

УДК 621.372.8

ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИЕ ФИЛЬТРЫ НА L-ГРЕБНЕВЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

В. В. Земляков, Г. Ф. Заргано*

Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Решена задача электродинамического анализа и синтеза полосно-пропускающих фильтров на прямоугольных волноводах с гребнями сложной L-образной формы. Критические волновые числа и компоненты электромагнитного поля рассчитывались методом частичных областей с учётом особенности электромагнитного поля на металлических рёбрах. В качестве прототипа использована модель фильтра на запердельных волноводах и аппроксимация его амплитудно-частотной характеристики полиномами Чебышева. Приведены примеры синтеза узкополосных фильтров с входом на прямоугольном волноводе и H-волноводе. Рассмотрены преимущества применения в фильтре нового типа волновода сложного сечения, в частности появление частоты полного отражения (антирезонанса) в полосе заграждения фильтра, благодаря которому удаётся существенно расширить её и увеличить в ней уровень затухания.

ВВЕДЕНИЕ

Полосно-пропускающие фильтры волноводного исполнения широко используются в современной технике сантиметровых и миллиметровых электромагнитных волн. Несмотря на большие размеры и жёсткость конструкции, они сохраняют лидирующие позиции в устройствах, требующих высокой добротности, малых потерь и отсутствия излучения [1, 2].

Волноводные фильтры, как правило, формируются либо с помощью резонансных диафрагм или штырей, либо с использованием объёмных резонаторов, ограниченных плоскопоперечными неоднородностями, такими как тонкие диафрагмы, сдвиги и стыки волноводов с различными поперечными сечениями [3]. Резонаторы фильтров соединяются между собой как непосредственно (в основном в случае тонких диафрагм), так и с помощью инверторов сопротивления, т. е. четвертьволновых участков и участков запердельных волноводов. Применение запердельных волноводов (т. е. волноводов с критической частотой выше рабочей частоты фильтра) в качестве инверторов сопротивления позволяет уменьшить размеры фильтров, а также расширить полосу заграждения и увеличить уровень затухания в ней [4].

Чтобы уменьшить поперечные размеры, а также расширить рабочую полосу частот волноводных устройств, применяют волноводы со сложным поперечным сечением, наиболее популярными из которых являются П- и H-волноводы, называемые также гребневыми волноводами [5]. В таких волноводах частотная полоса одномодового режима расширяется в полтора-два раза, а их поперечные размеры на 20÷30% меньше аналогичных величин для обычных волноводов. При построении фильтров на П- и H-волноводах в качестве участков запердельного волновода может применяться прямоугольный волновод того же поперечного сечения [2, 4].

Техника построения селективных устройств на волноводах со сложным сечением (как для повышения добротности фильтров, так и для расширения полосы заграждения) может развиваться за счёт использования волноводов со сложными гребнями, например с гребнями L-образной формы [6]. Однако разработка эффективных методик электродинамического анализа и синтеза фильтров на таких волноводах требует высокоточного расчёта их модовых характеристик —

*vvezem@yandex.ru

критических волновых чисел и компонент электромагнитного поля. Такую задачу можно решить с применением метода частичных областей с учётом особенности электромагнитного поля на ребре [7, 8].

В данной работе проводится электродинамический анализ и синтез полосно-пропускающих фильтров на прямоугольных волноводах с двумя центрально-симметричными L-гребнями. Рассматриваются особенности и свойства новой структуры, а также перспективы применить её для создания частотно-селективных устройств.

1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ L-ГРЕБНЕВОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Подробное решение данной задачи для H - и E -волн представлено в работе [7], поэтому ограничимся здесь рассмотрением решения только для H -волн и анализом ключевых свойств данной структуры. В соответствии с методом частичных областей с учётом особенности поля на ребре разбиваем область поперечного волновода (рис. 1) на семь частичных прямоугольных областей. В каждой частичной области ищем решение двумерного уравнения Гельмгольца для H -волн в виде рядов с неопределёнными коэффициентами по собственным функциям частичных областей:

$$H_{zq}(x, y) = \sum_{m=0}^M X_{mq}(x - \varphi_q) \times \left[A_{mq}^{(1)} Y_{mq}^{(1)}(y - \psi_q^{(1)}) + A_{mq}^{(2)} Y_{mq}^{(2)}(y - \psi_q^{(2)}) \right], \quad (1)$$

где $q = 1 \div 7$ — номер частичной области, для частичных областей с $q = 1, 4, 5, 7$ коэффициенты $A_{mq}^{(2)} = 0$.

Собственные функции для всех частичных областей в соответствии с граничными условиями имеют следующий вид:

$$X_{mq}(x) = \sqrt{(2 - \delta_{0m})/\nu_q} \cos[k_{xq}(x - \varphi_q)], \quad k_{xq} = n\pi/\nu_q, \\ Y_{mq}^{(1)}(y) = \cos[k_{yq}(y - \psi_q^{(1)})], \quad Y_{mq}^{(2)}(y) = \cos[k_{yq}(y - \psi_q^{(2)})], \quad k_{yq} = \sqrt{k_c^2 - k_{xq}^2}, \quad (2)$$

где $k_c = 2\pi/\lambda_c$, λ_c — критическая длина волны, ν_q — один из размеров частичной области (см. табл. 1 и рис. 1), δ_{0m} — символ Кронекера.

