

УДК 621.385

**МЕТОДЫ РАСЧЕТА И ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОФИЛЯ РУПОРА
НА E_{0m} -ВОЛНАХ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА**

А.А. КУРАЕВ, А.К. СИНИЦЫН

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь**Поступила в редакцию 17 июня 2005*

Сформулирована и решена задача нахождения профиля рупора на симметричных E -волнах, обеспечивающего необходимый модовый состав в раскрыве и оптимальную характеристику направленности.

Ключевые слова: СВЧ, рупор, диаграмма направленности, оптимизация.

Введение

Рупоры чаще всего используются для сопряжения полого волновода с зеркальной антенной или для измерений [1, 2]. В последнее время рупоры на волнах E_{0m} круглого волновода находят применение в качестве выходного устройства сверхмощных черенковских генераторов на релятивистских электронных потоках.

Основное назначение рупора состоит в том, чтобы согласовать волновод с открытым пространством, что достигается за счет плавного увеличения радиуса волновода до значения, при котором фазовая скорость основной волны приближается к скорости света в свободном пространстве. При этом условия отражение от открытого конца волновода практически отсутствуют и реализуется идеальная для данного типа волны диаграмма направленности излучения.

Однако проблема реализации такого рупора заключается в том, что при необходимом для идеального сопряжения выходном радиусе в рупоре возбуждаются высшие типы волн, которые имеют фазовую скорость, большую скорости света в открытом пространстве, что приводит как к рассогласованию и, следовательно, к увеличению коэффициента отражения, так и к ухудшению диаграммы направленности.

Как показывают расчеты, за счет увеличения длины рупора с плавным увеличением радиуса эти негативные факторы хотя и можно уменьшить, однако лишь до определенного и не всегда приемлемого уровня. Наиболее радикальный путь улучшения характеристик рупора – подбор закона изменения профиля, при котором высшие типы волн на его выходном сечении отсутствуют и при этом коэффициент отражения из-за их возбуждения минимален.

В настоящей работе такая оптимизационная задача решается для рупора, представляющего преобразователь сопротивления для симметричной E_{01} -волны. Найдены и исследованы оптимальные варианты профилей рупора, в котором возможно возбуждение двух или трех распространяющихся волн. Следует отметить, что в таком рупоре, кроме распространяющихся, возбуждается также ряд ближайших закритических для текущего сечения волн. Чтобы обеспечить их отсутствие на выходном сечении (после которого они становятся распространяющимися), рупор имеет достаточно протяженный регулярный выходной участок.

Схема рупора и математическая модель, используемая для расчетов

Схема рассматриваемого рупора приведена на рис. 1.

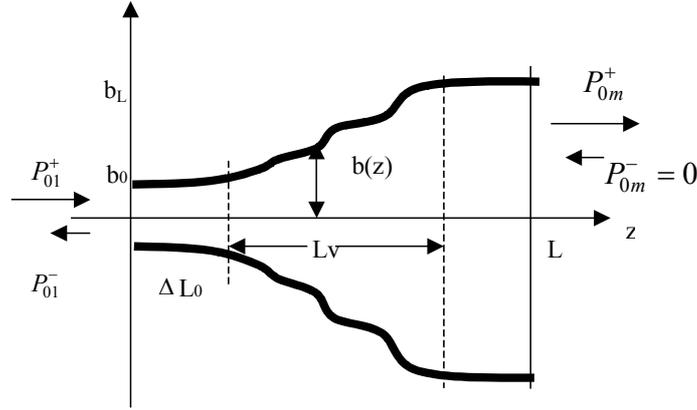


Рис. 1. Схематическое представление рупора

Рупор имеет вид отрезка нерегулярного расширяющегося волновода, представляющего преобразователь волнового сопротивления для E_{01} -волны круглого волновода:

$W_{01}^E = W^0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\nu_{01}}{b'}\right)^2}$, ν_{01} — первый корень $J_0(x)$, λ — длина волны в свободном пространстве, b' — радиус волновода, $W^0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ — волновое сопротивление свободного пространства.

