

**В. Д. Ерёмка, А. А. Кураев\*, В. В. Матвеевко\*, А. К. Сініцын\***

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Акад. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

*\*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
6, ул. П. Бровки, Минск, 220285, Беларусь*

## ТЕРАГЕРЦЕВЫЙ КЛИНООРОТРОН С АЗИМУТАЛЬНОЙ ГРЕБЕНКОЙ

Результаты теоретических и экспериментальных исследований оротронов – генераторов дифракционного излучения с пространственно развитыми электродинамическими системами, электромагнитные колебания в которых возбуждают, как правило, нерелятивистскими пространственно развитыми электронными потоками, свидетельствуют о потенциальных возможностях данного класса приборов при решении задач освоения терагерцевого интервала частот. Одна из основных проблем, возникающих при повышении КПД таких генераторов с укорочением длины их рабочей волны, связана с необходимостью обеспечения высокого коэффициента использования всех парциальных слоев высокоперевансного пространственно развитого электронного потока в зоне электронно-волнового взаимодействия. Указанную проблему решают путем увеличения напряженности высокочастотного поля в зоне энергообмена между электронами и электромагнитными волнами. Эффективным способом увеличения коэффициента использования всех электронных слоев поперечного сечения пространственно развитого электронного потока является применение клинотронного эффекта. В работе представлены результаты математического моделирования энергетических характеристик электронно-волнового взаимодействия в оротроне с дисковым электронным потоком, под которым на рабочей поверхности плоского зеркала двухзеркального открытого резонатора расположена отражательная дифракционная решетка – азимутальная гребенка. Результаты математического моделирования и оптимизации энергетических характеристик электронно-волнового взаимодействия в клинотроне терагерцевого диапазона свидетельствуют о возможности повышения электронного КПД в генераторах такой конструкции до 20 % при применении клинотронного эффекта. Ил. 4. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** оротрон, генератор, клинотронный эффект, коэффициент использования электронного потока, терагерцевый диапазон, математическое моделирование, оптимизация.

Освоение терагерцевого (ТГц) диапазона частот – одно из наиболее интенсивно развивающихся новых направлений современной прикладной физики – терагерцевой радиофизики и терагерцевой электроники. «Терагерцевая лихорадка», охватившая многие исследовательские группы в странах мира с высокоразвитой микроволновой электроникой, обусловлена перспективами решения огромного круга фундаментальных и прикладных задач с помощью ТГц-излучения, которое иногда называют *T*-лучами [1, 2].

Результаты теоретических и экспериментальных исследований генераторов коротковолновых электромагнитных колебаний (оротронов) свидетельствуют о потенциальных возможностях данного класса приборов при решении задач освоения терагерцевого интервала частот [3, 4]. Согласно данным экспериментальных исследований и оценочных расчетов, одной из важных причин снижения эффективности электронно-волнового взаимодействия и мощности выходного сигнала оротронов с ленточным электронным потоком при освоении ТГц-интервала частот является невысокий коэффициент использования электронного потока. Для компенсации влияния этой причины предложены оригинальные принципы построения пространства электронно-волнового взаимодействия в двухзеркальном открытом резонаторе: применение двухрусной конструкции периодической замедляющей структуры (ПЗС) в виде расположенных одна над другой лестницы и гребенки, рабочие поверхности

которых перпендикулярны оси открытого резонатора (ОР) – в оротронах [5]; применение сдвоенных гребенок, рабочие поверхности которых расположены зеркально-симметрично в параллельных оси ОР плоскостях – в генераторах дифракционного излучения (ГДИ), в том числе в многопучковых ГДИ [6–8]; в орбитронах [9]; клинорбитронах [10]. Одним из способов решения проблемы повышения мощности электронного потока оротрона является его коаксиальная конструкция с трубчатым потоком зарядных частиц [11–13]. Лучшим способом повышения коэффициента использования всех электронных слоев поперечного сечения пространственно развитого электронного потока является применение клинотронного эффекта [13]. В данной статье представлены результаты математического моделирования энергетических характеристик электронно-волнового взаимодействия оротрона с толстым дисковым электронным потоком (ДЭП), под которым на рабочей поверхности плоского зеркала двухзеркального ОР расположена отражательная дифракционная решетка – азимутальная гребенка. Результаты математического моделирования и оптимизации энергетических характеристик электронно-волнового взаимодействия в исследуемом ТГц-клинотроне свидетельствуют о целесообразности применения клинотронного эффекта в генераторах такой конструкции.

**1. Устройство клинотрона с азимутальной гребенкой.** Схематическое изображение клинотрона-генератора представлено на рис. 1.

