

УДК 621.372.822

E-ПЛОСКОСТНОЕ СТУПЕНЧАТОЕ СОЧЛЕНЕНИЕ ЧАСТИЧНО И ПОЛНОСТЬЮ ЗАПОЛНЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОМ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Х. Л. Гарб, А. В. Крылов, С. Д. Шулика

Методом Галеркина с учетом особенностей поля на ребре рассчитаны элементы матрицы рассеяния сочленения частично и полностью заполненных диэлектриком прямоугольных волноводов разной высоты.

Волноводы, частично или полностью заполненные диэлектриком, находят применение в ряде устройств техники СВЧ [1]. При их проектировании необходимо знать матрицу рассеяния сочленения волноводов, отличающихся размерами либо заполнением. В работах [2-5] исследуется дифракция E - и H -волн на диэлектрической ступеньке в волноводе. Целью настоящей работы является решение задачи дифракции основной волны вида LM на скачке высоты прямоугольных одномодовых волноводов—частично и полностью заполненных диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ (рис. 1). Результаты решения этой задачи могут быть использованы, например, при проектировании гофрированных волноводных фильтров с диэлектрическим заполнением.

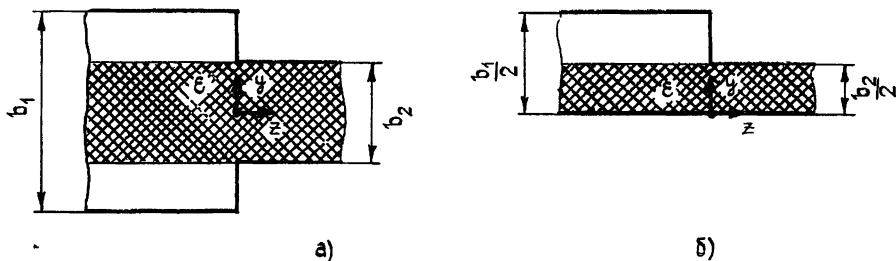


Рис. 1.

В силу симметрии устройства a (рис. 1) относительно плоскости $y = 0$ и свойств четности основной волны неоднородности a и b имеют одинаковые матрицы рассеяния. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать неоднородность b .

Пусть из $z = -\infty$ падает основная LM -волна. Так как рассматриваемое препятствие однородно вдоль оси x (ось x направлена перпендикулярно плоскости чертежа на рис. 1), рассеянные поля будут иметь такую же зависимость от x , что и падающая волна. Электромагнитное поле будем выражать через два векторных потенциала $a_y A_y$ и $a_y F_y$ [1] (a_y —единичный вектор в направлении оси y):

$$\begin{aligned} A_y(x, y, z) &= A(y, z) \sin(\alpha x), \\ F_y(x, y, z) &= F(y, z) \cos(\alpha x), \quad \alpha = \pi/a, \end{aligned} \tag{1}$$

где a — ширина волноводов.

Искомые потенциалы при $z < 0$ представим в виде*

$$A(y, z) = \varphi_0^e(y) \exp(ik_0^e z) + \sum_{n=0}^{\infty} R_n^e \varphi_n^e(y) \exp(-ik_n^e z), \quad (2)$$

$$F(y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} R_n^h \varphi_n^h(y) \exp(-ik_n^h z), \quad z < 0.$$

Здесь R_n^p — неизвестные амплитуды рассеянных влево волн, индекс $p = e, h$ указывает, что соответствующая волна имеет ненулевую $E_y(H_y)$ -компоненту электромагнитного поля, k_n^e и k_n^h — постоянные распространения LM_n - и LE_n -волн частично заполненного волновода, $\varphi_n^p(y)$ — собственные функции слоистого волновода,

$$\varphi_n^e(y) = C_n^e \begin{cases} \cos(\beta_{2n}^e y) / \cos(\beta_{2n}^e d_2), & 0 \leq y \leq d_2 \\ \cos(\beta_{1n}^e (d - y)) / \cos(\beta_{1n}^e d_1), & d_2 \leq y \leq d \end{cases}; \quad (3)$$

$$\varphi_n^h(y) = C_n^h \begin{cases} \sin(\beta_{2n}^h y) / \sin(\beta_{2n}^h d_2), & 0 \leq y \leq d_2 \\ \sin(\beta_{1n}^h (d - y)) / \sin(\beta_{1n}^h d_1), & d_2 \leq y \leq d \end{cases}. \quad (4)$$

