4 \cdot 10^{-4} \lambda \sqrt{V_a}$ , то очевидно, что с укорочением длины волны  $\lambda$  эффективность применения толстого ЭП с изменяющейся структурой потока (рис. 2) существенно понижается.

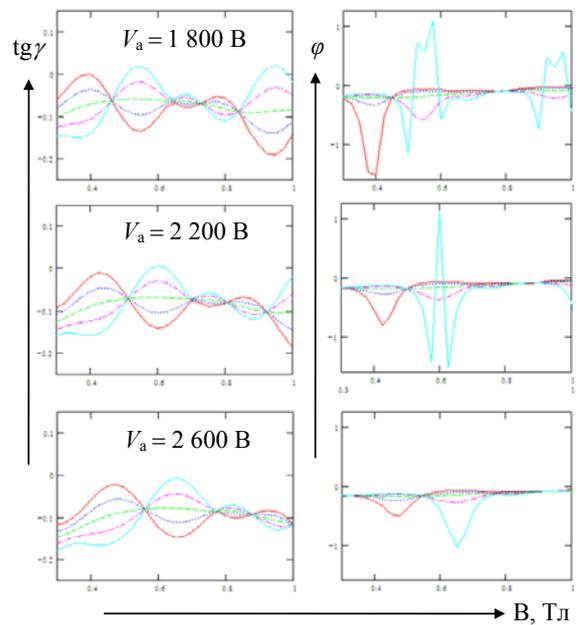
*Влияние фокусирующего магнитостатического поля и напряжения анода на формирование СЭП.* Исследованы особенности формирования слаломного потока от величины магнитостатического поля  $B$ , анодного напряжения  $V_a$  и начальных условий поступления электронов в пространство взаимодействия ГДИ. Определены значения  $B$  и  $V_a$ , при которых формируются в пространстве взаимодействия ГДИ различного вида слаломные ЭП. Результаты исследований отражают кривые на рис. 3, рассчитанные для электронов  $p = 0, \pm 0,5, \pm 1$  в случае  $D = 4$  мм: кривые на рис. 3, а, б – зависимости амплитуды пульсации траекторий движения  $p$ -электронов от магнитного поля  $B$  ( $V_a = 2500$  В) и ускоряющего напряжения  $V_a$  ( $B = 0,5$  Тл); кривые рис. 3, в, г – изменения начальных условий  $(\text{tg} \gamma_4^{(p)}(y_{a2}^+))$  и фазы  $(\psi_4^{(p)}(y_{a2}^+))$  поступления  $p$ -электрона в ОР ГДИ от магнитного поля ( $d_a = 2$  мм).



а)



б)



в)

г)

Рис. 3. Влияние магнитостатического поля и напряжения анода на параметры ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ

Из анализа кривых рис. 3, а, б следует, что в ГДИ существуют оптимальные значения  $V_{a,\text{опт}}$  и  $B_{\text{опт}}$ , при которых  $p$ -электроны потока поступают в ОР ГДИ с одинаковыми начальными

условиями (рис. 4, а, б) и движутся в пространстве взаимодействия по синфазным траекториям с одинаковой амплитудой пульсаций траекторий (точка пересечения кривых). В результате формируют в пространстве взаимодействия однородный ЭП типа ОСЭП; при изменении магнитного поля  $B$  или анодного напряжения  $V_a$  относительно оптимальных значений  $V_{a, \text{опт}}$  и  $B_{\text{опт}}$  в пространстве взаимодействия формируются неоднородные ЭП типа 1 СЭП или 2 СЭП, которые отличаются начальными условиями поступления  $p$ -электронов в резонатор. В частности, на рис. 3, б ( $B = 0,5$  Тл) оптимальным значением для формирования ЭП типа ОСЭП является напряжение  $V_{a, \text{опт}} = 2\,200$  В; при значениях  $V_a < 2\,200$  В и  $V_a > 2\,200$  В формируются потоки типа 1 СЭП и 2 СЭП соответственно.

Кривые на рис. 3, в, г отражают особенности изменения направления движения электронов  $p = 0, \pm 0,5, \pm 1$  ( $\text{tg} \gamma_4^{(p)}(y_{a2}^+)$ ) и начальной фазы  $\psi_4^{(p)}(y_{a2}^+)$  траекторий на входе в ОР ГДИ от магнитного поля в случаях формирования в пространстве взаимодействия различного вида слаломных потоков.