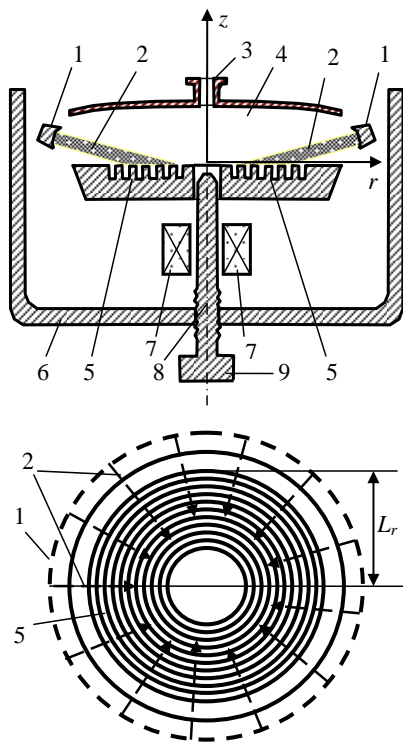


Рис. 1. Схематическое изображение ТГц-клиноротрона с азимутальной гребенкой

Здесь 1 – кольцевая электронная пушка, формирующая сходящийся к оси  $z$  под небольшим углом  $\alpha$  к рабочей поверхности азимутальной гребенки ДЭП 2 с диском толщиной  $\Delta z$ ; 3 – круглый волновод вывода высокочастотной энергии на моде  $E_{01}$ ; 4 – подвижное зеркало ОР со сферической рабочей поверхностью; 5 – неподвижное плоское зеркало, в теле которого выполнены концентрические азимутальные щелевые резонаторы ПЗС – азимутальной гребенки (радиальный период –  $d_v$ , количество периодов –  $n_v$ , глубина щелевого резонатора –  $h_v$ , отношение ширины щели к периоду –  $\delta$ ); 6 – внешний стакан магнитопровода; 7 – обмотка соленоида электромагнита; 8 – сердечник магнитопровода; 9 – головка механизма настройки магнитной системы.

Открытый резонатор, образованный зеркалами 4 и 5, настроен на резонанс на азимутально-симметричной объемной моде  $E_{01n}$ , связанной с поверхностной модой  $E_{01}$  ПЗС – азимутальной гребенки. Дисковый электронный поток 2 формируют и направляют с помощью магнитного поля, создаваемого магнитной системой прибора таким образом, что его парциальные слои последовательно падают на рабочую поверхность ПЗС – азимутальной гребенки. Каждый слой ДЭП падает на рабочую поверхность ПЗС под небольшим углом  $\alpha$ . При выполнении условия синхронизма каждый слой ДЭП эффективно взаимодействует с максимальным по интенсивности высокочастотным

полем поверхностной волны ПЗС (интенсивность поля поверхностной волны экспоненциально уменьшается в направлении  $z$  от рабочей поверхности азимутальной гребенки). Таким образом, применение клинотронного эффекта обеспечивает для каждого слоя ДЭП максимально благоприятные условия взаимодействия с интенсивным полем поверхностной волны азимутальной гребенки. Оптимизацию угла падения ДЭП на рабочую поверхность азимутальной гребенки обеспечивают путем подстройки распределения поля магнитной системы с помощью винта 9.

Вследствие большой добротности ОР представленного клиноротрона допустимо решить вначале задачу электродинамики, а затем рассчитать движение электронов в заданном ВЧ-поле.

**2. Решение электродинамической задачи.** Безразмерное волновое уравнение потенциала симметричных  $E$ -волн цилиндрического волновода можно преобразовать к скалярному дифференциальному уравнению Гельмгольца для комплексной функции двух переменных  $u(r, z)$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + W \frac{u}{r} = \text{rot}_\varphi \dot{\delta}. \quad (1)$$

При этом компоненты  $E$ -волны можно выразить через потенциал  $u$  по формулам:

$$\dot{E}_z = -\frac{j}{W} \frac{\partial u}{r \partial z}, \quad \dot{E}_r = \frac{j}{W} \frac{\partial u}{r \partial r}, \quad \dot{B}_\varphi = \frac{u}{r}. \quad (2)$$

Граничные условия для (1) ставятся следующим образом:

$$\text{на металлических границах} - \frac{\partial u}{\partial n} = 0; \quad (3)$$

на оси симметрии – при  $r = 0, u = 0$ ;  
на открытой границе – при  $r = L_r, u = 0$ .

**3. Метод и результаты решения электродинамической задачи.** Для расчета возбуждения поля зададим пробный ток  $\text{rot}_\varphi \dot{\delta} = 1$  в области  $[2,5 < z < 2,6, h - L_r/2 < r < L_r/2 + 0,1]$  (возбуждение петель). Такой ток при условии резонанса практически не оказывает влияния на распределение поля искомой собственной моды резонатора.

Распределение поля  $u(x, z)$  находим в результате решения задачи (1)–(3) с использованием стандартных пакетов *PDE Matlab*. Методом оптимизационной процедуры подбиралась высота резонатора  $h_z$ , при которой реализуется резонанс. По найденному распределению  $u(x, z)$  рассчитывали компоненты  $E_z$  и  $E_r$  в области их взаимодействия с электронами ДЭП. На рис. 2 представлены линии уровня потенциала  $u(r, z)$  при наличии резонанса. В этом случае функция  $u$  является действительной. Период гребенки на рисунке соответствует синхронному рабочему напряжению пучка  $U_0 \sim 5$  кВ ( $d_v = 0,9$ ).

