

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ СВЧ ДИАПАЗОНА

УДК 621.385.6

УРАВНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ВОЛНОВОДОВ С УЧЕТОМ КОНЕЧНОЙ ПРОВОДИМОСТИ СТЕНОК И ИХ ПРИЛОЖЕНИЕ В ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОНИКИ СВЧ СВЕРХБОЛЬШИХ МОЩНОСТЕЙ. ЧАСТЬ 2. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КЛИНОТРОН

© Авторы, 2022

doi: 10.25210/jfop-2203-022027 | edn: DTLSSB

Кравченко В. Ф. — заслуженный деятель науки РФ, д.ф.-м.н., гл.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН; Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН; профессор кафедры высшей математики ФН-1, Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва. E-mail: kvf-ok@mail.ru

Кураев А. А. — заслуженный деятель науки Республики Беларусь, д.ф.-м.н., профессор кафедры информационных радиотехнологий, Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республики Беларусь, Минск. E-mail: kurayev@bsuir.by

Матвеев В. В. — к.ф.-м.н., доцент кафедры вычислительных методов и программирования, Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республики Беларусь, Минск. E-mail: vladimir66@bsuir.by

Рак А. О. — к.ф.-м.н., доцент кафедры информационных радиотехнологий, Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республики Беларусь, Минск

Аннотация

На основе строгой нелинейной теории релятивистских ЛБВ и ЛОВ на нерегулярных полых волноводах с катодными фильтрами-модуляторами с учетом как распространяющихся, так и закрытых волн, с учетом потерь в стенках волновода и неоднородности направляющего электронного потока магнитостатического поля выяснено влияние динамического расслоения электронного потока на эффективность генератора. Показана возможность почти полной компенсации влияния динамического расслоения на КПД за счет оптимизации расположения электронного потока в неоднородных ВЧ и магнитном полях и параметров нерегулярного гофрированного волновода при последовательном осаждении на него слоев электронного потока.

Ключевые слова: релятивистский клинотрон, динамическое расслоение, неоднородное магнитное поле, оптимизация по КПД

Abstract

Using the strict nonlinear theory relativistic TWT and BWO for irregular hollow waveguides with cathode filters-modulators taking account as propagating so and beyond cut-off waves with losses in waveguide walls and inhomogeneity magnetostatics field controlling an electronic beam is found out the influence of dynamic layering in electronic beam on generator efficiency. The article shows a full compensation possibility on the influence of dynamic layering on efficiency by optimizing an electronic beam in inhomogeneous high frequency and magnetic fields and the corrugated irregular waveguide characteristics when electron beam layers depositing on it.

Keywords: relativistic klynotron, dynamical separation, inhomogeneous field, efficiency optimization

Введение

Электродинамические системы современных мощных и сверхмощных электронных приборов СВЧ (гиротронов, релятивистских ламп бегущей и обратной волны — ЛБВ и ЛОВ), включая вводы и выводы энергии, представляют собой отрезки нерегулярных волноводов [1–5]. Причем режим этих волноводов оказывается чаще всего многоволновым [6, 7]. Улучшение характеристик указанных сверхмощных приборов СВЧ связано прежде всего с оптимизацией профиля их электродинамических систем. Это, в свою очередь, требует развития адекватной теории и методов расчета произвольно-нерегулярных волноводов включая учет конечной проводимости стенок волновода [8, 9]. Важным фактором, снижающим эффективность сверхмощных черенковских генераторов, является динамическое расслоение электронного потока: различные его слои оказываются под действием разных по интенсивности сил полного поля и поэтому



эффективность взаимодействия различных слоев потока с полем существенно различается вплоть до различия по знаку. Эффект динамического расслоения до сих пор детально не изучен. Поэтому в данной статье на основе строгой двумерной нелинейной теории релятивистских черенковских генераторов [8,9] проведен анализ влияния динамического расслоения на примере двухмодового черенковского генератора. Показано, что оптимизация расположения электронного потока в неоднородных ВЧ и магнитном полях и геометрических параметров гофрированного волновода позволяет почти полностью компенсировать снижение КПД генератора за счет эффекта динамического расслоения электронного потока в неоднородном по сечению электронного потока электромагнитном поле.