Неизвестные коэффициенты $A_{mq}^{(1)}$ и $A_{mq}^{(2)}$ разложения (1) определяются через неизвестные функции $f_i(x) = \partial H_z(x, y)/\partial y \sim E_x(x, y)$, заданные на всех линиях раздела частичных областей, где $i = 1 \div 6$. Из условия непрерывности компоненты $H_{zq}(x, y)$ на линиях раздела частичных областей $y = h$, $y = h + p$, $y = h + p + c$, $y = h + p + c + l$ получаем систему интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода относительно неизвестных функций f_i с ядрами, имеющими логарифмическую особенность.

Полученную систему интегральных уравнений решаем методом Галёркина с учётом особенностей поведения электромагнитного поля на острых рёбрах граничной поверхности волновода. Представляем неизвестные функции $f_i(x)$ в виде разложения в ряд с неизвестными коэффициентами по полной и ортогональной системе функций с весовым множителем, учитывающим

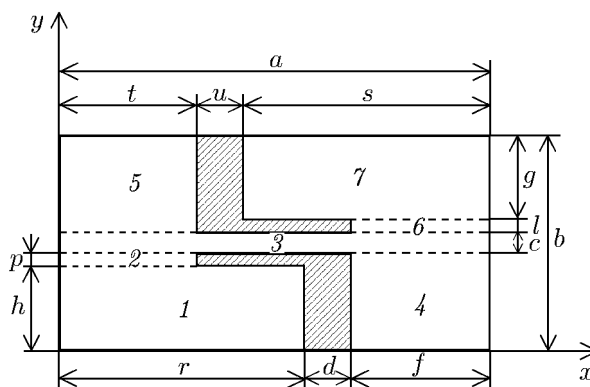


Рис. 1. Поперечное сечение прямоугольного волновода с двумя L-гребнями и с частичными областями 1 ÷ 7

Таблица 1. Переменные величины для частичных областей (q) и смежных границ (i)

q	φ_q	$\psi_q^{(1)}$	$\psi_q^{(2)}$	ν_q	η_i	τ_i	i
1	0	0	0	r	0	t	1
2	0	h	$h + p$	t	0	t	2
3	0	$h + p$	$h + p + c$	a	a	f	3
4	a	0	0	f	0	t	4
5	0	b	b	t	a	f	5
6	a	$h + p + c$	$h + p + c + l$	f	a	f	6
7	a	b	b	s	—	—	—

особенность на соответствующем ребре:

$$f_i(x) = \sum_{n=0}^N U_n^{(i)} [1 - (x - \eta_i)^2 / \tau_i^2]^{-1/3} C_{2n}^{(1/6)} [(x - \eta_i) / \tau_i], \tag{3}$$

где $U_n^{(i)}$ — неизвестные коэффициенты разложения, $C_{2n}^{(1/6)}$ — чётные полиномы Гёгенбауэра.

В табл. 1 приведены переменные величины для частичных областей и неизвестных функций, входящие в формулы (1), (2) и (3).

В результате получаем однородную систему линейных алгебраических уравнений, имеющую в матричном виде блочную структуру:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^N (U_n^{(1)} D_{nj}^{(11)} + U_n^{(2)} D_{nj}^{(12)}) = 0, \\ & \sum_{n=0}^N (U_n^{(1)} D_{nj}^{(21)} + U_n^{(2)} D_{nj}^{(22)} + U_n^{(3)} D_{nj}^{(23)} + U_n^{(4)} D_{nj}^{(24)} + U_n^{(5)} D_{nj}^{(25)}) = 0, \\ & \sum_{n=0}^N (U_n^{(2)} D_{nj}^{(32)} + U_n^{(3)} D_{nj}^{(33)} + U_n^{(4)} D_{nj}^{(34)} + U_n^{(5)} D_{nj}^{(35)}) = 0, \\ & \sum_{n=0}^N (U_n^{(2)} D_{nj}^{(42)} + U_n^{(3)} D_{nj}^{(43)} + U_n^{(4)} D_{nj}^{(44)} + U_n^{(5)} D_{nj}^{(45)}) = 0, \\ & \sum_{n=0}^N (U_n^{(2)} D_{nj}^{(52)} + U_n^{(3)} D_{nj}^{(53)} + U_n^{(4)} D_{nj}^{(54)} + U_n^{(5)} D_{nj}^{(55)} + U_n^{(6)} D_{nj}^{(56)}) = 0, \\ & \sum_{n=0}^N (U_n^{(5)} D_{nj}^{(65)} + U_n^{(6)} D_{nj}^{(66)}) = 0, \end{aligned} \tag{4}$$

где $j = 0, 1, 2, \dots, N$.

Матричные элементы системы уравнений (4) после подстановки собственных функций частичных областей (2) и выполнения соответствующих преобразований имеют следующий вид:

$$D_{nj}^{(11)} = -R_{nj}^H \left[\sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x1}}) t^{5/3} \operatorname{ctg}(k_{y1} h)}{r k_{y1}} W_n(k_{x1} t) W_j(k_{x1} t) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x2}}) t^{2/3} \operatorname{ctg}(k_{y2} p)}{k_{y2}} W_n(k_{x2} t) W_j(k_{x2} t) \Big]; \\
D_{nj}^{(12)} &= R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x2}}) t^{2/3}}{k_{y2} \sin(k_{y2} p)} W_n(k_{x2} t) W_j(k_{x2} t), \quad D_{nj}^{(21)} = D_{nj}^{(12)}; \\
D_{nj}^{(22)} &= -R_{nj}^H \left[\sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x2}}) t^{2/3} \operatorname{ctg}(k_{y2} p)}{k_{y2}} W_n(k_{x2} t) W_j(k_{x2} t) + \right. \\
& \quad \left. + \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) t^{5/3} \operatorname{ctg}(k_{y3} c)}{ak_{y3}} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t) \right]; \\
D_{nj}^{(23)} &= R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) (-1)^m f^{5/6} t^{5/6} \operatorname{ctg}(k_{y3} c)}{ak_{y3}} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t), \quad D_{nj}^{(32)} = D_{nj}^{(23)}; \\
D_{nj}^{(24)} &= R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) t^{5/3}}{ak_{y3} \sin(k_{y3} c)} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t), \quad D_{nj}^{(42)} = D_{nj}^{(24)}; \\
D_{nj}^{(25)} &= -R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) (-1)^m f^{5/6} t^{5/6}}{ak_{y3} \sin(k_{y3} c)} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t), \quad D_{nj}^{(52)} = D_{nj}^{(25)}; \\
D_{nj}^{(33)} &= -R_{nj}^H \left[\sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) f^{5/3} \operatorname{ctg}(k_{y3} c)}{ak_{y3}} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t) + \right. \\
& \quad \left. + \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x4}}) f^{2/3} \operatorname{ctg}[k_{y4} (h + p)]}{k_{y4}} W_n(k_{x4} t) W_j(k_{x4} t) \right]; \\
D_{nj}^{(34)} &= -R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) (-1)^m f^{5/6} t^{5/6}}{ak_{y3} \sin(k_{y3} c)} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t), \quad D_{nj}^{(43)} = D_{nj}^{(34)}; \\
D_{nj}^{(35)} &= R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) f^{5/3}}{ak_{y3} \sin(k_{y3} c)} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t), \quad D_{nj}^{(53)} = D_{nj}^{(35)}; \\
D_{nj}^{(44)} &= -R_{nj}^H \left\{ \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) t^{5/3} \operatorname{ctg}(k_{y3} c)}{ak_{y3}} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t) + \right. \\
& \quad \left. + \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x5}}) t^{2/3} \operatorname{ctg}[k_{y5} (b - p - h - c)]}{k_{y5}} W_n(k_{x5} t) W_j(k_{x5} t) \right\}; \\
D_{nj}^{(45)} &= R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x3}}) (-1)^m f^{5/6} t^{5/6} \operatorname{ctg}(k_{y3} c)}{ak_{y3}} W_n(k_{x5} t) W_j(k_{x3} t), \quad D_{nj}^{(52)} = D_{nj}^{(25)}; \\
D_{nj}^{(55)} &= -R_{nj}^H \left[\sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x5}}) f^{5/3} \operatorname{ctg}(k_{y3} c)}{ak_{y3}} W_n(k_{x3} t) W_j(k_{x3} t) + \right. \\
& \quad \left. + \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x6}}) f^{2/3} \operatorname{ctg}(k_{y6} l)}{k_{y6}} W_n(k_{x6} t) W_j(k_{x6} t) \right];
\end{aligned}$$

$$D_{nj}^{(56)} = R_{nj}^H \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x6}}) f^{2/3}}{k_{y6} \sin(k_{y6}l)} W_n(k_{x6}f) W_j(k_{x6}f), \quad D_{nj}^{(65)} = D_{nj}^{(56)};$$

$$D_{nj}^{(66)} = -R_{nj}^H \left[\sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x6}}) f^{2/3}}{k_{y6} \sin(k_{y6}l)} W_n(k_{x6}f) W_j(k_{x6}f) + \right. \\ \left. + \sum_{m=0}^M \frac{(2 - \delta_{0k_{x7}}) f^{5/3} \operatorname{ctg}(k_{y7}g)}{sk_{y7}} W_n(k_{x7}f) W_j(k_{x7}f) \right]; \quad (5)$$

$$W_n(k_{xq}e) = J_{2n+1/6}(k_{xq}e)/k_{xq}^{1/6}, \quad W_j(k_{xq}e) = J_{2n+1/6}(k_{xq}e)/k_{xq}^{1/6}, \quad R_{nj}^H = K^H T_n^H T_j^H,$$

$$K^H = \pi^2/[2^{1/3}\Gamma^2(1/6)], \quad T_n^H = (-1)^n \Gamma(2n + 1/3)/(2n)!, \quad T_j^H = (-1)^j \Gamma(2j + 1/3)/(2j)!,$$

где $J_{2n+1/6}(k_{xq}e)$ — функция Бесселя 1-го рода, e — линейный размер (свой для каждой частичной области), Γ — гамма-функция.

Приравнявая определитель однородной системы линейных алгебраических уравнений (4) к нулю, получаем трансцендентное уравнение для определения нормированных критических волновых чисел $k_c a$ для H -волн.

Неизвестные коэффициенты $U_n^{(i)}$ с точностью до постоянного множителя определялись из решения неоднородной системы линейных алгебраических уравнений, которую получали из системы (4), отбрасывая первое уравнение и перенося первый столбец в правую часть системы. Постоянный множитель находился из условия нормировки мощности падающей волны в поперечном сечении волновода.

Для анализа нескольких основных характеристик исследуемого типа волноводов используем L -гребневый волновод с относительными размерами $b/a = 0,5$; $d/a = u/a = 0,1$; $f/a = t/a = 0,325$; $r/a = s/a = 0,575$; $h/a = l/a = 0,025$; $c/a = 0,05$; $g/a = h/a = 0,2$ (см. рис. 1).

На рис. 2 приведены зависимости нормированных критических волновых чисел $k_c a$ для первых четырёх H -волн от ширины зазора c/a между L -гребнями волновода. Как видно, полоса одномодового режима работы сужается с расширением зазора между гребнями, а критические волновые числа второй и третьей моды остаются практически постоянными. При одновременном изменении размеров $f/a = t/a$ исследуемого волновода (рис. 3) для первых шести H -волн видно, что волновое число $k_c a$ для основной волны незначительно возрастает с уменьшением ширины L -гребней. При этом полоса пропускания в одномодовом режиме монотонно расширяется. Изменяется также модовый порядок в спектре H -волн. Так, например, в интервале $f/a = t/a > 0,3$ третья H -мода оказывается второй по волновому числу $k_c a$, а в интервале $f/a = t/a < 0,32$ пятая H -мода оказывается четвёртой.