Нерегулярный участок длины L_v сопряжен с отрезками регулярного волновода, имеющими длину ΔL_0 и ΔL_1 , достаточную для затухания возбуждаемых закритических волн. На вход $z = 0$ рупора подается E_{01} -волна, имеющая мощность P_{01}^+ .

Возбуждение волн в таком рупоре на рабочей частоте ω описывается следующими безразмерными уравнениями Максвелла для комплексных амплитуд и граничными условиями на внутренней поверхности рупора S :

$$\text{rot} \dot{\vec{B}} = j\omega \dot{\vec{E}}; \text{rot} \dot{\vec{E}} = j\omega \dot{\vec{B}}; \left[\vec{n} \cdot \dot{\vec{E}} \right]_S = 0. \quad (1)$$

Здесь приняты следующие безразмерные переменные: $\{\vec{E}, \vec{B}\} = \text{real} \left\{ \dot{\vec{E}}, \dot{\vec{B}} \cdot e^{j\omega t} \right\}$;

$w = \omega / \omega_0$; ω_0 — опорная частота, $(b, L, L_v) = k_0 \cdot (b', L', L'_v)$; $k_0 = \omega_0 / c$; c — скорость света;

$\dot{\vec{E}} = \dot{\vec{E}}' / E_0$; $\dot{\vec{B}} = \dot{\vec{B}}' \cdot c / E_0$; E_0 — амплитуда волны на входе рупора.

При задании граничных условий в сечениях ($z = 0$ и $z = L$) используем тот факт, что на регулярных участках волновода электромагнитное поле представляется в виде суммы прямой и обратной симметричных E_{0m} -волн (как распространяющихся, так и затухающих) вида:

$$\sum_m \dot{e}_m^+ e^{-jk_m^e z} (\dot{\vec{E}}^{e+}, \dot{\vec{B}}^{e+})_m + \dot{e}_m^- e^{+jk_m^e z} (\dot{\vec{E}}^{e-}, \dot{\vec{B}}^{e-})_m \quad (2)$$

где \dot{e}_m^\pm — постоянные амплитуды, $(\dot{\vec{E}}^{e\pm}, \dot{\vec{B}}^{e\pm})_m$ — мембранные функции, E_{0m} — волны регулярного волновода, $k_m^e = \sqrt{w^2 - \nu_{0m}^2} / b^2$ — продольное волновое число.

Воспользуемся общей теорией возбуждения нерегулярного волновода, построенной на основе метода отображения внутренней области нерегулярного волновода на цилиндр единич-

ного радиуса, развитого в работах [3, 6]. Согласно этой теории, решение (1) для компонент симметричных E -волновых полей представляется в виде разложения по собственным E_{0m} -волнам стандартного волновода единичного радиуса:

$$\begin{aligned}\dot{E}_r &= -\frac{1}{b(z)} \sum_{m=1}^M \dot{A}_m(z) \cdot J_1(v_{0m} \frac{\rho}{b(z)}); & \dot{B}_\varphi &= -\frac{j}{b(z)} \sum_{m=1}^M \dot{V}_m(z) \cdot J_1(v_{0m} \frac{\rho}{b(z)}); \\ \dot{E}_z &= \sum_{m=1}^M [\dot{C}_m(z) \cdot J_0(v_{0m} \frac{\rho}{b(z)}) - \frac{\rho}{b^2} \frac{db}{dz} \dot{A}_m(z) \cdot J_1(v_{0m} \frac{\rho}{b(z)})];\end{aligned}\quad (3)$$

M — количество учитываемых волн.

Амплитуды \dot{A}_m, \dot{V}_m , представляющие коэффициенты разложения компонент поля, удовлетворяют системе парных линейных обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\vec{u}}{dz} = Q(z)\vec{u}; \quad \vec{u} = \{\dot{A}_1, \dot{V}_1, \dot{A}_2, \dot{V}_2, \dots, \dot{A}_m, \dot{V}_m\} = \{u^1 \dots u^{2M}\} \quad (4)$$

Элементы матрицы Q выражаются следующим образом.

