

УДК 621.385

## КЛИНООРОТРОН НА КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

А.А. КУРАЕВ, А.К. СИНИЦЫН

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 21 октября 2009

Проведено моделирование генератора миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн — коаксиального двухпучкового клиноорotronа. В этом приборе встречные кольцевые трубчатые электронные пучки (ЭП), проходя в продольно-неоднородном магнитном поле, осаждаются под малым углом на замедляющую систему, выполненную в виде цилиндрической гребенки на внешнем зеркале коаксиального открытого резонатора. Этим достигается клинотронный эффект, благодаря которому все слои ЭП конечной толщины практически одинаково взаимодействуют с полем гребенки, равномерно приближаясь к ее поверхности. Проведенные оптимизационные расчеты подтверждают высокую эффективность клинотронного режима в коаксиальном клиноорotronе.

*Ключевые слова:* орotron, клинотрон, коаксиальный резонатор, моделирование.

### Введение

Теоретические и экспериментальные исследования генераторов дифракционного излучения (орotronов) указывают на большие потенциальные возможности, заложенные в этом классе приборов для продвижения в область субмиллиметрового диапазона длин волн [1, 2]. Однако, как показали многочисленные расчеты, одна из основных проблем в повышении КПД таких генераторов связана с необходимостью обеспечить достаточно высокие напряженности ВЧ поля в области электронно-волнового взаимодействия, что затрудняется невозможностью в обычной конструкции полезно использовать все слои поперечного сечения достаточно мощного электронного пучка. Для решения этой проблемы предлагались различные пути решения: двухрядная конструкция гребенки [3], сдвоенные гребенки (орботрон) [4–6], многопучковые конструкции [7]. Наиболее радикальным способом решения проблемы повышения мощности электронного пучка является коаксиальная конструкция [8, 9], а способом улучшения использования всех слоев поперечного сечения пучка — использование клинотронного эффекта [10].

### Устройство коаксиального клиноорotronа

Схема рассматриваемого прибора представлена на рис. 1.

Открытый резонатор образован двумя цилиндрическими зеркалами  $I$ : внутренним, имеющим радиус  $b_1$ , и внешним с радиусом  $b_2$ . Внутреннее и внешнее зеркала имеют на краях скосы, обеспечивающие закрываемость крайних сечений коаксиального волновода для рабочей волны  $E_{01}$ . На внешнем зеркале имеется цилиндрическая гребенка с параметрами: период —  $d_v$ , количество периодов —  $2n_v$ , высота зуба —  $h_v$ , отношение ширины канавки к периоду —  $\delta$ . Две кольцевые электронные пучки 2 формируют два встречных осесимметричных электронных трубчатых пучка, средний радиус которых —  $r_0$ , толщина —  $\Delta r$ . Каждый из пучков направлен вначале по оси  $z$  и двигаясь вдоль силовых линий убывающего к центру магнитного поля, создаваемого составным соленоидом 4, оседает под небольшим углом  $\alpha$  на гребенку, чем обеспечивается равномерное взаимодействие всех слоев пучка с экспоненциально убывающим в направлении  $-r$  от гребенки ВЧ полем. Излучаемая мощность выводится через несимметрич-

ную (одностороннюю по азимуту) азимутальную щель связи 5 с цилиндрическим резонатором 6 на моде  $H_{111}$ , из которого поступает в прямоугольный волновод вывода энергии на моде  $H_{10}$ .