На рис. 4 представлены картины электрических полей в поперечном сечении исследуемого волновода в критическом режиме для первых четырёх H -волн. Из неё видно, что электрическое поле основной волны волновода практически полностью сосредоточено в зазоре между гребнями и имеет однородную структуру. Электрическое поле второй и третьей мод, наоборот, полностью вытеснено из этого зазора и концентрируется в боковых областях волновода. Картины электрических полей у этих волн отличаются только чётной и нечётной симметрией силовых линий относительно центра волновода.

Таким образом, проведённый электродинамический анализ прямоугольного волновода с двумя центрально-симметричными L -гребнями и рассчитанные критические волновые числа и компоненты электромагнитного поля H - и E -волн позволяют использовать данную структуру в качестве базового элемента, чтобы построить новый тип полосно-пропускающих фильтров на запердельных волноводах.

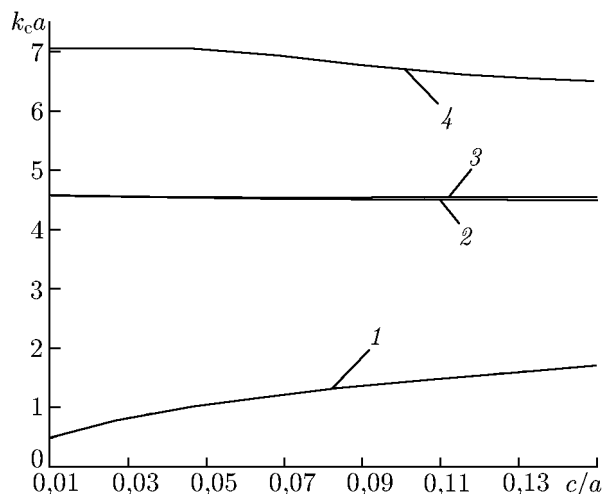


Рис. 2. Зависимости нормированных критических волновых чисел первых четырёх H -волн (кривые 1–4) от ширины зазора между L -гребнями прямоугольного волновода

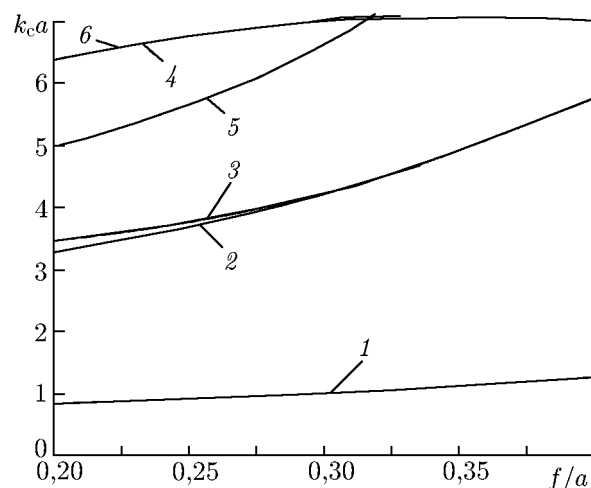


Рис. 3. Зависимость нормированных критических волновых чисел первых шести H -волн (кривые 1–6) от размеров $f/a = t/a$ гребней

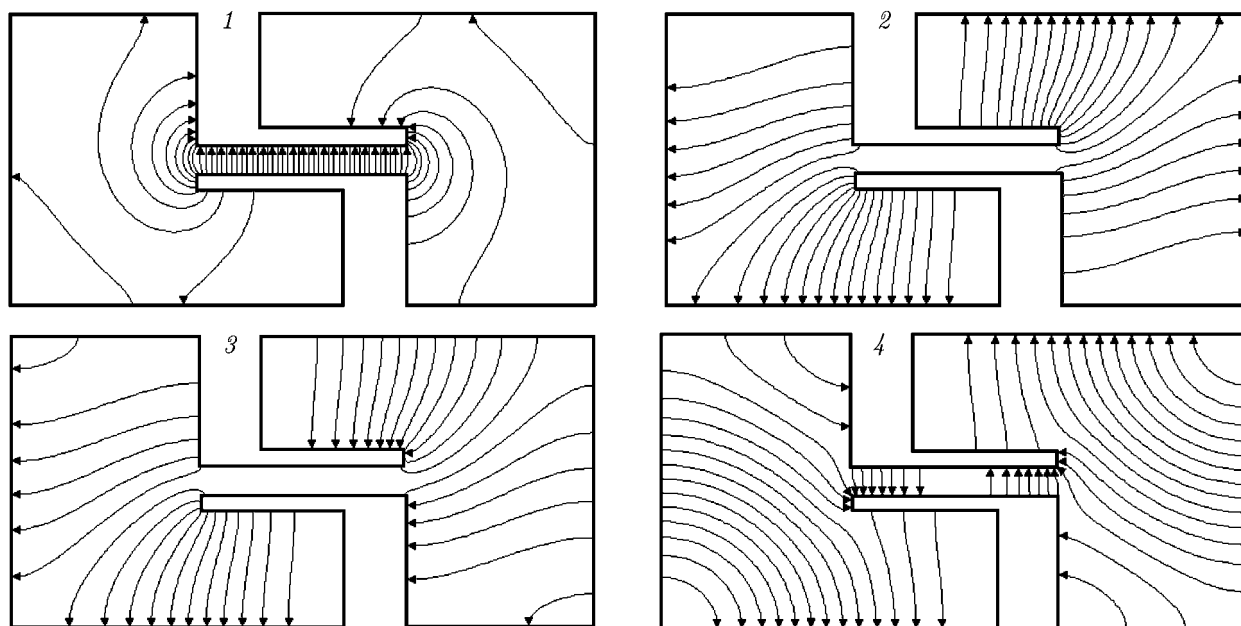


Рис. 4. Картины электрического поля первых четырёх H -волн в поперечном сечении прямоугольного волновода с двумя L -гребнями

2. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПЛОСКОПОПЕРЕЧНЫХ СТЫКОВ ВОЛНОВОДОВ СО СЛОЖНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ

Как было сказано ранее, при построении фильтра на волноводах со сложными сечениями роль запредельного волновода играет прямоугольный волновод того же поперечного сечения. Таким образом, базовой неоднородностью в структуре исследуемого фильтра является стык полого прямоугольного волновода и прямоугольного волновода с двумя металлическими L -гребнями. При падении основной волны на такую неоднородность полное электрическое поле в возбуждающем

(I) и возбуждаемом (II) волноводах является суперпозицией электрического поля основной волны и электрических полей нераспространяющихся высших типов H - и E -волн, возбуждаемых вблизи неоднородности [3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^I(x, y, z) &= \mathbf{E}_1^{Ih}(x, y) \exp(-j\gamma_1^{Ih} z) + r_1^{Ih} \mathbf{E}_1^{Ih}(x, y) \exp(j\gamma_1^{Ih} z) + \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} r_n^{Ih} \mathbf{E}_n^{Ih}(x, y) \exp(j\gamma_n^{Ih} z) + \sum_{k=1}^{\infty} r_k^{Ie} \mathbf{E}_k^{Ie}(x, y) \exp(j\gamma_k^{Ie} z), \\ \mathbf{E}^{II}(x, y, z) &= t_1^{IIh} \mathbf{E}_1^{IIh}(x, y) \exp(-j\gamma_1^{IIh} z) + \sum_{n=2}^{\infty} t_n^{IIh} \mathbf{E}_n^{IIh}(x, y) \exp(j\gamma_n^{IIh} z) + \\ &+ \sum_{k=1}^{\infty} t_k^{IIe} \mathbf{E}_k^{IIe}(x, y) \exp(j\gamma_k^{IIe} z), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathbf{E}_q^{ba}(x, y)$ — поперечная электрическая собственная векторная волна a -типа с порядковым номером $q = 1, 2, 3, \dots$ в волноводе $b = I, II$; индекс $a = h, e$ — означает принадлежность к классу H - или E -волн соответственно; $\gamma_q^{ba} = \sqrt{k^2 - k_{cq}^2}$ — постоянная распространения волны типа q ; k — волновое число в свободном пространстве; k_{cq} — критическое волновое число волны типа q . Временная зависимость выбрана в виде $\exp(j\omega t)$. Поперечные электрические собственные векторные функции для соответствующей волны волновода определяются на основе известных продольных электрических или магнитных компонент полей. В частности, для H -волн центрально-симметричного L -гребневого волновода они находятся из уравнения (1).

Коэффициенты отражения r_q^{ba} и прохождения t_q^{ba} всех волн находятся из условия равенства $\mathbf{E}^I(x, y) = \mathbf{E}^{II}(x, y) = \mathbf{E}(x, y)$ при $z = 0$ на апертуре неоднородности с учётом ортогональности собственных векторных функций волнопроводов:

$$\begin{aligned} 1 + r_1^{Ia} &= \int_s \mathbf{E}(x, y) \rho_1^{Ia} \mathbf{E}_1^{Ia}(x, y) ds, & r_q^{Ia} &= \int_s \mathbf{E}(x, y) \rho_q^{Ia} \mathbf{E}_q^{Ia}(x, y) ds, \\ t_q^{IIa} &= \int_s \mathbf{E}(x, y) \rho_q^{IIa} \mathbf{E}_q^{IIa}(x, y) ds, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\mathbf{E}(x, y)$ — неизвестное электрическое поле на апертуре s неоднородности. Интегрирование в выражениях (7) проводится только по апертуре s неоднородности, т. к. на металле $\mathbf{E}(x, y) = 0$.

Нормировочный множитель ρ_q^{ba} , с учётом ортогональности собственных векторных функций, даётся формулой

$$(\rho_q^{ba})^{-1} = \int_{s_b} \mathbf{E}_q^{ba}(x, y) \mathbf{E}_q^{ba}(x, y) ds. \quad (8)$$

Исходя из уравнений (6)–(8) и условия непрерывности векторного электрического поля на апертуре неоднородности, получаем интегральное уравнение, которое решаем методом Галёркина. Представляем неизвестное поперечное электрическое поле $\mathbf{E}(x, y)$ в отверстии s стыка в виде [3]

$$\mathbf{E}(x, y) = \sum_{i=1}^N V_i \mathbf{Q}_i(x, y), \quad (9)$$

где V_i — неизвестные коэффициенты разложения поля падающей волны, $\mathbf{Q}_i(x, y)$ — собственные векторные электрические ортонормированные функции в поперечном сечении, удовлетворяющие

граничным условиям на контуре апертуры стыка. В результате получаем систему линейных неоднородных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения V_i . Знание последних позволяет вычислить электрическое поле (9) на апертуре стыка.