Для $m = 1 \dots M, k = 1 \dots M, k \neq m$:

$$q_{2m-1, 2m-1} = -\frac{\partial b}{b \partial z}; \quad q_{2m-1, 2m} = \frac{1}{w} \left[(w)^2 - \frac{v_{0m}^2}{b^2} \right]$$

$$q_{2m-1, 2k} = 0; \quad q_{2m-1, 2k-1} = \frac{\partial b}{b \partial z} \frac{2v_{0m}^2}{v_{0k}^2 - v_{0m}^2} \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})}$$

$$q_{2m, 2m-1} = -w \left\{ 1 + \left(\frac{\partial b}{\partial z} \right)^2 \left[\frac{1}{3} \left(1 + \frac{1}{v_{0m}^2} \right) - \sum_{k \neq m} \frac{4v_{0k}^2}{(v_{0m}^2 - v_{0k}^2)^2} \right] \right\}$$

$$q_{2m, 2m} = \frac{\partial b}{b \partial z}; \quad q_{2m, 2k} = -\frac{\partial b}{b \partial z} \frac{2v_{0k}^2}{v_{0m}^2 - v_{0k}^2} \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})}$$

$$q_{2m, 2k-1} = -w \frac{\partial b}{\partial z} \left[\frac{4(v_{0m}^2 + v_{0k}^2)}{(v_{0m}^2 - v_{0k}^2)^2} \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})} - \sum_{\substack{l \neq m \\ l \neq k}} \frac{4v_{0l}^2}{(v_{0m}^2 - v_{0l}^2)(v_{0k}^2 - v_{0l}^2)} \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})} \right]$$

Амплитуды \dot{C}_m получаются после решения (4) по формуле:

$$\dot{C}_{sm} = -\frac{v_{0m} \dot{B}_m}{w \cdot b^2} + \frac{\partial b}{b \partial z} \times \left(-\frac{\dot{A}_m}{v_{0m}} + \sum_{k \neq m} \frac{2 \cdot v_{0m}}{v_{0k}^2 - v_{0m}^2} \cdot \frac{J_1(v_{0k})}{J_1(v_{0m})} \dot{A}_k \right);$$

Граничные условия к системе (4) формулируются следующим образом:
для распространяющихся E_{0m} -волн:

$$\begin{aligned} w\dot{A}_m(0) + jk_{0m}^e \dot{V}_m(0) &= jk_{0m}^e w b_0 2\dot{e}_{0m}^+; \\ -w\dot{A}_m(L) + jk_{Lm}^e \dot{V}_m(L) &= jk_{Lm}^e w b_L 2\dot{e}_{Lm}^-; \end{aligned} \quad (5)$$

для закритических E_{0m} волн:

$$\begin{aligned} w\dot{A}_m(0) + k_{0m}^e \dot{V}_m(0) &= k_{0m}^e w b_0 2\dot{e}_{0m}^+; \\ -w\dot{A}_m(L) + k_{Lm}^e \dot{V}_m(L) &= k_{Lm}^e w b_L 2\dot{e}_{Lm}^-; \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $k_{0m}^e = \sqrt{w^2 - (v_{0m}^2 / b_0^2)}$; $k_{Lm}^e = \sqrt{w^2 - (v_{0m}^2 / b_L^2)}$; \dot{e}_{0m}^\pm , \dot{e}_{Lm}^\pm — амплитуды волн на входе и выходе рупора, соответствующие представлению (2).

Решение краевой задачи (4)–(6) получалось эффективным методом блочной матричной прогонки [5, 6].

Безразмерная мощность, переносимая парциальной E_{0m} -волной через поперечное сечение волновода в выбранных переменных, выражается следующим образом:

$$P_m(z) = \frac{1}{2} J_1^2(v_{0m}) \cdot \text{Im}[\dot{A}_m(z) \cdot \dot{V}_m(z)] \quad (7)$$

Исходя из представления (2) на регулярных участках мощности прямой и обратной распространяющихся волн в выбранных безразмерных переменных имеют вид:

$$P_m^\pm = \frac{1}{2} J_1^2(v_{0m}) \cdot \text{Im} \left(\dot{A}_m \pm \frac{j}{k_m^e} \frac{d\dot{A}_m}{dz} \right) \left(\dot{V}_m \pm \frac{j}{k_m^e} \frac{d\dot{V}_m}{dz} \right) \quad (8)$$