Двумерные самосогласованные уравнения нелинейной модели релятивистских ЛОВ и ЛБВ-О с замедляющей системой в виде гофрированного волновода

Теория релятивистских ЛБВ и ЛОВ с электродинамической системой в виде нерегулярного гофрированного волновода на основе метода преобразования координат развита в [8, 9]. Для ЛБВ и ЛОВ с рабочей волной E_{0i} полого нерегулярного волновода в двумерном приближении она приводит к следующей системе самосогласованных нелинейных уравнений [8, 9].

Уравнения для расчетных амплитуд возбуждаемых волн

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{A}_{mi}}{dz} &= (m \cdot W \cdot \dot{V}_{mi} + \nu_{0i} \cdot \dot{C}_{mi}) + (1-j)2S_{\sigma} \frac{\sqrt{1+(db/dz)^2}}{b} \sum_k \dot{V}_{mk} \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})}; \\ \dot{C}_{mi} &= -\frac{\nu_{0i} \dot{V}_{si}}{m \cdot W \cdot b^2} + \frac{\partial b}{b \partial z} \times \left(-\frac{\dot{A}_{mi}}{\nu_{0i}} + \sum_{k \neq i} \frac{2 \cdot \nu_{0i}}{\nu_{0k}^2 - \nu_{0i}^2} \cdot \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})} \dot{A}_{mk} \right) - \\ &\quad - \frac{jG_0}{m \cdot W \cdot e_{0i} \cdot b^2} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N J_0 \left(\nu_{0i} \frac{r_{lj}}{b} \right) e^{-jmW\theta_{lj}}; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{V}_{mi}}{dz} &= -m \cdot W \left\{ \dot{A}_{mi} + \left(\frac{\partial b}{\partial z} \right)^2 \cdot \left[\dot{A}_{mi} \frac{1}{3} \left(1 + \frac{4}{\nu_{0i}^2} \right) + \sum_{k \neq i} \frac{4 \cdot (\nu_{0i}^2 + \nu_{0k}^2)}{(\nu_{0i}^2 - \nu_{0k}^2)^2} \cdot \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})} \dot{A}_{mk} \right] - \right. \\ &\quad \left. - b \frac{\partial b}{\partial z} \cdot \left(-\frac{\dot{C}_{mi}}{\nu_{0i}} + \sum_{k \neq i} \frac{2 \cdot \nu_{0k}}{\nu_{0i}^2 - \nu_{0k}^2} \cdot \frac{J_1(\nu_{0k})}{J_1(\nu_{0i})} \dot{C}_{mk} \right) \right\} + \frac{G_0}{e_{0i} b} \cdot \left(\frac{1}{N} \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N J_1 \left(\nu_{0i} \frac{r_{lj}}{b} \right) \left(\frac{\beta_{r_{lj}}}{\beta_{z_{lj}}} - \frac{r_{lj}}{b} \frac{\partial b}{\partial z} \right) \right) je^{-jmW\theta_{lj}}. \end{aligned}$$

где ν_{0i} — i -ый корень $J_0(x)$, $b(T) = k_0 b'(T)$, $k_0 = 2\pi / \lambda_0 = \omega_0 / c$, $b'(T)$ — внутренний радиус волновода (штрихом помечены размерные величины имеющие одинаковое обозначение с безразмерными), $W = \omega / \omega_0$, ω — рабочая частота, ω_0 — базовая частота, i — радиальный индекс волны, m — номер гармоники ω , $\beta_{r_{lj}}$, $\beta_{z_{lj}}$ — радиальная и продольная нормированные скорости, $G_0 = 2eI_0 / \varepsilon_0 m_0 c^3$, I_0 — ток пучка, $\dot{A}_{mi} = (b' \cdot \dot{E}'_{rmi} \cdot e) / (m_0 c^2)$, $\dot{C}_{mi} = (\dot{E}'_{zmi} \cdot e) / (\omega_0 m_0 c)$, $\dot{V}_{mi} = (b' \cdot \dot{B}'_{\phi mi} \cdot e) / (m_0 c)$, \dot{E}'_{rmi} , \dot{E}'_{zmi} , $\dot{B}'_{\phi mi}$ — амплитуды компонент волны, e , m_0 — заряд и масса покоя электрона, c — скорость света в пустоте, r_{lj} — радиус движения l -ого электрона из слоя j , $r_{lj} = k_0 r'_{lj}$, $\theta_{lj} = \omega t_{lj}$, $z = z' k_0$, $S_{\sigma} = \sqrt{\pi W} / \sigma \lambda_0 \mu_a c$, σ — удельная проводимость стенки, μ_a — ее магнитная проницаемость, $e_{0i} = 0.5 J_1^2(\nu_{0i})$; N — число фазовых траекторий, M — число слоев в электронном потоке ($l = \overline{1, N}$, $j = \overline{1, M}$).