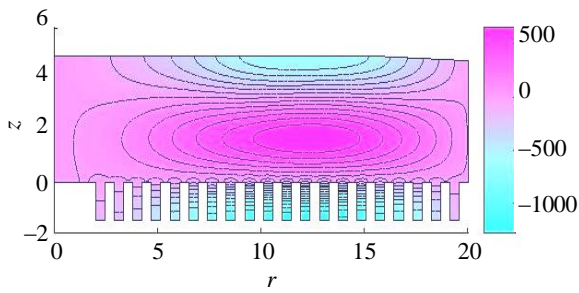


Рис. 2. Распределение поля  $u(r, z)$  в поперечном сечении резонатора:  $h_r = 1,57(\lambda_0/4)$ ;  $h_z = 4,9456$ ;  $L_r = 20$ ;  $L_v = 18$ ;  $n_v = 20$ ;  $d_v = 0,9$ ;  $dh = 0,2$

На рис. 3 представлено рассчитанное изменение компонент  $E_z$  и  $E_r$  вблизи рабочей поверхности гребенки (в области взаимодействия с частицами ДЭП).

Величина компоненты  $B_\phi$  вблизи гребенки, где происходит основное взаимодействие электромагнитного поля с ДЭП, близка к нулю, поэтому она в дальнейшем не учитывается.

Полученные на основе вышеприведенных расчетов нормированные распределения компонент высокочастотного поля в области над гребенкой ( $z > 0$ ) хорошо аппроксимируются формулами, близкими к используемым в [10]:

$$E_r^0 = \frac{1}{2} J_1 \left( v_{11} \frac{r}{L_r} \right) / J_1(\mu_{11}) [\cos(z) + \sin(k_r r) \exp(-k_z z)] \sin(\omega t),$$

$$E_z^0 = \frac{1}{2} J_1 \left( v_{11} \frac{r}{L_r} \right) / J_1(\mu_{11}) \left[ \frac{k_r}{k_z} \cos(k_r r) \exp(-k_z z) \right] \sin(\omega t), \quad (4)$$

$$L_v = n_v d_v, \quad k_z = \sqrt{k_r^2 - W^2}, \quad k_r = 2\pi/d_v.$$

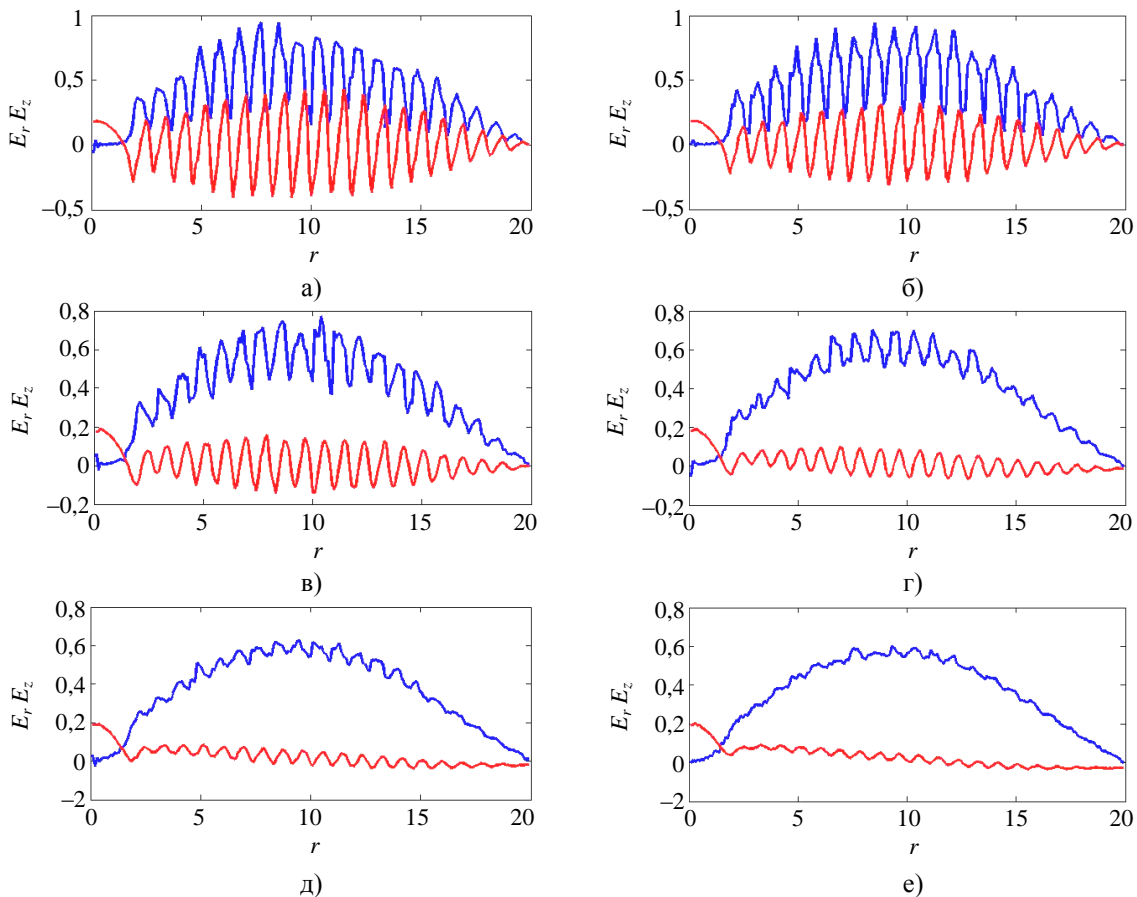


Рис. 3. Распределение электрических составляющих  $E_r$  и  $E_z$  высокочастотного электромагнитного поля на различных расстояниях от рабочей поверхности азимутальной гребенки: а)  $z = 0,05$ ; б)  $z = 0,1$ ; в)  $z = 0,2$ ; г)  $z = 0,3$ ; д)  $z = 0,4$ ; е)  $z = 0,5$

Здесь  $k_z$ ,  $k_r$  – поперечное и продольное волновые числа замедленной пространственной гар-

моники. Распределения полей заданы как  $E_r = A E_r^0$ ,  $E_z = A E_z^0$ ,  $B_\phi = A$ .