Для выполнения условий излучения на входном и выходном сечениях рупора (см. рис. 1) в (5), (6) задавалось:

на входе:

$$e_{01}^+ = 1; e_{0m}^+ = 0, m > 1;$$

на выходе:

$$e_{Lm}^- = 0; m \geq 1 \quad (9)$$

Диаграмма направленности

При расчете диаграммы направленности будем использовать наряду с цилиндрической (ρ, φ, z) также сферическую (r, ϑ, φ) и декартову (x, y, z) системы координат. Воспользуемся известными выражениями для вектора $\dot{\vec{E}}$ через эквивалентные источники в раскрыве рупора $(\rho', \varphi', 0)$ [7], которые в наших безразмерных переменных имеют вид:

$$\dot{\vec{E}}(x, y, z) = \dot{\vec{I}}^e + \nabla \text{div} \dot{\vec{I}}^e - j \text{rot} \dot{\vec{I}}^m, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{\vec{I}}^e &= \frac{1}{4\pi j} \int_0^{b_L} \int_0^{2\pi} \frac{[\dot{\vec{n}} \dot{\vec{B}}^0] e^{-jR}}{R} \rho' d\rho' d\varphi' \\ \dot{\vec{I}}^m &= -\frac{1}{4\pi j} \int_0^{b_L} \int_0^{2\pi} \frac{[\dot{\vec{n}} \dot{\vec{E}}^0] e^{-jR}}{R} \rho' d\rho' d\varphi' \end{aligned} \quad (11)$$

\vec{I}^e и \vec{I}^m — электрический и магнитный векторы Герца, R – расстояние между точками интегрирования $P'(\rho', \varphi', 0)$ в раскрыве рупора и точкой наблюдения $P(x, y, z)$, $z > 0$.

Эквивалентные источники на раскрыве рупора с E_{0m} -волнами имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} [\vec{z}_0 \vec{B}^0] &= -B_\varphi(\rho') \cdot \vec{\rho}_0 \\ [\vec{z}_0 \vec{E}^0] &= jE_r(\rho') \cdot \vec{\varphi}_0 \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, векторы Герца имеют одну компоненту:

$$\begin{aligned} \vec{I}^e &= \vec{I}^e_\rho \cdot \vec{\rho}_0 = -\frac{\vec{P}_0}{4\pi j} \cdot \int_0^{b_L} \int_0^{2\pi} \dot{B}_\varphi^0 \cdot e^{j(\varphi' - \varphi)} \cdot \frac{e^{-jR}}{R} \cdot \rho' d\rho' d\varphi' \\ \vec{I}^m &= \vec{I}^m_\varphi \cdot \vec{\varphi}_0 = -\frac{\vec{\varphi}_0}{4\pi} \cdot \int_0^{b_L} \int_0^{2\pi} \dot{E}_\rho^0 \cdot e^{j(\varphi' - \varphi)} \cdot \frac{e^{-jR}}{R} \cdot \rho' d\rho' d\varphi' \end{aligned} \quad (13)$$

В дальней зоне справедливо разложение [2]:

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2} = \sqrt{x^2 + y^2 - 2(xx' + yy') + x'^2 + y'^2} = \\ &= \sqrt{r^2 - 2r\rho' \cos \Omega + \rho'^2} = r \sqrt{1 - \frac{2\rho'}{r} \cos \Omega + \frac{\rho'^2}{r^2}} \simeq r - \rho' \cos \Omega + O\left(\frac{\rho'}{r}\right) \end{aligned} \quad (14)$$

После несложных преобразований, заменяя в знаменателе R на r , в числителе R на $r - \rho' \cos \Omega$, с точностью $O\left(\frac{b}{r}\right)$ получим:

$$\begin{aligned} \vec{I}^e_\rho &= -\frac{1}{4\pi j} \frac{e^{-jr}}{r} \int_0^{b_L} B_\varphi^0(\rho') \int_0^{2\pi} e^{j(\varphi' - \varphi)} e^{j\rho' \cos \Omega} \rho' d\rho' d\varphi' \\ \vec{I}^m_\varphi &= -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jr}}{r} \int_0^{b_L} E_\rho^0(\rho') \int_0^{2\pi} e^{j(\varphi' - \varphi)} e^{j\rho' \cos \Omega} \rho' d\rho' d\varphi' \end{aligned} \quad (15)$$