где $d_2 = b_2/2$, $d = b_1/2$, $d_1 = d - d_2$, а $\beta_{1n}^p, \beta_{2n}^p$ являются корнями трансцендентных уравнений

$$\beta_{1n}^e \operatorname{tg}(\beta_{1n}^e d_1) + \beta_{2n}^e \varepsilon^{-1} \operatorname{tg}(\beta_{2n}^e d_2) = 0, \quad (1 - \varepsilon) k^2 + (\beta_{2n}^e)^2 - (\beta_{1n}^e)^2 = 0; \quad (5)$$

$$\beta_{1n}^h \operatorname{ctg}(\beta_{1n}^h d_1) + \beta_{2n}^h \operatorname{ctg}(\beta_{2n}^h d_2) = 0, \quad (1 - \varepsilon) k^2 + (\beta_{2n}^h)^2 - (\beta_{1n}^h)^2 = 0, \quad (6)$$

k — постоянная распространения в свободном пространстве. Постоянные C_n^p определены из условий ортонормированности функций φ_n^p

$$\int_0^d dy \frac{\varphi_n^e(y) \varphi_m^e(y)}{\varepsilon(y)} = \delta_{nm}, \quad \varepsilon(y) = \begin{cases} \varepsilon, & 0 \leq y \leq d_2 \\ 1, & d_2 < y \leq d \end{cases} \quad (7)$$

$$\int_0^d dy \varphi_n^h(y) \varphi_m^h(y) = \delta_{nm}$$

и равны

$$C_n^e = \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{d_1}{\cos^2(\beta_{1n}^e d_1)} + \frac{\operatorname{tg}(\beta_{1n}^e d_1)}{\beta_{1n}^e} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\varepsilon} \left[\frac{d_2}{\cos^2(\beta_{2n}^e d_2)} + \frac{\operatorname{tg}(\beta_{2n}^e d_2)}{\beta_{2n}^e} \right] \right\}^{-1/2}; \quad (8)$$

$$C_n^h = \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{d_1}{\sin^2(\beta_{1n}^h d_1)} - \frac{\operatorname{ctg}(\beta_{1n}^h d_1)}{\beta_{1n}^h} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left[\frac{d_2}{\sin^2(\beta_{2n}^h d_2)} - \frac{\operatorname{ctg}(\beta_{2n}^h d_2)}{\beta_{2n}^h} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (9)$$

* Зависимость электромагнитных полей от времени взята в виде $\exp(-i\omega t)$.

Используя свойства ортонормировки (7), выразим потенциал A через значения y -компоненты электрического поля $E(y)$, а F — через значения y -компоненты магнитного поля $H(y)$ в плоскости $z = 0$:

$$A(y, z) = 2i\varphi_0^e(y) \sin(k_0^e z) - \quad (10)$$

$$- ik\eta \int_0^{d_2} dy' \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varphi_n^e(y) \varphi_n^e(y')}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \exp(-ik_n^e z) \right] E(y'),$$

$$F(y, z) = - ik\zeta \int_0^d dy' \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varphi_n^h(y) \varphi_n^h(y')}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \exp(-ik_n^h z) \right] H(y'), \quad z < 0,$$

где $\zeta = 1/\eta$ — волновой импеданс свободного пространства.

Аналогично записываются потенциалы $A(y, z)$ и $F(y, z)$ при $z > 0$:

$$A(y, z) = - ik\tau\varepsilon \int_0^{d_2} dy' \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{d_2} \frac{\cos(\beta_n y) \cos(\beta_n y')}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \exp(i\gamma_n z) \right] E(y'), \quad (11)$$

$$F(y, z) = - ik\zeta \int_0^{d_2} dy' \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{d_2} \frac{\sin(\beta_n y) \sin(\beta_n y')}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \exp(i\gamma_n z) \right] H(y'), \quad z > 0,$$

где $\beta_n = n\pi/d_2$, $\gamma_n = \sqrt{k^2 \varepsilon - \alpha^2 - \beta_n^2}$, $\varepsilon_n = 2 - \delta_{n0}$.