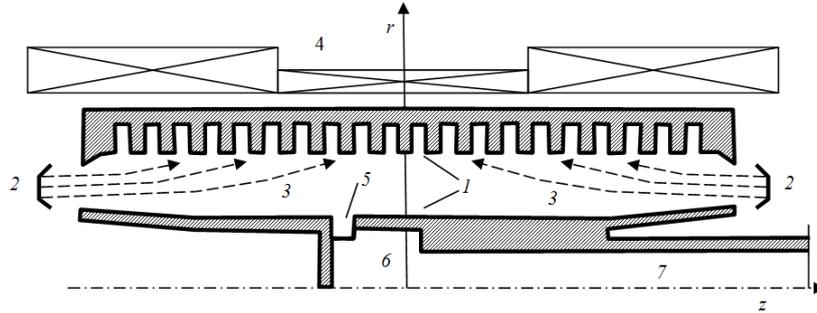


Рис. 1. Схема коаксиального клиноорotronа

Размеры резонатора подбираются так, чтобы обеспечить резонанс  $E_{011}$  — моды на частоте  $\omega_0$ . Ввиду большой добротности резонатора допустимо отдельно решить вначале задачу электродинамики и затем рассчитать движение электронов в заданном ВЧ поле.

### Решение электродинамической задачи

**Постановка задачи.** Безразмерное волновое уравнение для потенциала симметричных Е-волн в коаксиальном волноводе можно преобразовать к скалярному дифференциальному уравнению Гельмгольца для комплексной функции двух переменных  $u(r, z)$ :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + W \frac{u}{r} = 0, \quad (1)$$

при этом компоненты Е — волны выражаются 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:  
при  $r=b_1(z)$  и  $b_2(z)$ :

$$\frac{\partial u}{\partial \bar{n}} = 0 \quad (3)$$

при  $z=0$ :  $-\frac{\partial u}{\partial z} + jk_{z0}^e u = re^+(r)$ ,  $k_{z0}^e = \sqrt{W^2 - \chi_{01}^2 / b_{10}^2}$ , — волновое число,  $b_{10} = b_1(0)$ ,

$$e^+(r) = \frac{J_1(\chi_{0m} r / b_{10})}{J_0(\chi_{0m})} - \frac{Y_1(\chi_{0m} r / b_{10})}{Y_0(\chi_{0m})} \quad \text{— поперечное распределение компоненты } B_\varphi \text{ падающей}$$

$E_{01}$  — волны,  $\chi_{01}$  — корень дисперсионного уравнения  $J_0(\chi_{0m})Y_0(\chi_{0m}\alpha) - J_0(\chi_{0m}\alpha)Y_0(\chi_{0m}) = 0$ ,  $\alpha = (b_{20} + h_v) / b_{10}$ ;

при  $z=L$ :  $u = 0$ ,  $2L$  — длина резонатора.

Здесь введены безразмерные геометрические параметры как отношение размерного значения параметра к  $\lambda_0/2\pi$  ( $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ ,  $c$  — скорость света в пустоте,  $\omega_0$  — опорная частота). Размерные величины, имеющие одинаковое написание с безразмерными помечены штрихом.  $W = \omega / \omega_0$ ,  $\omega$  — рабочая частота,  $\vec{E} = \vec{E}' / E_m$ ,  $\vec{B} = \vec{B}' c / E_m$  — электрическая и магнитная составляющие СВЧ поля,  $E_m = m_0 \omega_0 c / e$ ,  $m_0, e$  — масса покоя и заряд электрона,  $c$  — скорость света.

**Метод и результаты решения электродинамической задачи.** Задача (1),(3) решалась методом конечных треугольных элементов в системе MatLab.

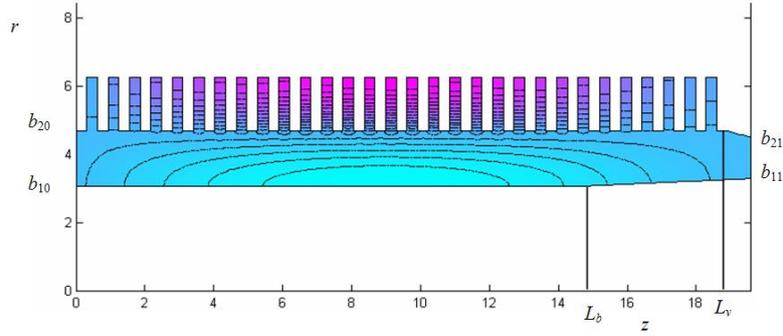


Рис. 2. Распределение поля  $u(r, z)$  в правой половине резонатора:  
 $h=1,57(\lambda_0/4)$ ;  $b_{10}=3,077$ ;  $b_{20}=4,68$ ;  $n_v=30$ ;  $d_v=0,62$ ;  $k_{z0}=0,17$ ;  $\chi_{01}=3,03$ ;  $b_{11}=3,3$ ;  $b_{20}=4,5$