Уравнения движения крупных частиц

$$\begin{cases} \frac{dP_{r_{lj}}}{dz} = \frac{1}{\beta_{z_{lj}}} \left(\gamma_{lj} \beta_{\varphi_{lj}}^2 - E_r - \beta_{\varphi_{lj}} F_z + \beta_{z_{lj}} B_{\varphi} \right); \\ \frac{dP_{\varphi_{lj}}}{dz} = \frac{1}{\beta_{z_{lj}}} \left(\gamma_{lj} \beta_{r_{lj}} \beta_{\varphi_{lj}} - \beta_{z_{lj}} F_r + \beta_{r_{lj}} F_z \right); \\ \frac{dP_{z_{lj}}}{dz} = \frac{1}{\beta_{z_{lj}}} (-E_z - \beta_{r_{lj}} B_{\varphi} + \beta_{\varphi_{lj}} F_r); \\ \frac{dr_{lj}}{dz} = \frac{\beta_{r_{lj}}}{\beta_{z_{lj}}}; \quad \frac{d\theta_{lj}}{dz} = \frac{1}{\beta_{z_{lj}}}; \\ \vec{P}_{lj} = \gamma_{lj} \vec{\beta}_{lj}; \quad \gamma_{lj} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{lj}^2}} = \sqrt{1 + P_{r_{lj}}^2 + P_{\varphi_{lj}}^2 + P_{z_{lj}}^2}. \end{cases} \quad (2)$$

Выражение физических ВЧ-полей через расчетные амплитуды с учетом полей пространственного заряда запишется так

$$\begin{cases} E_r = -\frac{1}{b} \sum_m \sum_{i=1}^M J_1 \left(\nu_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \operatorname{Re} \left(\dot{A}_{mi} e^{jmW\theta_{ij}} \right) - \frac{G_0}{2r_{ij}} \left(\frac{1}{\beta_{z0}} - \beta_{z0} \right); \\ E_z = \operatorname{Re} \left[\sum_m \sum_{i=1}^M J_0 \left(\nu_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \dot{C}_{mi} \cdot e^{mjsW\theta_{ij}} + \frac{r_{ij}}{b^2} \frac{\partial b}{\partial z} \sum_m \sum_{i=1}^M J_1 \left(\nu_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \dot{A}_{mi} \cdot e^{jmW\theta_{ij}} \right]; \\ B_\varphi = \frac{1}{b} \sum_m \sum_{i=1}^M J_1 \left(\nu_{oi} \frac{r_{ij}}{b} \right) \operatorname{Re} \left(-j \dot{V}_{mi} e^{jmW\theta_{ij}} \right). \end{cases}$$

Магнитостатическое фокусирующее поле

$$\begin{cases} F_r = -\frac{1}{2} r_{ij} \frac{\partial F_0(z)}{\partial z} + \frac{1}{16} r_{ij}^3 \frac{\partial^3 F_0(z)}{\partial z^3}; \\ F_z = F_0(z) - \frac{1}{4} r_{ij}^2 \frac{\partial^2 F_0(z)}{\partial z^2}; \quad F_0 = \frac{B_0(z)e}{m_0 \omega_0}; \end{cases}$$

где $B_0(z)$ — поле вдоль оси.

Заметим, что уравнения возбуждения (1) включают как вихревую, так и потенциальную («поле пространственного заряда») составляющие полного поля на частоте $m\omega_0 W$.

Граничные условия к системе (1), (2) могут быть сформулированы следующим образом.

На границах сопряжения нерегулярной области взаимодействия с регулярным волноводом выполняется условие $\frac{db(0)}{dz} = \frac{db(L)}{dz} = 0$ и имеют место следующие соотношения.