Определив по известным формулам [1] компоненты электромагнитного поля, используя условия непрерывности H_x и E_x при $z = 0$, $0 < y < d_2$ и равенство $E_x = 0$ на металле $z = 0$, $d_2 < y < d$, приходим к системе интегральных уравнений для отыскания $E(y)$ и $H(y)$:

$$\sum_{r=1}^3 \int_{S_r} dy'_r T(y_q, y'_r) f_r(y'_r) = 2ik_0^e \varphi_0^e(y_q) \delta_{q1}, \quad (12)$$

$$y_q \subset S_q, \quad q = 1, 2, 3.$$

Здесь для областей S_1, S_2 — $0 < y_q < d_2$, а для области S_3 — $d_2 < y_3 < d$. Кроме того,

$$f_1(y_1) = E(y_1), \quad 0 < y_1 < d_2, \quad f_2(y_2) = H(y_2), \quad 0 < y_2 < d_2, \quad (13)$$

$$f_3(y_3) = H(y_3), \quad d_2 < y_3 < d;$$

$$T(y_1, y'_1) = k\eta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n^e}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \varphi_n^e(y_1) \varphi_n^e(y'_1) +$$

$$+ k\tau\varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{d_2} \frac{\gamma_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \cos(\beta_n y_1) \cos(\beta_n y'_1),$$

$$T(y_1, y'_2) = -\alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \frac{d\varphi_n^h(y_1)}{dy_1} \varphi_n^h(y'_2) +$$

$$+ \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{d_2} \frac{\beta_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \cos(\beta_n y_1) \sin(\beta_n y'_2),$$

$$\begin{aligned}
T(y_1, y'_1) &= -\alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \frac{d\varphi_n^h(y_1)}{dy_1} \varphi_n^h(y'_1), \\
T(y_2, y'_1) &= \frac{\alpha}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \frac{d\varphi_n^e(y_2)}{dy_2} \varphi_n^e(y'_1) + \\
&+ \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{d_2} \frac{\beta_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \sin(\beta_n y_2) \cos(\beta_n y'_1), \\
T(y_q, y'_r) &= -k\zeta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \varphi_n^h(y_q) \varphi_n^h(y'_r) - \delta_{q2} \delta_{r3} k\zeta \times \\
&\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{d_2} \frac{\gamma_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \sin(\beta_n y_q) \sin(\beta_n y'_r), \quad q, r = 2, 3, \\
T(y_3, y'_1) &= \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \frac{d\varphi_n^e(y_3)}{dy_3} \varphi_n^e(y'_1).
\end{aligned} \tag{14}$$

Искомые коэффициенты отражения R и прохождения D следующим образом выражаются через решение системы уравнений (12):

$$R = -1 - \frac{ik\eta}{\alpha^2 + (k_0^e)^2} \int_0^{d_2} dy E(y) \varphi_0^e(y), \tag{15}$$

$$D = -i\eta \left[\frac{\gamma_0}{k_0^e} \frac{d_2}{\alpha^2 + (k_0^e)^2} \right]^{1/2} \int_0^{d_2} \frac{dy}{d_2} E(y).$$

Введем безразмерную переменную $u_r (0 < u_r < 1)$:

$$u_r = \begin{cases} y_r/d_2, & 0 < y_r < d_2, \quad r = 1, 2 \\ (d - y_3)/d_1, & d_2 < y_3 < d, \quad r = 3 \end{cases}. \tag{16}$$