Из анализа кривых рис. 3, в, г следует, что однородный слаломный ЭП в пространстве взаимодействия формируется в случае постоянных значений  $\text{tg} \gamma_4^{(p)}(y_{a2}^+) = \text{const}$ ,  $\psi_4^{(p)}(y_{a2}^+) = \text{const}$  для  $p$  «начальных» электронов в потоке («начальные» электроны движутся под одинаковым углом к поверхности дифракционной решетке). При формировании неоднородного потока типа 1 СЭП начальные электроны в нижнем слое пучка движутся к поверхности решетки под меньшим углом, чем «верхние» электроны; в потоке 2 СЭП начальные условия противоположны: начальные электроны в «верхнем» слое потока имеют меньшее значение  $\text{tg} \gamma_4^{(p)}(y_{a2}^+)$ , чем в нижнем слое.

Следовательно, при заданном значении магнитного поля  $B$  с изменением  $V_a$  в пространстве взаимодействия один тип ЭП может переходить в другой тип потока; в частности, на рис. 3, б при  $V_a = 1\,800$  В формируется поток типа 1 СЭП, с увеличением  $V_a$  этот ЭП переходит в ОСЭП ( $V_{a, \text{опт}} = 2\,200$  В) затем при  $V_a > 2\,200$  В – в поток типа 2 СЭП.

Поскольку приборы типа ГДИ работают в широком диапазоне изменения  $V_a$  ( $B = \text{const}$ ), то очевидно колебания в этом генераторе могут возбуждаться различными типами электронных потоков.

Кроме того, установлено, что существенное влияние на процессы формирования и параметры ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ оказывают характерные параметры электронной пушки: начальные условия на катоде; расстояние

между катодом и анодом; длина  $d_a$  и поперечные размеры  $2z_a$  щели анода и другие. Изменения этих параметров приводят к изменениям амплитуды  $R_4^{(p)}$  (и длины волны  $\lambda_{\text{п}}$ ) пульсаций траекторий движения электронов и к последующему изменению условий формирования в пространстве взаимодействия различного типа электронных потоков. Путем выбора параметров электронной пушки можно сформировать в пространстве взаимодействия слаломный пучок электронов с минимальными пульсациями однородного СЭП или с малыми изменениями нижней границы пучка неоднородного 1 СЭП, представленные на рис. 4.

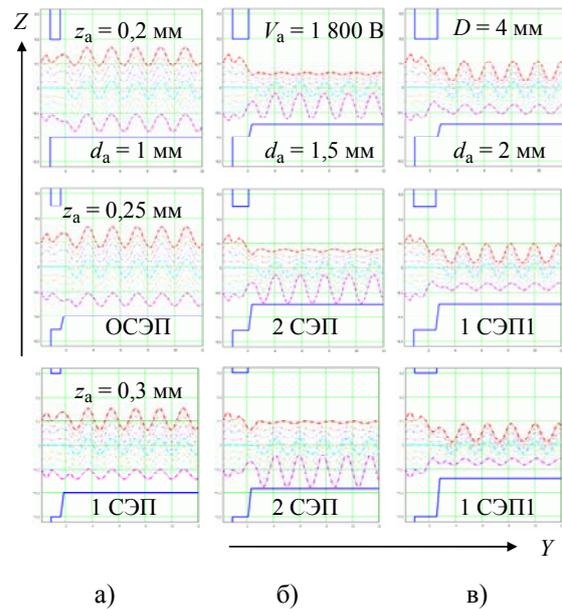


Рис. 4. Влияние размеров анода на параметры ЭП для  $z_a = (2; 2,5; 3)z_k$ ; а, б, в – соответствуют  $d_a = (1; 1,5; 2)$  мм при  $z_k = 0,1$  мм

Результаты теоретических исследований удовлетворительно согласуются с экспериментальными исследованиями параметров статического электронного потока, создаваемого диодной электронной пушкой и движущимся вблизи поверхности зеркала с дифракционной решеткой ОР ГДИ [4].

**Выводы.** Проведены теоретические исследования особенностей формирования статического ЭП в пространстве взаимодействия ГДИ. Получен ряд новых результатов, имеющих научное и практическое значение.

Установлено, что в пространстве взаимодействия ГДИ формируется три типа электронных потоков: ОСЭП и два неоднородных – 1 СЭП или 2 СЭП. В однородном СЭП электроны в пучке движутся по синфазным траекториям, в результате чего в продольном сечении потока вблизи поверхности решетки образуется волнообразный ленточный ЭП с постоянной плотностью

тока в поперечном сечении пучка. В неоднородном СЭП траектории движения электронов сдвинуты по фазе, при этом амплитуда пульсаций нижней границы пучка (вблизи поверхности дифракционной решетки) в потоке типа 1 СЭП меньше, чем в потоке 2 СЭП.