Для распространяющихся E_{0i} -волн

$$\begin{aligned} W \dot{A}_{mi}(0) + j k_{mi}^e \dot{V}_{mi}(0) &= j k_{mi}^e W 2b(0) \dot{e}_{mi}^+; \\ -W \dot{A}_{mi}(L) + j k_{mi}^e \dot{V}_{mi}(L) &= j k_{mi}^e W 2b(L) \dot{e}_{mi}^-. \end{aligned} \quad (3)$$

Для закритических E_{0m} -волн

$$\begin{aligned} W \dot{A}_{mi}(0) + k_{mi}^e \dot{V}_{mi}(0) &= k_{mi}^e W 2b(0) \dot{e}_{mi}^+; \\ -W \dot{A}_{mi}(L) + k_{mi}^e \dot{V}_{mi}(L) &= k_{mi}^e W 2b(L) \dot{e}_{mi}^-. \end{aligned} \quad (4)$$

Для немодулированного на входе области взаимодействия электронного потока

$$W\theta_{ij}(0) = \frac{2\pi}{N}(l-0,5); \quad l=1\dots N; \quad \beta_{ij}(0) = \beta_0; \quad r_{ij}(0) = r_{0j}. \quad (5)$$

Таким образом, для системы уравнений для амплитуд (1) поставлена краевая задача, а для уравнений движения крупных частиц (2) сформулирована задача Коши. Совместное решение получается в результате итерационной процедуры.

Эффективность взаимодействия определяется следующими соотношениями:

1) через мощность возбужденных потоком волн («волновой» КПД)

$$\eta_{mi}^v(z) = e_{0i} \frac{\operatorname{Im} \left[\dot{A}_{mi}(z) \dot{V}_{mi}^*(z) - \dot{A}_{mi}(0) \dot{V}_{mi}^*(0) \right]}{(\gamma_0 - 1) G_0}, \quad (6)$$

$$\eta^v = \sum_i \sum_m \eta_{mi}^v.$$

2) через потерю кинетической энергии электронным потоком («электронный» КПД)

$$\eta^e(z) = \frac{1}{N} \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma_{lj}(z)}{\gamma_0 - 1}. \quad (7)$$

Фазовую группировку электронов на частоте sW определяет функция группировки G_r

$$G_{rm}(z) = \frac{1}{N} \frac{1}{M} \left[\left(\sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N \cos mW\theta_{lj} \right)^2 + \left(\sum_{j=1}^M \sum_{l=1}^N \sin mW\theta_{lj} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

При малом энергообмене $G_{rm}(T)$ близка к относительной m -й гармонике тока в пучке.

Задача (1)-(5) с указанной целевой функцией $\max F_c(\vec{g}(z))$ (обычно $F_c = \eta^e$) представляет собой задачу оптимального управления, в которой в качестве искомого управления $\vec{g}(z)$ выступают нормированный профиль волновода $b(z)$ и профиль фокусирующего магнитного поля $F(z)$.

При аппроксимации управлений использовались сплайны третьей и пятой степени.

Профиль нерегулярного гофрированного волновода задавался как

$$b(T) = b_0 + h_\nu(T) \cdot \sin^2 [n_\nu \pi (T + D_\nu(T))]. \quad (9)$$

Здесь $T = (z - z_0) / L_\nu$, z_0 , L_ν — начало и длина нерегулярного участка; n_ν — количество периодов; $h_\nu(T)$ — глубина гофра; $D_\nu(T)$ — функция, ($D_\nu(0) = D_\nu(1) = D'_\nu(0) = D'_\nu(1) = D''_\nu(0) = D''_\nu(1) = 0$) задающая изменение периода, если $D_\nu(T) = 0$ — период постоянный и равен в принятых единицах $d = k_0 L_\nu / n_\nu$.

Функции $h_\nu(T)$ и $D_\nu(T)$ аппроксимировались в виде разложений по сдвигам стандартной финитной функции $\varphi_3(x)$, представляющей В-сплайн третьей степени

$$h_\nu(T) = \sum_{k=1}^K h_k^\nu \varphi_3 [T \cdot (K - 3) - k + 2], \quad D_\nu(T) = \sum_{k=1}^K d_k^\nu \varphi_3 [T \cdot (K + 3) - k - 1]; \quad (10)$$

$$\varphi_3(x) = \begin{cases} 0, & |x| \geq 2; \\ (2 - x)^3 / 6, & 1 \leq x \leq 2; \\ [1 + 3(1 - x) + 3(1 - x)^2 - 3(1 - x)^3] / 6, & 0 \leq x \leq 1; \\ \varphi_3(-x), & x \leq 0. \end{cases}$$

Заметим, что при такой аппроксимации значения коэффициентов и h_k^ν соответствуют значениям функций $h_\nu(T)$ в точках $T_k = (k - 2) / (K - 3)$, $2 \leq k \leq K - 1$. В расчетах использовалась аппроксимация с $K = 5-8$.