Воспользуемся соотношением $\cos \Omega = \frac{xx' + yy'}{r\rho} = \sin \vartheta \cdot \cos(\varphi' - \varphi)$:

$$\begin{aligned} \vec{I}^e_\rho &= -\frac{1}{4\pi j} \frac{e^{-jr}}{r} \int_0^{b_L} \dot{B}_\varphi^0(\rho') \cdot \int_0^{2\pi} e^{j(\varphi' - \varphi)} \cdot e^{j\rho' \sin \vartheta \cos(\varphi' - \varphi)} d\varphi' \rho d\rho' \\ \vec{I}^m_\varphi &= -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jr}}{r} \int_0^{b_L} \dot{E}_\rho^0(\rho') \cdot \int_0^{2\pi} e^{j(\varphi' - \varphi)} \cdot e^{j\rho' \sin \vartheta \cos(\varphi' - \varphi)} d\varphi' \rho d\rho' \end{aligned} \quad (16)$$

Так как $\int_0^{2\pi} e^{j(\varphi' - \varphi)} \cdot e^{j\rho' \sin \vartheta \cos(\varphi' - \varphi)} d\varphi' = -j2\pi J_1(\rho' \sin \vartheta)$, то векторы Герца приобретают вид:

$$\begin{aligned}\vec{I}_\rho^e &= \vec{\rho}_0 \frac{e^{-jr}}{r} \cdot \frac{1}{2} \int_0^b \dot{B}_\varphi(\rho') \cdot J_1(\rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho' = \vec{\rho}_0 \frac{e^{-jr}}{r} \cdot \dot{I}_B(\vartheta) \\ \vec{I}_\varphi^m &= \vec{\varphi}_0 \frac{e^{-jr}}{r} \cdot \frac{1}{2} \int_0^b \dot{E}_\rho(\rho') \cdot J_1(\rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho' = \vec{\varphi}_0 \frac{je^{-jr}}{r} \cdot \dot{I}_E(\vartheta)\end{aligned}\quad (17)$$

После подстановки (17) в (10) и пренебрегая членами $1/r^2$, получим:

$$\dot{\vec{E}} = \vec{\vartheta}_0 \cdot \frac{e^{-jr}}{r} \left[\dot{I}_B(\vartheta) \cdot \cos \vartheta + j \dot{I}_E(\vartheta) \right] \quad (18)$$

Нормированная групповая характеристика диаграммы направленности [2]:

$$E_{0n}(\vartheta) = E_0(\vartheta) / \max_{\vartheta} E_0(\vartheta);$$

$$E_0(\vartheta) = \left| \dot{I}_B(\vartheta) \cos \vartheta + j \dot{I}_E(\vartheta) \right| \quad (19)$$

Используя (3) получаем выражения для интегралов \dot{I}_B, \dot{I}_E через амплитуды возбуждаемых волн на раскрытие рупора:

$$\begin{aligned}\dot{I}_E &= -\frac{1}{2b_L} \int_0^{b_i} \left[\sum_{m=1}^M \dot{A}_m \cdot J_1(v_{0m} \frac{\rho'}{b_L}) \right] \cdot J_1(\rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho' \\ \dot{I}_B &= -\frac{j}{2b_L} \int_0^{b_i} \left[\sum_{m=1}^M \dot{V}_m \cdot J_1(v_{0m} \frac{\rho'}{b_L}) \right] \cdot J_1(\rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho'\end{aligned}\quad (20)$$

Критерий оптимизации

Коэффициент усиления антенны определяется как функция отношения мощности в направлении $\vec{\vartheta}_0$ к общей излучаемой мощности [2]:

$$G(\vartheta) = \frac{E_0^2(\vartheta)}{\int_0^{\pi/2} E_0^2(\vartheta) \cdot \sin \vartheta d\vartheta} \quad (21)$$

Из вида уравнения (21) естественно выбрать в качестве целевой функции, обеспечивающей максимум коэффициента усиления и минимум отраженной мощности при оптимизации:

$$\min F_c = \min(P_s + \alpha P_{01}^-), \quad (22)$$

где $P_s = \int_0^{\pi/2} E_{0n}^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta$, P_{01}^- — отраженная мощность, рассчитываемая по формуле (8), α — весовой коэффициент.