Нормировка полей выполняется по максимальному значению  $E_{\max} = \max|E_r|$ , которое достигается при  $z = 0$  (см. рис. 3).

**3.1. Условия синхронизма** электронов ДЭП с замедленной гармоникой выполняются при равенстве средней относительной скорости электронов  $\beta_{er} = v_{er}/c$  и фазовой относительной скорости  $\beta_p = v_p/c$  одной из замедленных пространственных гармоник высокочастотного поля. Относительные фазовые скорости гармоник описывает уравнение  $\beta_p^{\pm n} = \frac{d_v}{\varphi_0 \pm 2\pi n}$ , где  $\varphi_0$  – набег

фазы на период гребенки. Например, в нашем случае (рис. 2) значение  $\varphi_0$  можно определить из

$$\frac{\varphi_0}{d_v} = \frac{2\pi}{\Lambda}; \quad \Lambda = 2L_v \quad (\varphi_0 \cong 0,17). \quad \text{От}$$

сюда видно, что значения фазовой скорости прямой и обратной пространственных гармоник  $\beta_p^{-1} = -0,147$ ,  $\beta_p^{+1} = 0,139$  немного отличаются, что оправдывает аппроксимацию фиксированной структуры поля (4) и соответствует напряжению  $U_0$  примерно 5,0...5,6 кВ синхронного ДЭП.

**3.2. Решение задачи электроники.** Взаимодействие ДЭП с высокочастотным полем (4) моделировали на основе метода крупных частиц. Электроны ДЭП влетают в резонатор при  $r = L_r$  и двигаются в направлении, противоположном оси  $r$ , поэтому для удобства расчетов введем координату  $\rho = L_r - r$ , направление которой совпадает с направлением движения электронов. Безразмерные релятивистские уравнения движения крупных частиц запишем в виде [11]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dP_{rli}}{d\rho} &= -\frac{1}{\beta_{zli}} \left( \frac{\gamma_{li}\beta_{\phi li}^2}{L_r - \rho} - E_r - \beta_{\phi li}F_z + \beta_{zli}B_\phi \right), \\ \frac{dP_{\phi li}}{d\rho} &= -\frac{1}{\beta_{rli}} \left( -\frac{\gamma_{li}\beta_{rli}\beta_{\phi li}}{L_r - \rho} - \beta_{zli}F_r + \beta_{rli}F_z \right), \\ \frac{dP_{zli}}{d\rho} &= -\frac{1}{\beta_{rli}} (-E_z - \beta_{rli}B_\phi + \beta_{\phi li}F_r), \\ \frac{dz_{li}}{d\rho} &= -\frac{\beta_{zli}}{\beta_{rli}}, \quad \frac{d\theta_{li}}{d\rho} = -\frac{W}{\beta_{rli}}, \quad \bar{P}_{li} = \gamma_{li}\bar{\beta}_{li}, \\ \gamma_{li} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \bar{\beta}_{li}^2}} = \sqrt{1 + P_{rli}^2 + P_{\phi li}^2 + P_{zli}^2}; \end{aligned} \right. \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \beta_{rli}(0) &= -\beta \cos \alpha, \quad \beta_{zli}(0) = -\beta_0 \sin \alpha, \\ z_{li}(0) &= z_0 - \frac{\Delta z}{2} + \frac{\Delta z}{N_s - 1} (l - 1), \\ i &= 1..N_{es}, \quad l = 1..N_s. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $0 < \rho < L_r$  ( $\rho = L_r - r$ ,  $L_r$  – внешний радиус азимутальной дифракционной решетки);  $N_s$  – количество рассматриваемых парциальных электронных слоев;  $l$  – номер электронного слоя,  $i$  – номер частицы в слое;  $z_0$ ,  $\Delta z$  – координата входа и толщина ДЭП при  $r = L_r$ ;  $\bar{\beta}_{li} = \vec{v}_{eli}/c$  и  $\theta_{li} = \omega t_{li}$  – относительная скорость и время пролета частицей сечения  $z$ . По мере осаждения каждого парциального слоя ДЭП на рабочую поверхность азимутальной гребенки электроны выводятся из процесса электронно-волнового взаимодействия и не влияют в дальнейшем на интегральные энергетические характеристики.

Безразмерные компоненты фокусирующего магнитного поля задавались как

$$F_r = -\frac{F_0}{L_r - \rho} \cos \alpha, \quad F_z = -\frac{F_0}{L_r - \rho} \sin \alpha, \quad B'_0 - \text{зна}$$

чение магнитного поля вблизи сердечника (при  $r \sim 1$ ).