Как известно, используя теорию цепей, можно представить плоскоперечную неоднородность в волноводе в виде многополюсника с числом входов и выходов, равным числу учитываемых волн. Такой многополюсник описывается нормированной обобщённой многоволновой матрицей рассеяния, которая может быть представлена в виде четырёхклеточной матрицы, связь между элементами которой и коэффициентами отражения и прохождения падающих на стык волн определяется соотношениями [2]

$$\begin{aligned} S_q^{(11)} &= \sqrt{\sigma_1^I / \sigma_q^I} r_q^{Ia}, & S_q^{(12)} &= \sqrt{\sigma_1^I / \sigma_q^I} t_q^{Ia}, \\ S_q^{(21)} &= \sqrt{\sigma_1^I / \sigma_q^I} t_q^{IIa}, & S_q^{(22)} &= \sqrt{\sigma_1^I / \sigma_q^I} r_q^{IIa}, \end{aligned} \tag{10}$$

где σ_q^b — волновое сопротивление линии b для q -й волны.

Используя формулы для матриц рассеяния каждого из соединяемых многополюсников, получаем матрицу рассеяния в случае каскадного соединения двух и более многополюсников. При этом, если плоскоперечные стыки располагаются близко друг от друга и соединяются короткими отрезками волноводов, то при рассмотрении взаимодействия соответствующих многополюсников нужно учитывать как распространяющиеся волны, так и высшие нераспространяющиеся волны.

3. СИНТЕЗ ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ НА ЗАПРЕДЕЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Инвертор сопротивлений в структуре фильтра является отрезком работающего в запердельном режиме полого прямоугольного волновода между двумя резонаторами на Л-гребневых прямоугольных волноводах и описывается матрицей S -параметров S_Σ каскадного соединения двух неоднородностей через участок регулярного волновода. С другой стороны, согласно теории цепей, такая структура может быть описана с помощью Т-образной эквивалентной схемы (рис. 5).

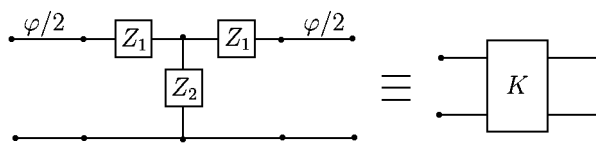


Рис. 5. Т-образная эквивалентная схема инвертора сопротивлений

Характеристики такой схемы связаны с элементами матрицы S -параметров соотношениями [1]

$$Z_1 = \frac{1 - S_\Sigma^{(12)} + S_\Sigma^{(11)}}{1 - S_\Sigma^{(11)} + S_\Sigma^{(12)}}, \quad Z_2 = \frac{2S_\Sigma^{(12)}}{(1 - S_\Sigma^{(11)})^2 - (S_\Sigma^{(12)})^2}. \tag{11}$$

Фазовый сдвиг $\varphi_{i,i+1}$ и коэффициент связи $K_{i,i+1}$ инвертора (где i — порядковый номер звена (резонатора) фильтра) могут быть рассчитаны по формулам работ [1, 4]

$$\varphi_{i,i+1} = -\arctg(2Z_2 + Z_1) - \arctg Z_1, \quad K_{i,i+1} = |\tg(\varphi/2 + \arctg Z_1)| \tag{12}$$

и зависят фактически от поперечного сечения Л-гребневого волновода и длины запердельного волновода $d_{i,i+1}^0$.

Для синтеза воспользуемся аппроксимацией Чебышева амплитудно-частотной характеристики фильтра. Фильтр на запердельных волноводах с полуволновыми резонаторами синтезируется в следующей последовательности.

- 1) Используя исходные данные для прототипа фильтра, определяем количество звеньев фильтра N и коэффициенты чебышевской аппроксимации $g_0, g_1, g_2, \dots, g_{N+1}$.
- 2) Определяем коэффициенты связи для инверторов сопротивлений:

$$K_{0,1} = K_{N,N+1} = \sqrt{\frac{\pi}{2} \frac{\delta\omega}{g_0 g_1}}, \quad K_{i,i+1} = \frac{\pi \delta\omega}{2 \sqrt{\frac{1}{g_i g_{i+1}}}}, \quad (13)$$

где $\delta\omega$ — относительная ширина полосы пропускания.

- 3) По полученным коэффициентам связи рассчитываем длины участков запредельного волновода $d_{i,i+1}^0$ и фазовые сдвиги $\varphi_{i,i+1}$.
- 4) Рассчитываем длины объёмных резонаторов:

$$d_i^L = \frac{\lambda_g}{2\pi} \left[\pi + \frac{\varphi_{i-1,i} + \varphi_{i,i+1}}{2} \right], \quad (14)$$

где λ_g — длина волны в L-гребневом волноводе.

При синтезе фильтра с четвертьволновыми резонаторами в формулах (13) и (14) необходимо заменить коэффициент π на $\pi/2$ [1, 4].

Характеристики фильтра, рассчитанного по данной методике, отличаются от заданных величин, как правило, не более чем на 5%. Дальнейшее уточнение может быть легко реализовано с помощью стандартных процедур многопараметрической оптимизации всего за несколько итерационных циклов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ СИНТЕЗА ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИХ ФИЛЬТРОВ