Сопряжение регулярных участков волновода с разными радиусами b_1, b_2 задавалось как $b = b_1 + (b_2 - b_1) \cdot P_5(T)$, $T = (z - z_0) / L_c$, где z_0 , L_c — начало и длина участка сопряжения.

Полином пятой степени

$$P_5(T) = T^3(10 - 15T + 6T^2),$$

$$\frac{\partial P_5}{\partial T} = 30T^2(1 - T)^2, \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 P_5}{\partial T^2} = 60T(1 - 3T + 2T^2)$$

обеспечивает непрерывность первой и второй производной в точках сопряжения.

Двухмодовый ЛБВ-генератор

С использованием описанной выше модели был рассчитан и оптимизирован двухмодовый генератор с двумя катодными фильтрами-модуляторами. Взаимодействие электронного потока с полем гофра осуществляется на нулевой прямой пространственной гармонике (режим ЛБВ). Обратная связь образуется за счет переотражений от гофра и двух канавок-фильтров и за счет встречного излучения электронного потока.

Основные параметры генератора имеют следующие значения: $\beta_0 = 0,84$; $\lambda = 3$ см; $I_0 = 3000$ А.

Распределение магнитостатического поля описывалось следующим образом:

$$F_0(z) = \begin{cases} F_1, & z \leq z_F; \\ F_1 \{1 - P_5[(z - z_F) / L_F]\}, & z > z_F. \end{cases}$$

Были заданы следующие параметры: $F_1 = 1$; $z_F = 30$; $L_F = 30$.

В расчетах были приняты $N = 12$, $M = 1$ или $M = 5$. Поле гофра представлено шестью модами (E_{01} и E_{02} — рабочие, распространяющиеся, E_{03} , E_{04} , E_{05} , E_{06} — закритические).

Вариант 1. Генератор с тонким электронным потоком, однослойная модель, $M = 1$. Гофр — регулярный ($b_0 = 7.9$; $h_\nu = 1.43$; $d = 1.28$; $L_\nu = 25.53$; область дрейфа — 1.51).

Расчетный КПД по однослойной модели генератора составляет 43%. На рис. 1 представлены основные геометрические параметры и характеристики генератора: $g(z)$, $G(z)$, $\eta^\nu(z)$, $\eta^e(z)$. Сходимость $\eta^\nu(z)$ и $\eta^e(z)$ свидетельствует о точности итерационного согласования в расчетах.

Вариант 2. Те же параметры, что и в варианте 1, но электронный поток имеет конечную толщину $\Delta r_{0j} = 0.7$, причем внешний слой ($M = 5$) имеет $r_{05} = 6.9$ — такой же, как единственный слой в варианте 1. Оказалось, что при таких условиях генератор не самовозбуждается при том же общем по слоям токе $I_0 = 3000$ А, как и в варианте 1 (рис. 2). Таким образом, влияние динамического расслоения пучка весьма существенно уже при $\Delta r_{0j} = 0.7$.