Результаты оптимизации профиля рупора

При оптимизации нерегулярный участок профиля рупора $b_v(T)$ задавался следующей многопараметрической функцией:

$$b_v = b_0 + (b_L - b_0) \cdot P_5(T) + D_v(T) \quad (23)$$

Здесь $T = (z - z_0) / L_v$, z_0 , L_v — начало и длина нерегулярного участка. Полином пятой степени $P_5(T) = T^3(10 - 15T + 6T^2)$ задает плавный монотонный переход с радиуса b_0 на b_L и обеспечивает непрерывность первой и второй производных в точках сопряжения с регулярными участками. Функция $D_v(T)$ определяет отклонение профиля от монотонного и задается в виде разложения по сдвигам стандартной финитной функции $\varphi_3(x)$, представляющей В-сплайн третьей степени [8]:

$$D_v(T) = \sum_{k=1}^K d_k^v \varphi_3[T \cdot (K+3) - k - 1], \quad \varphi_3(x) = \begin{cases} 0, & |x| \geq 2; \\ (2-x)^3/6, & 1 \leq x \leq 2; \\ [1 + 3(1-x) + 3(1-x)^2 - 3(1-x)^3]/6, & 0 \leq x \leq 1; \\ \varphi_3(-x), & x \leq 0 \end{cases}$$

Заметим, что при такой аппроксимации значения коэффициентов d_k^v соответствуют значениям $D_v((k+1)/(K+3))$, и при этом обеспечивается непрерывность второй производной.

Параметры d_k^v ($k=1..6$) подбирались из условия минимума целевой функции (22). Для сравнения рассчитывались характеристики рупора с монотонным изменением профиля ($D_v(T) = 0$).

На рис. 2 приведены характеристики рупора с плавным изменением профиля при $b_0 = 3$ (входное сечение нерегулярной части), $b_L = 8$ (выходное сечение нерегулярной части), $L_v = 10$ (длина нерегулярной части). На рис. 2,а представлены: 1 — профиль $b_v(T)$, 2...9 — нормированные амплитуды волн соответственно $E_{01}..E_{08}$. Как видно из рис.2,а, на выходе рупора велика амплитуда волны E_{02} : она равна амплитуде E_{01} -волны. В результате функция $G(\vartheta)$ оказывается многогорбой (рис. 2,б).

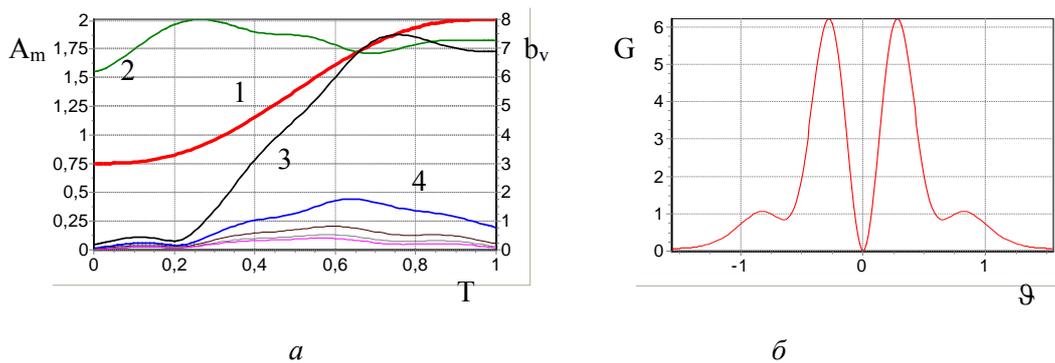


Рис. 2. Характеристики рупора с плавным изменением профиля

На рис. 3 приведены аналогичные результаты для тех же заданных параметров b_0 , b_L , L_v при минимизации $\sum_{m=2}^8 |A_m(L)|$ (рис. 3,а). Характеристика направленности $G(\vartheta)$ существенно улучшается (рис. 3,б).