Из свойств электромагнитного поля на металле следует

$$df_1(u_1)/du_1|_{u_1=0} = 0, \quad f_2(0) = f_3(0) = 0. \tag{17}$$

Решение системы уравнений (12) будем искать в виде разложения по полной системе функций $\chi_\mu^s(\tau_s, u)$, $s = 0, 1$, каждая из которых учитывает условия (17) и особенности поведения поля на ребре $z = 0$, $y = d_2$ [6]:

$$f_1(u_1) = \sum_{\mu=1}^{M_1} A_\mu^1 \chi_\mu^0(\tau_0, u_1), \quad f_r(u_r) = \sum_{\mu=1}^{M_r} A_\mu^r \chi_\mu^r(\tau_r, u_r), \quad r = 2, 3. \tag{18}$$

Здесь параметры τ_0 , τ_1 определяются характером поведения электромагнитного поля вблизи ребра $z = 0$, $y = d_2$ и равны

$$\tau_0 = -1 + (2/\pi) \operatorname{arctg} \sqrt{1 + 2\varepsilon^{-1}}, \quad \tau_1 = -1/3. \tag{19}$$

При вычислении матричных элементов возникнут интегралы типа

$$\Phi_{\mu}^s(\tau_s, p) = \int_0^1 du v_s(pu) \chi_{\mu}^s(\tau_s, u), \quad v_s(x) = \begin{cases} \cos x, & s = 0 \\ \sin x, & s = 1 \end{cases} \quad (20)$$

Как показано в работе [7], в случае, когда интерес представляет не само решение интегрального уравнения, а величина линейного функционала от него, нет нужды задавать явный вид функций $\chi_{\mu}^s(\tau_s, u)$ и вычислять интегралы (20), а достаточно задавать непосредственно функции $\Phi_{\mu}^s(\tau_s, p)$. Подходящим базисом в p -пространстве может служить следующая замкнутая система функций [7]:

$$\Phi_{\mu}^s(\tau_s, p) = \frac{1}{p^{1/2+\tau_s}} J_{2\mu+s+\tau_s-3/2}(p), \quad (21)$$

где $J_{\nu}(x)$ — функция Бесселя.

Подставляя (18) в систему уравнений (12), стандартным путем придем к системе линейных уравнений

$$\sum_{r=1}^3 \sum_{\mu=1}^{M_r} T_{\mu\mu}^{qr} A_{\mu}^r = \frac{2\sqrt{d_1} C_0^e}{\cos(\beta_{20}^e d_2)} \Phi_{\mu}^0(\tau_0, \beta_{20}^e d_2) \delta_{1q}, \quad q = 1, 2, 3. \quad (22)$$

Выражения матричных элементов $T_{\mu\mu}^{qr}$ приведены в Приложении.

Искомые коэффициенты отражения и прохождения следующим образом выражаются через решения системы (22):

$$R = -1 + \frac{k k_0^e}{\alpha^2 + (k_0^e)^2} \frac{d_2}{d_1} \frac{\sqrt{d_1} C_0^e}{\cos(\beta_{20}^e d_2)} \sum_{\mu=1}^{M_1} A_{\mu}^1 \Phi_{\mu}^0(\tau_0, \beta_{20}^e d_2), \quad (23)$$

$$D = \left[\frac{d_2}{d_1} \frac{k_0^e \gamma_0}{\alpha^2 + (k_0^e)^2} \right]^{1/2} A_1^1 \Phi_1^0(\tau_0, 0).$$

Таблица 1

M_1	$M_2 = M_3$	B			
		$v = 0,2$	$v = 0,4$	$v = 0,6$	$v = 0,8$
1	1	0,7738	0,3723	0,1697	0,07589
	2	0,7714	0,3720	0,1696	0,07578
	3	0,7713	0,3720	0,1696	0,07577
2	1	0,7690	0,3650	0,1551	0,04178
	2	0,7666	0,3647	0,1550	0,04166
	3	0,7664	0,3647	0,1550	0,04165
3	1	0,7690	0,3649	0,1550	0,04145
	2	0,7666	0,3646	0,1549	0,04133
	3	0,7664	0,3646	0,1549	0,04133
	В [8]	0,7674	0,3649	0,1552	0,04141

Для проверки эффективности изложенного метода были проведены расчеты при $\epsilon=1$. В этом случае рассматриваемая неоднородность представляет собой скачок высоты прямоугольного волновода и описывается известной [8] эквивалентной схемой.