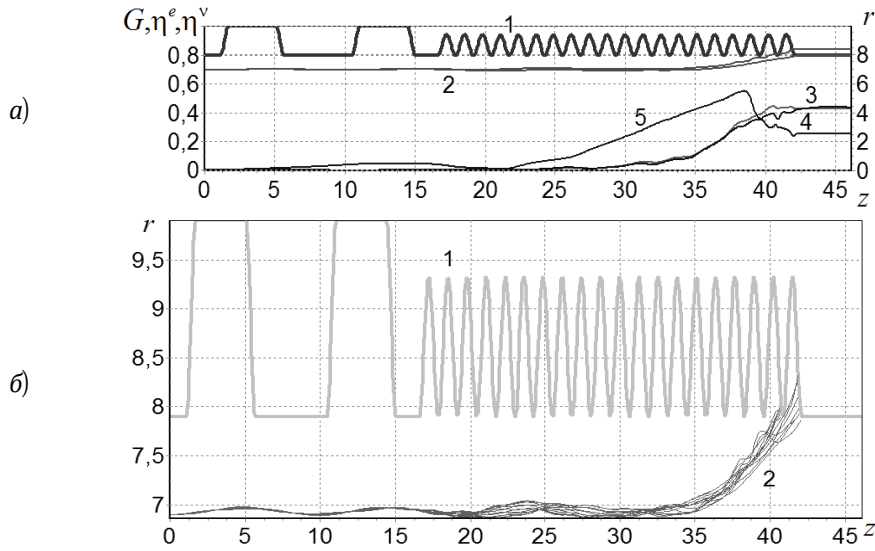


Рис. 1. Характеристики варианта 1 генератора:

а) 1 — профиль электродинамической системы; 2 — электронный поток; 3 — $\eta^v(z)$; 4 — $\eta^e(z)$; 5 — $G(z)$;
 б) 1 — профиль электродинамической системы; 2 — фазовые траектории электронов $r_y(z)$.

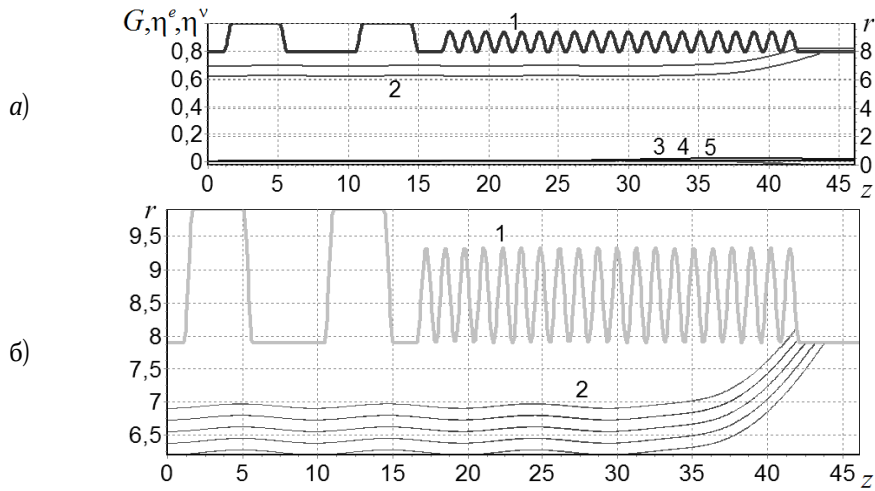


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для варианта 2.

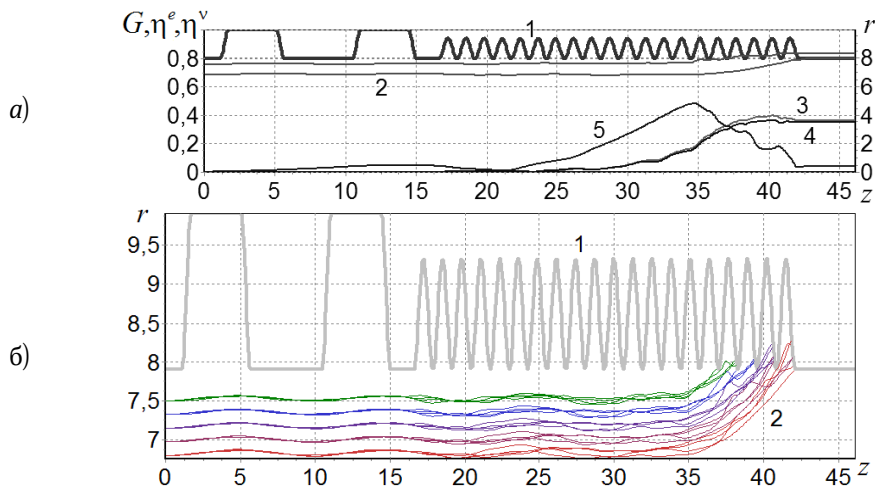


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 для варианта 3.