На рис. 2 представлены линии уровня потенциала  $u(r, z)$ , при условии резонанса. В этом случае функция  $u$  является действительной. Период гребенки выбран для типичного варианта генератора в диапазоне  $\lambda_0=3$  мм при напряжении пучка  $U_0 \sim 3$  кВ.

Расчеты показали, что при заданном  $b_{10}$  условие запираания  $E_{01}$  волны определяется значением внешнего радиуса  $b_{20}+h_v$  практически равным критическому внешнему радиусу регулярного коаксиального волновода. При фиксированных  $b_{20}$ ,  $h_v$  за счет незначительного изменения  $b_{10}$  ( $3,077 \div 3,000$ ) длина гребенки может быть увеличена в три раза ( $n_v=30 \div 90$ ). При необходимости увеличить радиус электронного потока параметры резонатора легко пересчитываются, так как при увеличении  $b_{10}$  для сохранения структуры поля (рис. 2) достаточно выдерживать  $b_{20}-b_{10} \cong \pi/2$ . Так например, при  $b_{10}=6,018$ ;  $b_{20}=7,6$ ;  $b_{11}=6,3$ ;  $h_v=\pi/2$ ;  $d_v=0,62$  структура поля практически такая же, как на рис. 2.

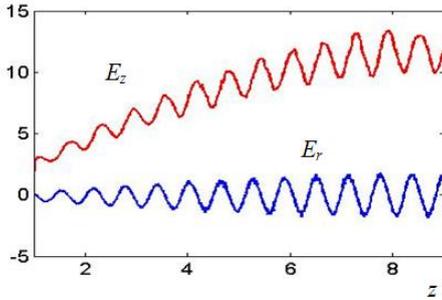


Рис. 3. Продольное изменение  $E_z$  и  $E_r$  при  $r=b_2-0,2$

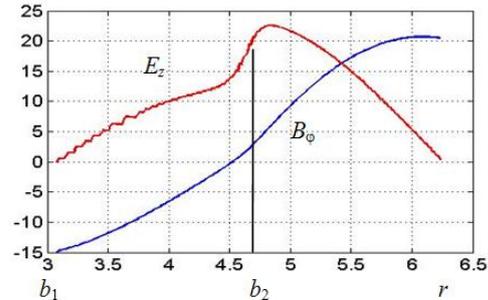


Рис. 4. Радиальное изменение  $E_z$  и  $B_\phi$  вне и внутри канавки при  $z=9,15$

На рис. 3 представлено рассчитанное изменение компонент  $E_z$  и  $E_r$  вблизи гребенки (в области взаимодействия с электронами пучка). На рис. 4 изображено радиальное изменение компонент  $E_z$  и  $B_\phi$  в максимуме.

Из рис. 4 видно, что максимум поля  $E_z$  достигается внутри канавки, а не на границе гребенки  $r=b_{20}$ , как принято при расчетах методом частичных областей. При уменьшении глубины канавки такое положение сохраняется, но при этом понижается устойчивость структуры поля. Величина компоненты  $B_\phi$  вблизи гребенки, где происходит основное взаимодействие с пучком, близка к нулю, поэтому она в дальнейшем не учитывается. Распределение поля указывает на то, что примерно третья часть запасенной энергии такого резонатора сосредоточена в гребенке.