Таблица 2

M_1	$M_2 = M_3$	$\nu = 0,2$						$\nu = 0,6$					
		$\nu = 0,2$			$\nu = 0,6$			$\nu = 0,2$			$\nu = 0,6$		
		$-\text{Re}R$	$\text{Im}R$	$\text{Re}D$	$\text{Im}D$	$-\text{Re}R$	$\text{Im}R$	$\text{Re}D$	$\text{Im}D$	$-\text{Re}R$	$\text{Im}R$	$\text{Re}D$	$\text{Im}D$
1	1	0,5307	0,1037	0,8214	0,1815	0,5307	0,1037	0,8214	0,1815	0,3250	0,1137	0,9258	0,1559
	2	0,5307	0,1037	0,8214	0,1815	0,5307	0,1037	0,8214	0,1815	0,3250	0,1137	0,9258	0,1559
	3	0,5307	0,1037	0,8214	0,1815	0,5307	0,1037	0,8214	0,1815	0,3250	0,1137	0,9258	0,1559
2	1	0,5281	0,1041	0,8234	0,1794	0,5281	0,1041	0,8234	0,1794	0,3166	0,1119	0,9303	0,1478
	2	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,3166	0,1119	0,9303	0,1478
	3	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,3166	0,1119	0,9303	0,1478
3	1	0,5281	0,1041	0,8234	0,1794	0,5281	0,1041	0,8234	0,1794	0,3166	0,1119	0,9303	0,1478
	2	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,3166	0,1119	0,9303	0,1478
	3	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,5281	0,1041	0,8235	0,1794	0,3166	0,1119	0,9303	0,1478

Результаты расчета нормированной проводимости шунта B эквивалентной схемы на основе формул (22), (23) при $a/b_1=2$, $ka=4,904$ и различных $v=b_2/b_1$ сведены в табл. 1. Там же для сравнения даны значения шунта B , рассчитанные по формулам работы [8]. В табл. 2 приведены результаты исследования сходимости коэффициентов рассеяния R и D с ростом M_r при $\varepsilon=2,2$, $a/b_1=2$, $ka=4,904$. Как видим, результаты сходятся быстро и для получения однопроцентной точности можно ограничиться значениями $M_1=2$, $M_2=M_3=1$. На рис. 2 приведены графики зависимости коэффициента отражения от частоты.

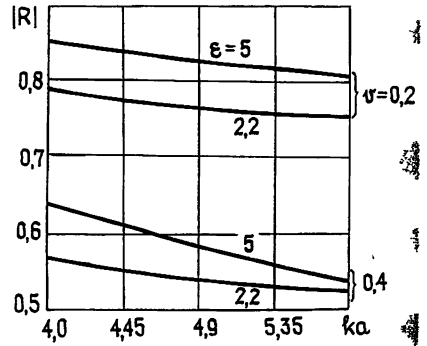


Рис. 2.

Авторы признательны П. Ш. Фридбергу за обсуждение работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем явный вид матричных элементов системы линейных уравнений (22):