Показано, что путем изменения анодного напряжения и фокусирующего магнитостатического поля в пространстве взаимодействия ГДИ можно создавать различного типа СЭП; проанализированы особенности перехода от одного типа СЭП к другому.

Исследованы особенности формирования и изменения параметров СЭП от параметров ОР ГДИ: расстояния между зеркалами и длины апертуры зеркала с дифракционной решеткой резонатора.

Установленные процессы формирования в пространстве взаимодействия ГДИ с СЭП объясняют особенности возбуждения электромагнитных колебаний в ГДИ, наблюдаемые в экспериментальных исследованиях: преимущественно генератор запускается при оптимальных условиях ввода статического ЭП в пространство взаимодействия, когда часть электронного пучка (до 30 % и больше) оседает на поверхность зеркала с дифракционной решеткой.

Результаты исследования указывают на перспективу развития теории ГДИ со СЭП, что очень важно для создания ГДИ микроволнового диапазона.

#### Библиографический список

1. Русин Ф. С. Оротрон – электронный прибор с открытым резонатором и отражающей решеткой / Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1968. – 11, № 5. – С. 756–770.
2. Генератор дифракционного излучения волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов / И. М. Балаклицкий, А. А. Петрушин, Б. К. Скрынник и др. // Укр. физ. журн. – 1969. – 14, вып. 4. – С. 539–550.
3. Нерубенко В. В. Исследование генератора дифракционного излучения в миллиметровом диапазоне / В. В. Нерубенко, А. И. Цвык // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. ин-т радиоэлектрон. – Х., 1971. – Вып. 19. – С. 107–113.
4. Эмпирический метод вычисления статических пульсаций поперечного сечения электронного потока в ГДИ / А. И. Цвык, Е. В. Белоусов, В. Н. Желтов, А. В. Нестеренко // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2002. – 7, № 3. – С. 123–126.
5. Формирование электронного потока в ГДИ / А. И. Цвык, Е. В. Белоусов, В. Н. Желтов, А. В. Нестеренко // Вісник

СумДУ. Фізика, математика, механіка. – 2008. – 2. – С. 167–184.

6. Цвык А. И. Исследование генератора дифракционного излучения с локальной магнитостатической неоднородностью в пространстве взаимодействия / А. И. Цвык, А. В. Нестеренко, В. Н. Желтов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1998. – 3, № 3. – С. 130–136.
7. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки / И. В. Алямовский. – М.: Сов. радио, 1960. – 456 с.
8. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков: в 2 т. Т. 1 / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2003. – 496 с.
9. Скрынник Б. К. Достижения дифракционной электроники / Б. К. Скрынник, В. К. Корнеенков // Зарубеж. радиоэлектрон. Успехи современной радиоэлектрон. – 2000. – № 11. – С. 40–55.

Рукопись поступила 14.05.2014.

V. N. Zheltov, A. I. Tsvyk

#### ANALYTIC THEORY OF STATIC ELECTRON BEAM FORMATION IN DRO INTERACTION SPACE

The main problem of the modern vacuum electronics is the increase of generators power characteristics and the increase of their frequency range. The study of static sheet electron beam (EB) formation in DRO interaction space has been presented with the aid of the analytic theory. The processes of EB formation near diffraction grating has been studied while varying physical and technical parameters of DRO electron-optic system with diode gun, in particular on distance between mirrors and electron gun parameters. It is revealed that EB in DRO is different from that in classical O-type devices.

**Key words:** DRO, orotron, electron beam, EOS, slalom electron beam.

В. М. Желтов, О. І. Цвик

#### АНАЛІТИЧНА ТЕОРІЯ ФОРМУВАННЯ СТАТИЧНОГО ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ У ПРОСТОРІ ВЗАЄМОДІЇ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦІЙНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Основним завданням сучасної вакуумної електроніки є підвищення енергетичних характеристик генераторів і збільшення частотного діапазону їх роботи. Вперше за допомогою аналітичної теорії наведено дослідження фізичних процесів формування статичного стрічкового електронного потоку (ЕП) у просторі взаємодії генератора дифракційного випромінювання (ГДВ). Вивчаються процеси формування ЕП біля поверхні дифракційної ґратки при зміні різних фізичних і технічних параметрів електронно-оптичної системи ГДВ з діодною електронною гарматою, зокрема від відстані між дзеркалами та параметрів електронної гармати. Виявлено, що в ГДВ та класичних приладах О-типу ЕП відрізняються.

**Ключові слова:** ГДВ, оротрон, електронний потік, електронно-оптична система, слаломний електронний потік.