Полученные на основе вышеприведенных расчетов, распределения компонент СВЧ поля в области резонатора при  $b_{10} > 3$  хорошо аппроксимируются формулами, близкими к используемым в [10]:

$$E_z = \frac{A}{2} \sin\left(\pi \frac{z}{L_v}\right) \left[ \sin\left(\frac{\pi(r-b_{10})}{2(b_{20}-b_{10})}\right) + \sin\left(n_v 2\pi \frac{z}{L_v}\right) \exp(k_{r1}(r-b_{20})) \right] \sin(\omega t), \quad L_v = n_v d_v, \quad (4)$$

$$E_r = \frac{A}{2} \sin\left(\pi \frac{z}{L_v}\right) \left[ \frac{k_{z1}}{k_{r1}} \cos\left(n_v 2\pi \frac{z}{L_v}\right) \exp(k_{r1}(r-b_{20})) \right] \sin(\omega t), \quad k_{r1} = \sqrt{k_{z1}^2 - W^2}, \quad k_{z1} = 2\pi / d_v.$$

Здесь  $k_{r1}$ ,  $k_{z1}$  — поперечное и продольное волновые числа замедленной пространственной гармоники. Значению амплитуды  $A=1$  соответствует максимальное значение  $|E'_z| = E_m$  между зубьями на внутреннем радиусе гребенки (при  $r=b_2$ ).

**Условия синхронизма.** Условия синхронизма электронов пучка с замедленной гармоникой выполняются при равенстве средней относительной скорости электронов  $\beta_{ez} = v_{ez} / c$  и фазовой относительной скорости  $\beta_p = v_p / c$  одной из замедленных гармоник. Относительные фазовые скорости гармоник определяются уравнением  $\beta_p^{\pm n} = d_v / \varphi_0 \pm 2\pi n$ , где  $\varphi_0$  — набег фазы на период гребенки.

Например в нашем случае (рис. 2) значение  $\varphi_0$  можно определить из соотношения  $\varphi_0 / d_v = 2\pi / \Lambda$ ;  $\Lambda = 2L_v$  ( $\varphi_0 \approx 0,1$ ). Отсюда видно, что значения фазовой скорости прямой и обратной пространственных гармоник отличаются мало  $\beta_p^{-1} = -0,100$ ,  $\beta_p^{+1} = 0,097$ , что оправдывает приближение фиксированной структуры поля (4) и соответствует синхронному напряжению электронного пучка  $U_0$  примерно 2,6–2,9 кВ.

**Решение задачи электроники.** Взаимодействие электронного пучка с СВЧ полем (4) моделировалось на основе метода крупных частиц. Начало координат ( $z=0$ ) совместим с началом резонатора, ось  $z$  направим по ходу движения электронов. Безразмерные релятивистские уравнения движения крупных частиц запишем в виде [11]:

$$\begin{cases} \frac{d P_{rli}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zli}} \left( \frac{\gamma_{li} \beta_{\phi li}^2}{r_{li}} - E_{rli} - \beta_{\phi li} F_z + \beta_{zli} B_{\phi} \right); \\ \frac{d P_{\phi li}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zli}} \left( -\frac{\gamma_{li} \beta_{rli} \beta_{\phi li}}{r_{li}} - \beta_{zli} F_r + \beta_{rli} F_z \right); \\ \frac{d P_{zli}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zli}} (-E_z - \beta_{rli} B_{\phi} + \beta_{\phi li} F_r); \\ \frac{d r_{li}}{dz} = \frac{\beta_{rli}}{\beta_{zli}}; \quad \frac{d \theta_{li}}{dz} = \frac{W}{\beta_{zli}}; \quad \vec{P}_{li} = \gamma_{li} \vec{\beta}_{li}; \quad \gamma_{li} = \frac{1}{\sqrt{1 - \vec{\beta}_{li}^2}} = \sqrt{1 + P_{rli}^2 + P_{\phi li}^2 + P_{zli}^2} \end{cases} \quad (5)$$

$$\theta_{li}(0) = \frac{2\pi}{N} (i - 0.5); \quad \beta_{li}(0) = \beta_0; \quad r_{li}(0) = r_0 - \frac{\Delta r}{2} + \frac{\Delta r}{N_s - 1} (l - 1); \quad i = 1 \dots N_{es}; \quad l = 1 \dots N_s.$$