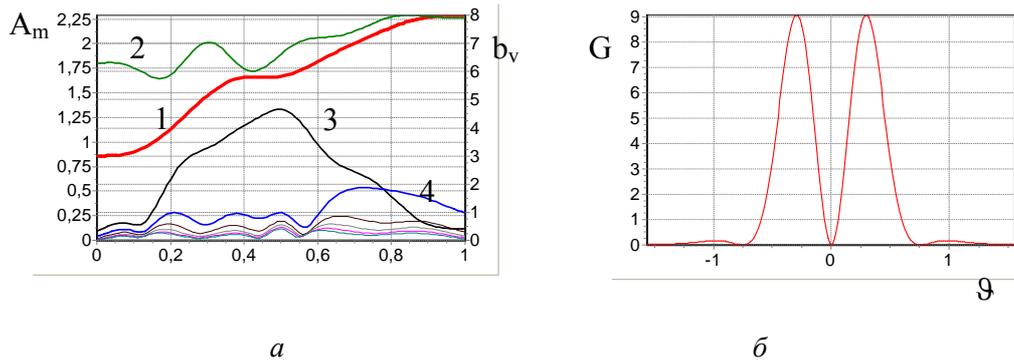


Рис. 3. Характеристики рупора с плавным изменением профиля при минимизации

Не следует, однако, считать, что минимизация модового состава на выходе рупора решает задачу оптимизации $G(g)$. На рис. 4 приведены результаты прямой оптимизации $G(g)$: распределение $G(g)$ улучшено по сравнению с предыдущим решением (рис. 4,б), однако модовый состав на выходе рупора весьма сложный (рис. 4,а).

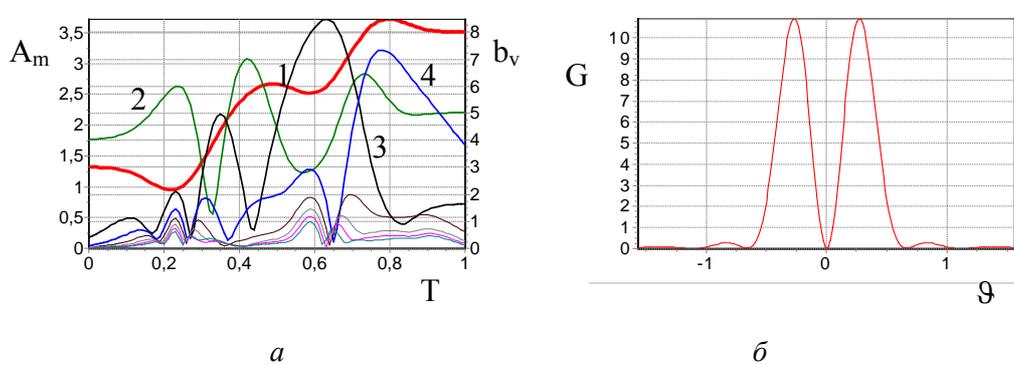


Рис. 4. Характеристики рупора с прямой оптимизацией

Увеличение выходного сечения и длины нерегулярной части рупора должно приводить к улучшению (сжатию) функции $G(g)$. Для подтверждения этого был рассчитан и оптимизирован вариант рупора с $b_0 = 3$, $b_L = 10$, $L_v = 14,07$. На рис. 5 представлены характеристики этого варианта с плавным изменением профиля, на рис. 6 — с оптимизированным по минимуму модового состава на выходе профилем. Очевидны улучшения $G(g)$ в том и другом случае. В оптимальном варианте $G_{max}=13,5$. Во всех вариантах отраженная мощность (P_{01}^-) не превосходит 0,2 % от P_{01}^+ .