$$\begin{aligned}
 T_{\mu'\mu}^{11} &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{kk_n^e}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \left[\frac{\sqrt{d_2} C_n^e}{\cos(\beta_{2n}^e d_2)} \right]^2 \Phi_{\mu'}^0(\tau_0, \beta_{2n}^e d_2) \Phi_{\mu}^0(\tau_0, \beta_{2n}^e d_2) + \\
 &\quad + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \frac{k\gamma_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \Phi_{\mu'}^0(\tau_0, n\pi) \Phi_{\mu}^0(\tau_0, n\pi), \\
 T_{\mu'\mu}^{12} &= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha\beta_{2n}^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \left[\frac{\sqrt{d_2} C_n^h}{\sin(\beta_{2n}^h d_2)} \right]^2 \Phi_{\mu'}^0(\tau_0, \beta_{2n}^h d_2) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, \beta_{2n}^h d_2) + \\
 &\quad + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha\beta_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \Phi_{\mu'}^0(\tau_0, n\pi) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, n\pi), \\
 T_{\mu'\mu}^{13} &= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha\beta_{2n}^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \frac{d_1 (C_n^h)^2}{\sin(\beta_{2n}^h d_2) \sin(\beta_{1n}^h d_1)} \Phi_{\mu'}^0(\tau_0, \beta_{2n}^h d_2) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, \beta_{1n}^h d_1), \\
 T_{\mu'\mu}^{21} &= - \frac{1}{\varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha\beta_{2n}^e}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \left[\frac{\sqrt{d_2} C_n^e}{\cos(\beta_{2n}^e d_2)} \right]^2 \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, \beta_{2n}^e d_2) \Phi_{\mu}^0(\tau_0, \beta_{2n}^e d_2) + \\
 &\quad + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha\beta_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, n\pi) \Phi_{\mu}^0(\tau_0, n\pi), \\
 T_{\mu'\mu}^{22} &= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{kk_n^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \left[\frac{\sqrt{d_2} C_n^h}{\sin(\beta_{2n}^h d_2)} \right]^2 \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, \beta_{2n}^h d_2) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, \beta_{2n}^h d_2) - \\
 &\quad - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k\gamma_n}{\alpha^2 + \gamma_n^2} \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, n\pi) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, n\pi),
 \end{aligned}$$

$$T_{\mu'\mu}^{23} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k k_n^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \frac{d_1 (C_n^h)^2}{\sin(\beta_{1n}^h d_1) \sin(\beta_{2n}^h d_2)} \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, \beta_{2n}^h d_2) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, \beta_{1n}^h d_1),$$

$$T_{\mu'\mu}^{31} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha \beta_{1n}^e}{\alpha^2 + (k_n^e)^2} \frac{d_2 (C_n^e)^2}{\cos(\beta_{1n}^e d_1) \cos(\beta_{2n}^e d_2)} \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, \beta_{1n}^e d_1) \Phi_{\mu}^0(\tau_0, \beta_{2n}^e d_2),$$

$$T_{\mu'\mu}^{32} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k k_n^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \frac{d_2 (C_n^h)^2}{\sin(\beta_{2n}^h d_2) \sin(\beta_{1n}^h d_1)} \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, \beta_{1n}^h d_1) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, \beta_{2n}^h d_2),$$

$$T_{\mu'\mu}^{33} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k k_n^h}{\alpha^2 + (k_n^h)^2} \left[\frac{\sqrt{d_1} C_n^h}{\sin(\beta_{1n}^h d_1)} \right]^2 \Phi_{\mu'}^1(\tau_1, \beta_{1n}^h d_1) \Phi_{\mu}^1(\tau_1, \beta_{1n}^h d_1).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967. — 216 с.
2. Левин Л. Теория волноводов. — М.: Радио и связь, 1981, с. 282.
3. Миттра Р., Ито Т. В кн: Вычислительные методы в электродинамике. — М.: Мир, 1977, с. 382.
4. Богданов Ф. Г., Кеваншвили Г. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 213.
5. Кузнецов В. А., Лерер А. М., Синявский Г. П. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1982, 25, № 3, с. 16.
6. Миттра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. — М.: Мир, 1974, с. 14.
7. Фихманас Р. Ф., Фридберг П. Ш. — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 7, с. 1465.
8. Справочник по волноводам. Пер. с англ. / Под ред Я. Н. Фельда. — М.: Сов. радио, 1952, с. 312.

Поступила в редакцию
19 декабря 1983 г.

E-PLANE STEPPED CONNECTION OF RECTANGULAR WAVEGUIDES PARTIALLY AND COMPLETELY FILLED WITH DIELECTRIC

Kh. Garb, A. Krylov, S. Shulika

E-plane step junction of partially dielectric filled rectangular waveguide and completely filled one is under consideration. Integral equation system for electric and magnetic fields of y -components (y -axis is parallel to narrow waveguide walls) is obtained. The system is solved by Galerkin's method using basis of functions taking into account edge condition for everyone. It is shown, that high accuracy of results can be obtained for low order of linear equation system.