Здесь  $l$  — номер электронного слоя,  $i$  — номер частицы в слое,  $r_0$ ,  $\Delta r$  — средний радиус и толщина электронного пучка,  $\vec{\beta}_{li} = \vec{v}_{eli} / c$ ,  $\theta_{li} = \omega t_{li}$ ,  $t_{li}$  — относительная скорость и время пролета частицей сечения  $z$ . По мере осаждения электронов-частиц на гребенку ( $r_{li} > b_{20}$ ) они выводятся из взаимодействия и не влияют в дальнейшем на интегральные характеристики.

Воспользуемся тем, что компоненты индукции магнитостатического фокусирующего поля выражаются через распределение поля вдоль оси по формулам

$$\begin{cases} F_r = -\frac{1}{2} r_i \frac{\partial F_0(z)}{\partial z} + \dots; \\ F_z = F_0(z) - \frac{1}{4} r_i^2 \frac{\partial^2 F_0(z)}{\partial z^2} + \dots; \quad F_0 = \frac{B_0(z)e}{m_0 \omega_0}; \quad B_0(z) - \text{поле вдоль оси.} \end{cases} \quad (6)$$

Зададим уменьшение магнитного поля, вдоль движения пучка в виде линейной функции  $F_0(z) = F^0 - dF \cdot z$ . В этом случае для задания компонент магнитного поля в (6) достаточно ограничиться лишь одним членом ряда:  $F_r = 0,5dF\eta_i$ ,  $F_z = F^0 - dF \cdot z$ .

В клиноорotronе основные процессы группировки и отбора энергии электронов происходят в непосредственной близости металлической поверхности, которая за счет экранировки существенно снижает действие сил поля пространственного заряда. К тому же традиционный учет сил поля заряда на основе функции Грина [10] вблизи гребенки, вообще говоря, неприменим. В этом случае необходимо использовать строгие уравнения возбуждения [11]. Поэтому, используя тот факт, что при рассматриваемом резонансном взаимодействии поле пространственного заряда значительно меньше, чем поле резонатора, в данной модели силы пространственного заряда не учитываются.

Электронный КПД каждого слоя и суммарный рассчитывался по формулам

$$\eta_l^e(z) = \frac{1}{N_{es}} \sum_{i=1}^{N_{es}} \frac{\gamma_0 - \gamma_{li}(z)}{\gamma_0 - 1}; \quad \eta^e(z) = \frac{1}{N_s} \sum_{l=1}^{N_s} \eta_l^e. \quad (7)$$

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

$$G_{rl}(z) = \frac{1}{N_{es}} \left[ \left( \sum_{i=1}^{N_{es}} \cos \theta_i \right)^2 + \left( \sum_{i=1}^{N_{es}} \sin \theta_i \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Нагруженную добротность, исходя из анализа структуры поля (рис. 2–4) и формул (4) можно приближенно оценить по формуле

$$Q = \frac{\omega_0 W_z}{\eta I_0 U_0} \approx 3,2 \cdot 10^8 \frac{A^2}{\eta I_0 U_0} L_v (b_{01} + \pi/2). \quad (9)$$

Здесь  $W_z$  — энергия поля, запасенная в резонаторе,  $I_0$  — ток пучка.