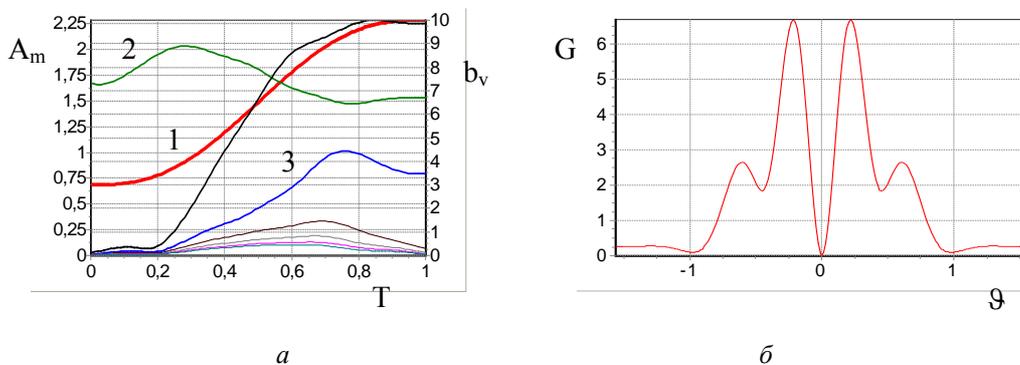


Рис. 5. Характеристики рупора с прямой оптимизацией

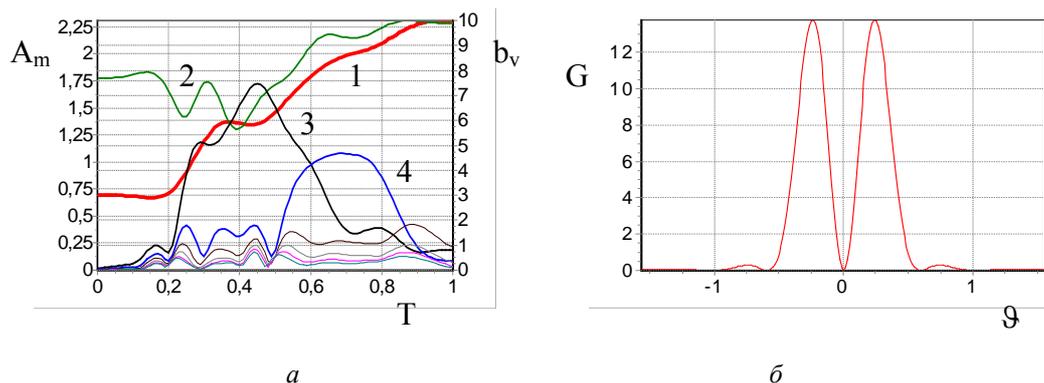


Рис. 6. Характеристики варианта рупора с оптимизированным по минимуму модового состава на выходе профилем

Заключение

Приведенные результаты указывают на эффективность предложенного метода оптимизации профиля нерегулярного рупора на E_{0m} -волнах круглого волновода. Одновременно следует отметить существенную роль высших мод в формировании диаграммы направленности рупора. Управление модовым составом на выходе рупора позволяет существенно улучшить характеристику направленности $G(\vartheta)$ рупора.

THE SIMULATION AND OPTIMIZATION METHODS OF A HORN ON CIRCLE WAVEGUIDE E_{0m} -WAVE PROFILE

A.A. KURAYEV, A.K. SINITSYN

Abstract

The problem of a finding of a profile of a horn providing required mode structure in aperture and the optimum directional characteristic is formulated and solved.

Литература

1. Вайнштейн А.А. Электромагнитные волны. М., 1957.
2. Кюн Р. Микроволновые антенны. Л., 1967.
3. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М., 1986.
4. Гуринович А.Б., Кураев А.А., Синицын А.К. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2000. Т. 5, № 6. С. 11–16.
5. Батура М.П., Кураев А.А., Луцицкая И.В., Синицын А.К. // Доклады БГУИР. 2004. № 4. С. 26–36.
6. Батура М.П., Кураев А.А., Синицын А.К. // Материалы 14-й Междунар. конф. "СВЧ техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь, 2004. С. 175–179.
7. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Синицын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. Мн., 2004.
8. Марчук Г.И., Агошков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. М., 1981.