Вариант 3. Те же параметры, что и в варианте 2, но электронный поток приближен к гофру почти на величину $\Delta r_{0j} = 0.7$, т.е. $r_{05} = 7.5$ вместо 6.9 в варианте 2. Теперь КПД составляет 35%, что уже близко к варианту 1. Причину такого улучшения эффективности поясняет рис. 3. Внутренний слой (r_{01}) находится

в условиях взаимодействия, близких к условиям единственного слоя в варианте 1; кроме того, он имеет ту же протяженность области взаимодействия, что и электронный поток в варианте 1 — он осаждается на электродинамическую систему в конце гофра. Слои же 2, 3, 4, 5, находящиеся под действием более интенсивного электромагнитного поля, имеют пропорционально сокращающуюся длину области взаимодействия (это обусловлено неоднородностью фокусирующего магнитного поля $F_r(r, z)$ и $F_z(r, z)$ в конце области взаимодействия), что и выравнивает эффективность взаимодействия по слоям.

Вариант 4. Дальнейшую компенсацию эффекта динамического расслоения электронного потока можно обеспечить за счет коррекции геометрических параметров электродинамической системы. В варианте 4 они имеют следующие значения: $b_0 = 7.9$; $h_v = 1.44$; $d = 1.27$; $L_v = 25.44$; область дрейфа — 1.64. Благодаря этой коррекции КПД генератора оказывается весьма близок (42%) к КПД генератора варианта 1 с идеализированным (тонким) электронным потоком (43%).

Заключение

Приведенные материалы указывают на возможность (и необходимость) за счет оптимизации расположения электронного потока, неоднородности фокусирующего магнитного поля и геометрии электродинамической системы компенсировать эффект динамического расслоения электронного потока в сверхмощных релятивистских черенковских генераторах.

Список литературы

1. Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кораблев Г. С., Кулагин И. С. Релятивистский карсинотрон с длиной волны 3 см и длительностью импульса 0,4 мкс // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 14. С. 879.
2. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Офицеров М. М., Полевин С. Д., Ростов В. В. Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН ССР. 1984. Т. 4. С. 119.
3. Иванов В. С., Ковалев Н. Ф., Кремнецов С. И., Райзер М. Д. Релятивистский карсинотрон миллиметрового диапазона // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. № 14. С. 817–820.
4. Климов А. И., Коровин С. Д., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. Релятивистский черенковский СВЧ-генератор без внешнего магнитного поля // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 3. С. 55–61.
5. Коровин С. Д., Куркан И. К., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. Релятивистская ЛОВ с сосредоточенным резонансным рефлектором // Изв. ВУЗов. РАДИОФИЗИКА. 1999. Т. 42. № 12. С. 1189.
6. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистский многоволновой черенковский генератор // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 22. С. 1385.
7. Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН ССР. 1984. Т. 4. С. 79.
8. Кураев А. А. Влияние конечной проводимости металлических стенок на характеристики мощных релятивистских приборов СВЧ с нерегулярными электродинамическими системами // Доклады БГУИР. 2006. Т. 15. № 3. С. 82–92.
9. Кравченко В. Ф., Кураев А. А., Матвеев В. В. Уравнения возбуждения нерегулярных волноводов с учетом конечной проводимости стенок и их приложение в задачах электроники СВЧ сверхбольших мощностей. Часть 1 // Физические основы приборостроения. 2022. Т. 11. №2. С. 91–99. DOI: 10.25210/jfop-2202-091099. EDN: DZSVDT

Поступила 15 июля 2022 г.

EXCITATION EQUATIONS FOR IRREGULAR WAVEGUIDES TAKING INTO ACCOUNT THE FINITE WALL CONDUCTIVITY AND THEIR APPLICATION FOR ULTRAHIGH-POWER MICROWAVE PROBLEMS. PART 2. RELATIVISTIC KLYNOTRON

V. F. KRAVCHENKO, A.A. KURAYEV, V.V. MATVEYENKA, AND A.O. RAK

doi: 10.25210/jfop-2203-022027 | edn: DTLSSB

Using the strict nonlinear theory relativistic TWT and BWO for irregular hollow waveguides with cathode filters-modulators taking account as propagating so and beyond cut-off waves with losses in waveguide walls and inhomogeneity magnetostatics field controlling an electronic beam is found out the influence of dynamic layering in electronic beam on generator efficiency. The article shows a full compensation possibility on the influence of dynamic layering on efficiency by optimizing an electronic beam in inhomogeneous high frequency and magnetic fields and the corrugated irregular waveguide characteristics when electron beam layers depositing on it.