**Расчет коаксиального клиноорotronа.** Для выяснения условий оптимального излучения в рассматриваемом клиноорotronе на рабочей длине волны 3 мм, была выбрана геометрия резонатора исходя из имеющейся стандартной конструкции катода электронной пушки, формирующей 8-ми лучевой цилиндрический электронный поток со средним радиусом  $r'_0 = 3,25$  мм и толщиной луча 0,3 мм. Для встраивания такого электронного потока примерно по среднему уровню коаксиального резонатора, исходя из вышеприведенных расчетов электродинамической задачи (рис. 2), внутренний и внешний радиусы резонатора и высота гребенки были выбраны равными  $b'_{10} \approx 2,8$  мм,  $b'_{20} = 3,6$  мм,  $h_v = 0,75$  мм (соответственно безразмерные их значения  $b_{10} = 5,6$ ,  $b_{20} = 7,2$ ,  $r_0 = 6,5$ ,  $\Delta r = 0,6$ ).

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

При заданных  $n_v = 80$ ,  $L_v = 50$  ( $d_v = L_v/n_v = 0,625$ );  $b_{01} = 5,6$ ;  $b_{20} = 7,2$ ;  $r_0 = 6,5$ ;  $\Delta r = 0,6$  на основе оптимизационной процедуры произведем поиск параметров  $\beta_0$ ,  $F_0$ ,  $dF$ ,  $r_0$ ,  $A$ , обеспечивающих максимальный КПД.

В расчетах зададим  $N_s = 10$  электронных слоев и  $N_{es} = 12$  электронов на периоде в каждом слое.

Расчеты показали, что если не накладывать ограничений на величину нагруженной добротности, которая возрастает с увеличением  $A$ , то максимальный КПД достигает 16–18%. На рис. 5 представлены типичные характеристики одного из оптимальных вариантов (вариант № 1), в котором расчетный КПД равен 15,6%.