В клинооротроне основные процессы группировки электронов и отбора их энергии происходят вблизи металлической поверхности ПЗС, которая за счет экранирования существенно снижает действие сил поля пространственного заряда. К тому же традиционный учет сил поля пространственного заряда на основе функции Грина [10] вблизи рабочей поверхности азимутальной гребенки вообще неприменим. В этом случае необходимо применить строгие уравнения возбуждения [11]. Поскольку при рассматриваемом резонансном взаимодействии величина поля пространственного заряда значительно меньше, чем величина поля ОР, в данной модели силы пространственного заряда не учитывались.

Электронные КПД каждого парциального слоя и суммарный КПД  $N_s$  рассчитаны по формулам

$$\begin{aligned} \eta_L^e(r) &= \frac{1}{N_{es}} \sum_{i=1}^{N_{es}} \frac{\gamma_0 - \gamma_{li}(r)}{\gamma_0 - 1}, \\ \eta^e(r) &= \frac{1}{N_s} \sum_{l=1}^{N_s} \eta_l^e. \end{aligned} \quad (7)$$

Фазовую группировку в  $l$ -м слое электронов на частоте  $W$  определяет функция группировки:

$$\begin{aligned} G_{\gamma l}(r) &= \\ &= \frac{1}{N_{es}} \left[ \left( \sum_{i=1}^{N_{es}} \cos \theta_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^{N_{es}} \sin \theta_i \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Нагруженную добротность можно оценить по формуле

$$Q = \frac{\omega_0 W_v}{\eta I_0 U_0} = \frac{\omega_0 \pi E_m^2}{\eta I_0 U_0 \mu_0 c^2} \left( \frac{c}{\omega_0} \right)^3 \times \int_D B_\varphi^{02} r dr dz \approx \frac{2 \cdot 10^9 A^2}{\eta I_0 U_0} \int_D B_\varphi^{02} r dr dz. \quad (9)$$

Здесь  $W_v$  – энергия поля, запасенная в резонаторе;  $D$  – расчетная область;  $I_0$  – ток ДЭП; значение интеграла  $\int_D B_\varphi^{02} r dr dz$  рассчитывали при решении задачи электродинамики.

**4. Результаты расчета.** Для типичного в таких приборах напряжения электронного потока  $U_0 \approx 2,9$  кВ ( $\beta_0 \approx 0,105$ ) условие синхронизма выполняется при  $d_v / 2\pi \approx \beta_0$  и в нашем случае при  $d_v = 0,625$ .

При заданных  $n_v = 40$ ,  $L_v = 25$  ( $d_v = L_v / n_v = 0,625$ ),  $z_0 = 1,0$ ,  $\Delta z = 0,8$  на основе оптимизационной процедуры произведем поиск параметров  $\beta_0$ ,  $F_0$ ,  $\alpha$ ,  $A$ , обеспечивающих максимальный КПД. В расчетах зададим  $N_s = 10$  электронных слоев и  $N_{es} = 12$  электронов в периоде для каждого слоя. Расчеты показали, что при отсутствии ограничений на величину нагруженной добротности, которая возрастает с увеличением  $A$ , максимальный КПД может достичь 20 %. На рис. 4 представлены типичные характеристики одного из оптимальных вариантов генератора, в котором расчетный КПД равен 21 %.

Траектории одного электрона каждого из 10 слоев в сечении  $(r, z)$  и огибающие электронного потока показаны на рис. 4, а. Характер этих траекторий является типичным для движения электронов вдоль силовых линий магнитного поля. Непосредственно вблизи рабочей поверхности азимутальной гребенки траектории сильно искривляются, электронные слои перемешиваются. Это объясняется существенным влиянием поперечной составляющей электрического поля  $E_z$  (при ее отключении электронные слои не перемешиваются). При уменьшении магнитного поля действие этой компоненты приводит к резкому «разбрызгиванию» первых оседающих электронов (рис. 4, а) и даже появлению «обратных» электронов, хотя КПД при этом остается на уровне 20 %, так как последующие слои попадают в более сильное магнитное поле.

Как следует из рис. 4, б, в оптимальном варианте все слои довольно равномерно отдают энергию полю. Первыми достигают насыщения КПД слои электронов, ближайšie к рабочей поверхности гребенки, при этом сразу после насыщения они на нее осаждаются и выходят из дальнейшего взаимодействия. Электронные слои начинают эффективно отдавать энергию по мере вхождения

в нарастающее поле достаточной амплитуды (на расстоянии  $0,2\lambda / (2\pi)$  от рабочей поверхности гребенки). Максимальный КПД достигается в первых слоях (некоторые электроны по два раза приближаются к поверхности гребенки).