Рассмотрим результаты синтеза нескольких полосно-пропускающих фильтров на L-гребневых волноводах. В качестве входных волноводов будем использовать стандартный прямоугольный волновод. Поскольку критическая частота L-гребневого волновода существенно ниже, чем у прямоугольного, то непосредственно селективный участок структуры будет иметь почти в три раза меньшие поперечные размеры, чем входной прямоугольный волновод: $a_0/a = 2,967$, где a_0 — ширина входного прямоугольного волновода. На рис. 6 представлена структура трёхзвенного фильтра и зависимость модулей его S -параметров от нормированного волнового числа ka_0 , т. е. амплитудно-частотная характеристика фильтра. Данный фильтр является узкополосным с полосой пропускания 1%. При этом во всей рабочей полосе одномодового режима волновода паразитные полосы пропускания полностью отсутствуют. Характерной особенностью применения в структуре фильтра L-гребневого волновода является то, что резонатор на его основе обладает не только классической частотой полного пропускания (резонансом), но и частотой полного отражения (антирезонансом), попадающим как раз в полосу запираания. Благодаря этому, в полосе запираания удаётся получить рекордно низкие для волноводных фильтров уровни затухания более 100 дБ. Относительная длина полученного фильтра составила всего $L/a_0 = 1,0$ или $L/\lambda_0 = 0,7$, где λ_0 — центральная длина волны полосы его пропускания. Геометрические размеры этого и всех нижеописанных фильтров приведены в табл. 2. Ещё более узкополосный фильтр можно получить, используя пятизвенный прототип (рис. 7). В данном примере полоса пропускания составила 0,65%, а относительная длина $L/a_0 = 2,3$, или $L/\lambda_0 = 1,6$. Увеличение числа звеньев, естественно, привело к укрупнению амплитудно-частотной характеристики фильтра и ещё большему затуханию в полосе заграждения.

Для расширения рабочего диапазона данной селективной структуры в качестве входных волноводов можно использовать не прямоугольные, а H-волноводы. Пример такого фильтра при-

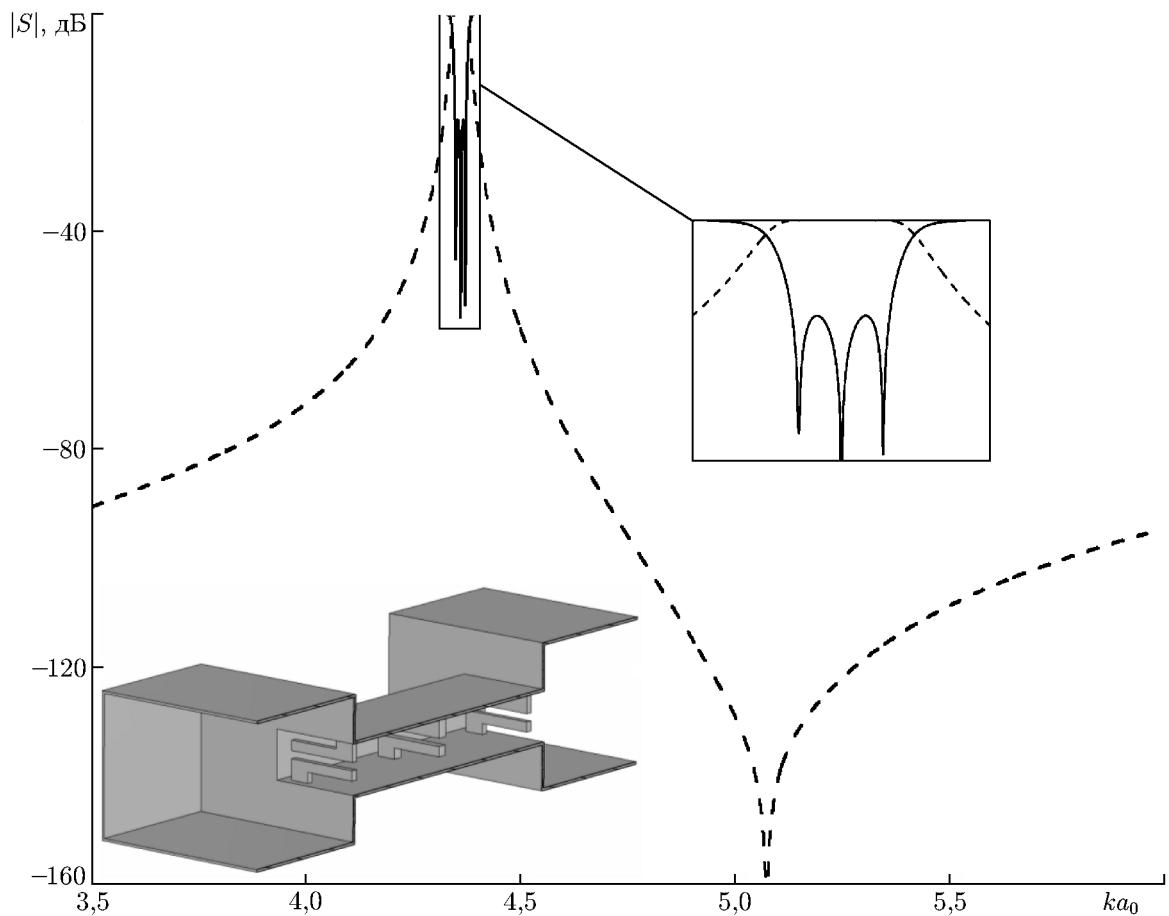


Рис. 6. Структура и амплитудно-частотная характеристика трёхзвенного фильтра на L-гребневых волноводах с прямоугольными волноводами на входе и выходе; сплошная линия — $|S^{(11)}|$, пунктир — $|S^{(21)}|$

Таблица 2. Геометрические размеры полосно-пропускающих фильтров на L-гребневых волноводах

Рисунок	b/a	$f/a = t/a$	c/a	$d_{0,1}^0/a$	$d_{1,2}^0/a$	$d_{2,3}^0/a$	d_1^L/a	d_2^L/a	d_3^L/a
Рис. 6	0,526	0,109	0,085	0,093	1,283	—	0,065	0,103	—
Рис. 7	0,526	0,127	0,085	0,164	1,411	1,489	0,123	0,159	0,159
Рис. 8	0,544	0,109	0,085	0,472	1,531	—	0,103	0,105	—
$d/a = u/a = 0,210; p/a = l/a = 0,105$									

ведён на рис. 8. Благодаря применению H-волновода, рабочая полоса была увеличена в полтора раза при сохранении всех характерных особенностей амплитудно-частотной характеристики фильтра. Отметим, что для реализации такого фильтра необходимо дополнительно анализировать стык прямоугольного и H-волновода. Решение такой задачи представлено нами, например, в работах [2, 3].