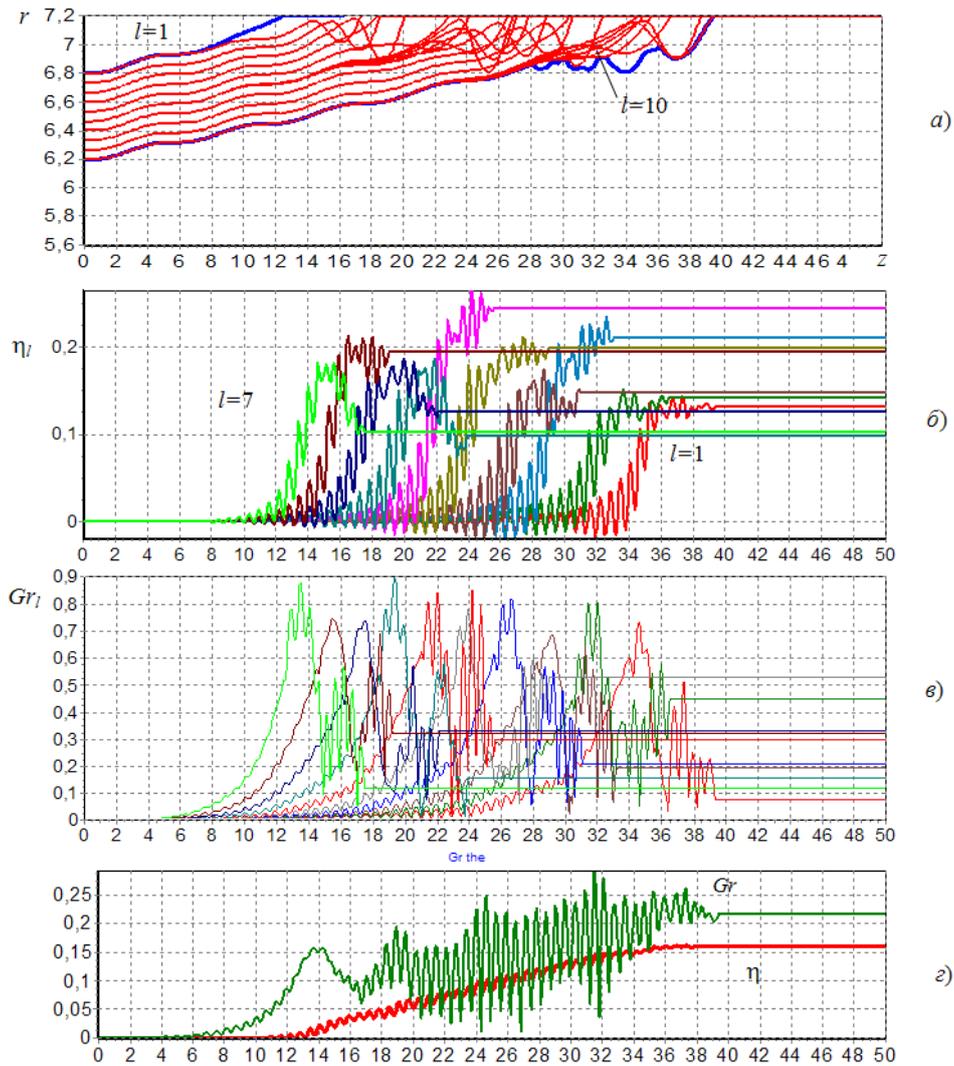


Рис. 5. Характеристики оптимизированного по КПД варианта клиноорotronа: *a* — траектории электронных слоев; *б* — КПД по слоям; *в* — функции группировки по слоям; *г* — суммарный КПД и функция группировки.  $U_0=2,8$  кВ ( $\beta_0=0,105$ );  $r_0=6,5$ ;  $n_v=80$ ;  $d_v=0,625$ ;  $F_0=0,12$ ;  $dF=0,000795$ ;  $A=0,0093$ ;  $\eta_{max}=0,16$

Траектории одного электрона с каждого из 10 слоев в сечении ( $r, z$ ) и огибающие электронного потока показаны на рис. 5, *a*. Характер этих траекторий является типичным для движения электронов вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. Непосредственно вблизи гребенки траектории сильно искривляются, электронные слои перемешиваются. Это объясняется сильным влиянием поперечной составляющей электрического поля  $E_r$  (при ее отключении электронные слои не перемешиваются). При уменьшении магнитного поля действие этой компоненты приводит к резкому уменьшению КПД взаимодействия. Так при снижении  $F_0$  до 0,09 КПД уменьшается до 10%.

Как видно из рис. 5, *б* в оптимальном варианте все слои довольно равномерно отдают энергию полю. Первыми достигают насыщения КПД слои электронов, ближайšie к гребенке, при этом сразу после насыщения они осаждаются и выходят из дальнейшего взаимодействия. Внутренние слои начинают эффективно отдавать энергию по мере вхождения в нарастающее поле достаточной амплитуды (на расстоянии  $0,2\lambda/(2\pi)$  от гребенки). Максимальный КПД достигается в среднем слое. При уменьшении толщины электронного пучка до  $\Delta r=0,3$  КПД медленно возрастает до 18%. При увеличении  $\Delta r$  эффективность крайних слоев начинает уменьшаться и при  $\Delta r=0,95$  электронный поток равномерно осаждается на всем протяжении гребенки: при этом суммарный КПД уменьшается до 16%. Таким образом, при оптимальном значении угла падения пучка на гребенку основным ограничением на увеличение толщины пучка являются размеры резонатора.

Как видно из рис. 5,в, функция группировки электронов в каждом слое достигает максимального значения 0,8, при этом она в каждом слое имеет два выраженных максимума. Полный КПД увеличивается практически по линейному закону, что видно из рис. 5,з, при незначительной суммарной группировке в электронном пучке.

При пересчете на длину волны 3 мм в рассмотренном варианте *I* фокусирующее магнитное поле  $B_{0max}=0,41$  Т,  $B_{0min}=0,288$  Т; нагруженная добротность при суммарном токе двух пучков  $I_0=5$  А составляет  $Q=4400$ . Если ограничить амплитуду *A* до 0,002, то КПД составляет 10% при вполне приемлемой добротности  $Q=500$  для  $I_0=3$  А и соответственно выходной мощности  $P_w=0,84$  кВт.