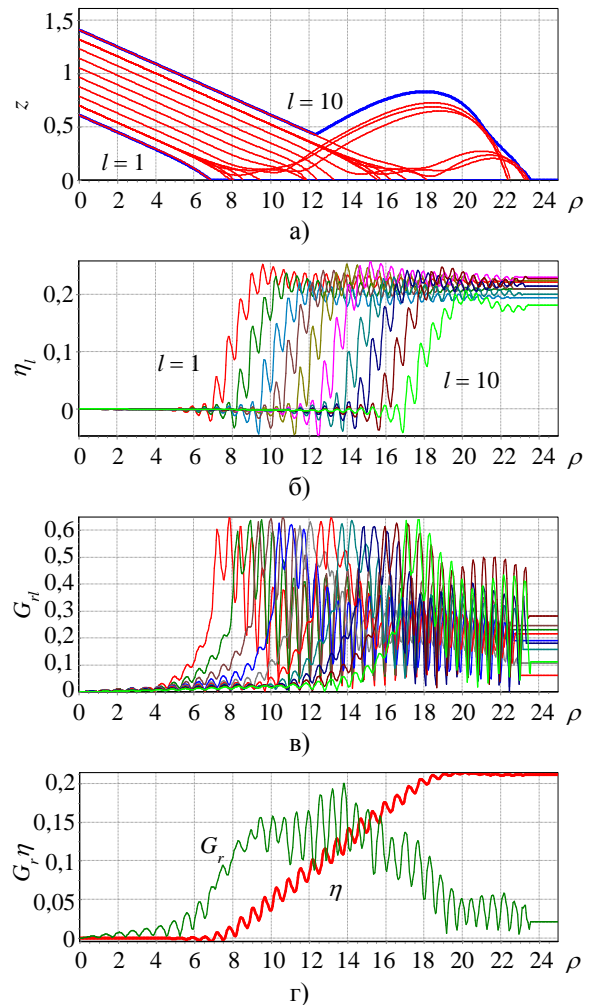


Рис. 4. Характеристики оптимизированного по КПД варианта клиноорotronа с азимутальной гребенкой: а) траектории электронных слоев; б) КПД по слоям; в) функции группировки по слоям; г) суммарный КПД и функция группировки  $U_0 = 3,1$  кВ ( $\beta_0 = 0,11$ ),  $z_0 = 1$ ,  $n_v = 40$ ,  $d_v = 0,625$ ,  $F_0 = 0,09$  ( $B_0 = 0,32T$  при  $\lambda = 3$  мм),  $\alpha = 0,08$ ,  $A = 0,011$ ,  $\eta_{max} = 0,21$ ,  $Q = 2500$  при  $I_0 = 10$  А

При увеличении толщины  $\Delta z > 0,8$  ДЭП КПД медленно убывает, однако если угол наклона обеспечивает равномерное оседание всех электронов на азимутальную решетку, то даже при толщине  $0,5\lambda$  он остается на уровне 10 %, а если не ограничивать амплитуду, то 18 %.

Как следует из рис. 4, в, функция группировки электронов в каждом слое достигает максимального значения 0,4...0,6. Полный КПД увеличивается практически по линейному закону (рис. 5, г) при незначительной суммарной группировке в электронном потоке.

В приведенном варианте амплитуда не ограничивалась ( $A = 0,011$ ), поэтому нагруженная добротность при токе  $I_0 = 10$  А довольно значительна ( $Q = 2\,500$ ). Если уменьшить амплитуду до  $A = 0,005$ , то реализуется КПД 14 % при вполне приемлемой добротности  $Q = 780$  и токе 10 А.

Результаты математического моделирования и оптимизации процессов электронно-волнового взаимодействия в клинооротроне с азимутальной гребенкой указывают на существенное влияние клиноотронного эффекта на величину коэффициента использования электронов толстых ДЭП с повышенной величиной рабочего тока. При движении электронов каждого парциального слоя ДЭП под углом к рабочей поверхности ПЗС увеличивается интенсивность синхронной с электронами медленной пространственной гармоники ВЧ-поля. Электроны эффективно отдают энергию волне при выполнении условия синхронизма на небольшом участке траектории, перед оседанием на рабочую поверхность ПЗС. Клиноотронный эффект способствует созданию примерно одинаковых условий электронно-волнового взаимодействия для всех заряженных частиц парциальных слоев ДЭП, толщина которого значительно превосходит масштаб поперечного спада по экспоненте интенсивности медленной пространственной гармоники высокочастотного поля.

**Выводы.** Результаты математического моделирования и оптимизации процессов взаимодействия нерелятивистского электронного потока с высокочастотным электромагнитным полем ПЗС в клинооротроне с азимутальной гребенкой свидетельствуют о возможности создания генераторов терагерцевого излучения непрерывного действия со значительными, приемлемыми для практических применений уровнями КПД и мощности выходного сигнала. Терагерцевое когерентное электромагнитное излучение, генерируемое в клинооротроне ДЭП, падающее на рабочую поверхность ПЗС – азимутальной гребенки под острым углом  $\alpha \approx (0,5 \dots 1,5)^\circ$ , следует рассматривать в виде суммы вкладов следующих физических механизмов: переходного излучения, резонансного дифракционного излучения – излучения Смита–Парселла, излучения на эффекте Вавилова–Черенкова. Следует отметить, что излучение на эффекте Вавилова–Черенкова может возникать одновременно с дифракционным излучением Смита–Парселла и переходным излучением. Гауссово распределение высокочастотного поля в ОР клинооротрона с азимутальной гребенкой способствует группировке заряженных частиц и нарастанию электронного КПД на пути от эмиттера электронов до оси ОР. Фазовая синхронизация сигнала переходного излучения и сигнала резонансного дифракционного излучения сигналом излучения Вавилова–Черенкова спо-

собствует увеличению мощности выходного сигнала клинооротрона. Детального сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов переходного излучения, дифракционного излучением Смита–Парселла, излучения на эффекте Вавилова–Черенкова при наклонном падении пространственно развитого электронного потока на рабочую поверхность ПЗС оротрона в научной литературе авторам выявить не удалось.