Все представленные результаты синтеза проверялись с помощью прямых численных методов, и расхождение результатов не превышало 0,5%.

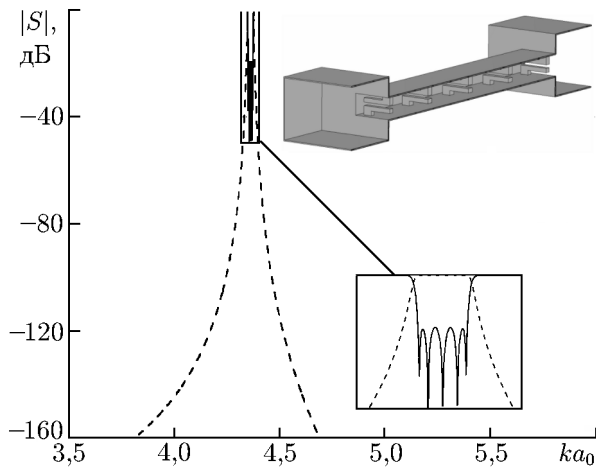


Рис. 7. Структура и амплитудно-частотная характеристика пятизвенного фильтра на L-гребневых волноводах с прямоугольными волноводами на входе и выходе; сплошная линия — $|S^{(11)}|$, пунктир — $|S^{(21)}|$

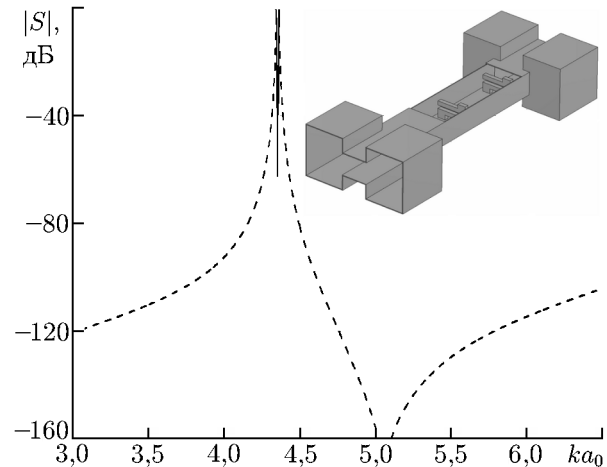


Рис. 8. Структура и амплитудно-частотная характеристика трёхзвенного фильтра на L-гребневых волноводах с H-волноводами на входе и выходе; сплошная линия — $|S^{(11)}|$, пунктир — $|S^{(21)}|$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе представлены результаты электродинамического анализа и синтеза полосно-пропускающих фильтров на прямоугольных волноводах с двумя L-гребнями. Критические волновые числа и выражения для компонент электромагнитного поля нового типа волноводов с сложными сечениями получены с помощью метода частичных областей с учётом особенности электромагнитного поля на ребре. В качестве фильтров-прототипов использованы фильтры на запердельных волноводах с чебышевской аппроксимацией амплитудно-частотной характеристики. Представленные фильтры являются узкополосными и обладают очень высоким уровнем затухания в полосе запираания благодаря наличию частоты полного отражения (антирезонанса) в частотной характеристике резонаторов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 12-07-31003-мол_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. М.: Связь, 1972. Т. 1. С. 443.
2. Земляков В. В. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2012. № 6. С. 71.
3. Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Синявский Г. П. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 55, № 4. С. 401.
4. Nanan J.-C., Tao J.-W., Baudrand H., Theron B. // IEEE Trans. Microwave Theory Techniques. 1991. V. 39, No. 12. P. 2192.
5. Заргано Г. Ф., Ляпин В. П., Михалевский В. С. и др. Волноводы сложных сечений. М.: Радио и связь, 1986. 124 с.
6. Saha P. K., Guha D. // IEEE Trans. Microwave Theory Techniques. 1992. V. 40, No. 4. P. 777.
7. Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Кривоустенко В. В. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 3. С. 285.

8. Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Кривопустенко В. В. // Международная научно-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения», г. Саратов, 2012. С. 134.

Поступила в редакцию 17 сентября 2013 г.; принята в печать 14 октября 2013 г.

BAND-PASS FILTERS BASED ON L-RIDGED RECTANGULAR WAVEGUIDES

V. V. Zemlyakov and G. F. Zargano

We solve the problem of electrodynamic analysis and synthesis of band-pass filters based on rectangular waveguides which contain ridges of a complex L-like shape. Critical wave numbers and components of the electromagnetic field were calculated by the partial region method allowing for the singularity of the electromagnetic field on metal ribs. As a prototype, the model of a filter based on evanescent waveguides was used, as well as an approximation of its amplitude-frequency characteristic by the Chebyshev polynomials. Examples of synthesis of narrow-band filters with inputs based on a rectangular waveguide and an H-waveguide are presented. Advantages of using of a novel waveguide with a complex cross section in the filter are considered, specifically, appearance of a total reflection frequency (anti-resonance) in the filter attenuation band, which allows one to expand this band significantly and increase the attenuation level in it.