Аналогичный характер взаимодействия наблюдался во всех оптимизированных вариантах клиноорotronа.

Для выяснения влияния длины резонатора были получены следующие варианты.

Вариант № 2.  $n_v=60$ ,  $L_v=37,5$ ,  $U_0=2,8$  кВ ( $\beta_0=0,105$ ),  $r_0=6,7$ ,  $\Delta r=0,55$ ,  $F_0=0,124$ ,  $dF=0,00074$  ( $B_{0max}=0,436$  Т,  $B_{0min}=0,338$  Т),  $A=0,0109$ ,  $Q=1900$  для  $I_0=10$  А,  $\eta_{max}=0,156$ .

При  $A=0,002$ , КПД в этом варианте составляет 11% при добротности  $Q=1000$  для  $I_0=3$  А.

Вариант № 3.  $n_v=100$ ,  $L_v=62,5$ ,  $U_0=2,8$  кВ ( $\beta_0=0,105$ ),  $r_0=6,5$ ,  $\Delta r=0,6$ ,  $F_0=0,112$ ,  $dF=0,00051$  ( $B_{0max}=0,396$  Т,  $B_{0min}=0,266$  Т),  $A=0,0069$ ,  $Q=3000$  для  $I_0=5$  А,  $\eta_{max}=0,156$ .

При  $A=0,002$ , КПД в этом варианте составляет 11% при добротности  $Q=700$  для  $I_0=3$  А.

Как видно, вариант *I* является наиболее приемлемым по величине добротности и реализуемости конструкции.

### Заключение

Проведенные моделирование и оптимизация клиноорotronа на коаксиальном резонаторе указывают на эффективность клиноotronного режима и реализуемость коаксиального клиноорotronа в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн и в субмиллиметровом диапазоне за счет использования ЭП конечной толщины с повышенной величиной рабочего тока.

## THE KLINOOROTRON ON COAXIAL RESONATOR

A.A. KURAYEV, A.K. SINITSYN

### Abstract

The simulation of the coaxial klinoorotron with two electron beams is executed. The optimization of this device shows that klinotron's regime in coaxial orotrons permit to use the coaxial klinoorotrons in millimeter and submillimeters band of wave lengths.

### Литература

1. Вайнштейн Л.А., Исаев В.А., Трубецков Д.И. // РиЭ. 1983. Т. 28, № 7. С. 1233–1248.
2. Цейтлин М.Б., Мясин Е.А. // РиЭ. 1993. Т.38, № 6. С. 961–981.
3. Мороз Е.Е., Сорока А.С., Третьяков О.А., Шматько А.А. // РиЭ. 1980. Т. 25, № 11. С. 2301.
4. Еремка В.Д., Стадник А.В. Генератор дифракционного излучения. 1981. А.С. РФ № 830946.
5. Еремка В.Д., Кравченко В.Ф., Кураев А.А. и др. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. М., 2000. № 3. С. 58–62.
6. Гуревич А.В., Еремка В.Д., Кравченко В.Ф. и др. // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. № 10. С. 64–69.
7. Еремка В.Д., Кураев А.А., Синицын А.К. // Материалы 14-й Международной Крымской конференции "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо 2004). 2004. С. 199–202.
8. Гуляев Ю.В., Кураев А.А., Нефедов Е.И. и др. // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 349–352.
9. Ежов Г.И., Кураев А.А., Нефедов Е.И. и др. Генератор дифракционного излучения. А.С. СССР № 1129670. Приоритет от 10.01.1983.
10. Vavriv D.M. // Telecommunications and Radio Engineering. 2008. Vol. 67, No. 9. P. 757–781.
11. Батура М.П., Кураев А.А., Синицын А.К. Основы теории расчета и оптимизации современных приборов СВЧ. Минск, 2006.