#### Библиографический список

1. Siegel P. H. Terahertz Technology. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 2002. Vol. 50, N 3. P. 910–928.
2. Koch M. Terahertz technology: Quo vadis? *Photonik Int.* 2006. P. 14–17.
3. Вайнштейн Л. А., Исаев В. А., Трубецков Д. И. Электронный генератор с открытым резонатором. *Радиотехника и электроника.* 1983. Т. 28, № 7. С. 1232–1248.
4. Цейтлин М. Б., Мясин Е. А. Оротрон. Анализ эффективных режимов. *Радиотехника и электроника.* 1993. Т. 38, № 6. С. 961–981.
5. Мясин Е. А., Евдокимов В. В., Ильин А. Ю. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 140...300 ГГц. *Радиотехника и электроника.* 2011. Т. 56, № 4. С. 454–467.
6. А. с. 830946 СССР. МКИ H01J 25/00. Генератор дифракционного излучения / В. Д. Ерёмка, А. В. Стадник, В. П. Шестопалов. № 2866452: заявл. 04.01.80; опубл. 1981, Бюл. № 41. 3 с.
7. Ерёмка В. Д., Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Пустовойт В. И., Сеницын А. К. Атомарные функции в задаче оптимизации по КПД двухпучкового оротрона с нерегулярной сдвоенной гребенкой. *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.* 2000. № 3. С. 58–62.
8. Гуревич А. В., Ерёмка В. Д., Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Сеницын А. К. Двухкаскадный орбитрон – усилитель и умножитель частоты. *Успехи современной радиоэлектроники.* 2007. № 10. С. 64–69.
9. Ерёмка В. Д., Кураев А. А., Сеницын А. К. Орбитроны – многопучковые генераторы мм и субмм волн. 14-я Международная Крымская конф. “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии.” (КрыМиКо’2004) (13–17 сент. 2004): труды конф. Севастополь Крым, Украина: 2004. С. 199–202.
10. Yeryomka V. D., Gurevich A. V., Kurayev A. A., Sinitsyn A. K. Clinoorbictron – Terahertz Range Oscillator. *XII<sup>th</sup> IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IV’EC’2011)* (21–24 Feb. 2011, Bangalore): *conf. digest.* India, Bangalore, 2011. P. 253–254.
11. Гуляев Ю. В., Кураев А. А., Нефедов Е. И., Оленин В. Д., Слепян Г. Я., Слепян А. Я. К задаче оптимизации коаксиального оротрона. *Докл. АН СССР.* 1981. Т. 257, № 2. С. 349–352.
12. А. с. № 1129670, СССР. МКИ H01 J 23/24. Коаксиальный оротрон / Д. И. Ежов, А. А. Кураев, Е. И. Нефедов и др. № 3210105: заявл. 10.01.83; опубл. 1986, Бюл. № 10. 2 с.
13. Yeryomka V. D., Kurayev A. A., Rak O. A., Sinitsyn A. K. Terahertz range coaxial clinoorotron oscillator. *Proc. of the 7<sup>th</sup> Int. Kharkiv Symp. Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW’2010)* (21–26 June 2010). Kharkiv, Ukraine. P. 1–3.
14. Батура М. П., Кураев А. А., Сеницын А. К. Основы теории, расчета и оптимизации современных приборов СВЧ. Минск: БГУИР, 2007. 246 с.

#### REFERENCES

1. Siegel, P. H., 2002. Terahertz Technology. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **50**(3), pp. 910–928.



2. Koch, M., 2006. Terahertz technology: Quo vadis? *Photonik Int.*, pp. 14–17.
3. Weinstein, L. A., Isaev, V. A., Trubetskov, D. I., 1983. Electronic oscillator with open resonator. *Radiotekhnika i Elektronika*, **28**(7), pp. 1232–1248 (in Russian).
4. Zeitlin, M. B., Myasin, E. A., 1993. Orotron. Analysis of effective modes. *Radiotekhnika i Elektronika*, **38**(6), pp. 961–981 (in Russian).
5. Myasin, E. A., Evdokimov, V. V., Ilyin, A. Y., 2011. Orotron with double-row periodic structure of the 140...300 GHz band. *Radiotekhnika i Elektronika*, **56**(4), pp. 454–467 (in Russian).
6. Yeryomka, V. D., Stadnik, A. V., Shestopalov, V. P., 1980. *Diffraction Radiation Oscillator*. USSR Authors' Certificate 830946 (in Russian).
7. Yeryomka, V. D., Kravchenko, V. F., Kurayev, A. A., Pustovoi, V. I., Sinitsyn, A. K., 2000. Atomic functions in the optimization problem of two-beam orotron efficiency with irregular dual comb. *Zarubezhnaya radioelektronika. Uspekhi sovremennoy radioelektroniki*, **3**, pp. 58–62 (in Russian).
8. Gurevich, A. V., Yeryomka, V. D., Kurayev, A. A., Kravchenko, V. F., Sinitsyn, A. K., 2007. Two-stage orbictron – amplifier and frequency multiplier. *Uspekhi sovremennoy radioelektroniki*, **10**, pp. 64–69 (in Russian).
9. Yeryomka, V. D., Kurayev, A. A., Sinitsyn, A. K., 2004. Orbictrons – multi-beam oscillators of mm- and submm-waves. In: *14<sup>th</sup> Int. Crimean Conf. Microwave & Telecommunication Technology (CriMiCo'2004): conf. proc.* Sevastopol, Ukraine. 13–17 Sept. 2004, pp. 199–202 (in Russian).
10. Yeryomka, V. D., Gurevich, A. V., Kurayev, A. A., Sinitsyn, A. K., 2011. Clinoorbictron – Terahertz Range Oscillator. In: *XII<sup>th</sup> IEEE Int. Vacuum Electronics Conf. (IVEC'2011): conf. digest.* India, Bangalore, 21–24 Feb., 2011, pp. 253–254.
11. Gulyaev, Y. V., Kurayev, A. A., Nefedov, E. I., Olenin, V. D., Slepyan, G. Ya., Slepyan, A. Ya., 1981. The optimization problem of a coaxial orotron. *Dok. Akad. Nauk SSSR*, **257**(2), pp. 349–352 (in Russian).
12. Yezhov, D. I., Kurayev, A. A., Nefedov, E. I. et al., 1986. *Coaxial Orotron*. USSR Authors' Certificate 1129670 (in Russian).
13. Yeryomka, V. D., Kurayev, A. A., Rak, O. A., Sinitsyn, A. K., 2010. Terahertz range coaxial clinoorotron oscillator. In: *7<sup>th</sup> Int. Kharkiv Symp. Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW'2010): Proc.* Kharkiv, Ukraine, June 21–26, 2010, pp. 1–3.
14. Batura, M. P., Kurayev, A. A., Sinitsyn, A. K., 2007. *Fundamentals of the Theory, Calculation and Optimization of Modern Microwave Devices*. Minsk: BSUIR Publ. (in Russian).

*Рукопись поступила 19.10.2017.*

V. D. Yeryomka, A. A. Kurayev,  
V. V. Matveenko, A. K. Sinitsyn

#### TERAHERTZ CLYNOOROTRON WITH AN AZIMUTHAL COMB

The results of theoretical and experimental studies of orotrons – oscillators of diffraction radiation with spatially developed electrodynamic systems, electromagnetic oscillations in which are excited, as a rule, by nonrelativistic spatially developed electron

flows, attests to the potential capabilities of this class of devices when solving problems of mastering the terahertz frequency range. One of the main problems arising when the efficiency of such oscillators increases with the length of their working wave is associated with the need to ensure a high utilization factor of all partial layers of a highly permeance spatially developed electron beam in the electron-wave interaction zone. This problem is solved by increasing the intensity of the microwave field in the energy exchange zone between electrons and electromagnetic waves. An effective way to increase the utilization factor of all partial cross-sectional layers of a spatially developed electron beam is to use the clynotronic effect. The results of mathematical modeling and optimization of the energy characteristics of electron-wave interaction in the radial orotron of the terahertz range indicate the possibility of achieving an electronic efficiency of about 20% in oscillators of this design when using the clynotronic effect.

**Key words:** orotron, oscillator, “clynotronic effect”, coefficient of use of electron flow, terahertz range, mathematical modeling, optimization.

В. Д. Єрьомка, О. О. Кураєв,  
В. В. Матвеєнко, А. К. Сініцин

#### ТЕРАГЕРЦОВИЙ КЛИНООРОТРОН ІЗ АЗИМУТАЛЬНОЮ ГРЕБІНКОЮ

Результати теоретичних і експериментальних досліджень оротронів – генераторів дифракційного випромінювання з просторово розвиненими електродинамічними системами, електромагнітні коливання в яких збуджують, як правило, нерелятивістськими просторово розвиненими електронними потоками, свідчать про потенційні можливості даного класу приладів при вирішенні завдань освоєння терагерцового інтервалу частот. Одна з основних проблем, що виникають при підвищенні ККД таких генераторів з укороченням довжини робочої хвилі, пов'язана з необхідністю забезпечення високого коефіцієнта використання всіх парціальних шарів високоперевансного просторово розвиненого електронного потоку в зоні електронно-хвильової взаємодії. Зазначену проблему вирішують шляхом збільшення напруженості високочастотного поля в зоні енергообміну між електронами і електромагнітними хвилями. Ефективним способом підвищення коефіцієнта використання всіх електронних шарів поперечного перерізу просторово розвиненого електронного потоку є застосування клинотронного ефекту. У роботі представлені результати математичного моделювання енергетичних характеристик електронно-хвильової взаємодії в оротроні з дисковим електронним потоком, під яким на робочій поверхні плоского дзеркала двохдзеркального відкритого резонатора розташована відбивальна дифракційна решітка радіальної конструкції. Результати математичного моделювання та оптимізації енергетичних характеристик електронно-хвильової взаємодії в радіальному оротроні терагерцового діапазону свідчать про можливість досягнення електронного ККД близько 20 % в генераторах такої конструкції при застосуванні клинотронного ефекту.

**Ключові слова:** оротрон, генератор, клинотронний ефект, коефіцієнт використання електронного потоку, терагерцовий діапазон, математичне моделювання, оптимізація.