

УДК 621 372 8 001.24

## T-СОЕДИНЕНИЕ СВЕРХРАЗМЕРНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В E-ПЛОСКОСТИ

Л. А Рудь

Получено строгое решение и проведен численный анализ задачи дифракции  $H_{p0}$ -волн на T-образном соединении многомодовых прямоугольных волноводов в E-плоскости при одинаковой ширине и произвольном соотношении высот основного и бокового волноводов.

Волноводные тройники относятся к числу наиболее распространенных элементов волноводных трактов СВЧ диапазона. Свойства T-соединений прямоугольных волноводов в E-плоскости и родственной ему неоднородности—излома волновода на прямой угол—количественно и качественно описаны достаточно полно во многих оригинальных работах, в справочной литературе и в монографиях [1-8], в которых основное внимание уделено соединениям одномодовых волноводов.

Целью настоящей работы является построение строгой математической модели и исследование электродинамических свойств E-плоскостных T-соединений многомодовых волноводов одинаковой ширины при произвольном соотношении их высот. Такая задача имеет самостоятельный интерес в теории многомодовых линий передачи. Полученная при ее анализе информация может оказаться полезной при оценке характеристик трактов, содержащих T-соединения и предназначенных для работы в одномодовом режиме, в случае прохождения по ним сигналов кратных или повышенных частот.

Пусть на T-соединение прямоугольного волновода с поперечными размерами  $a \times b$  с боковым волноводом ширины  $a$  и высоты  $b_1$  падает со стороны  $j$ -го ( $j = 1, 2, 3$ )  $H_{p0}$ -волна с единичной амплитудой по  $H_x$ -составляющей (рис. 1). Рассеянное поле в каждом плече можно искать в виде суперпозиции  $H_{pn}$ - и  $E_{pn}$ -волн [5], однако для этих целей удобнее использовать разложения по  $LE_{pn}$ -волнам, не имеющим, как и  $H_{p0}$ -волны,  $E_x$ -составляющей электрического поля [4, 8]. Полное поле будем определять через функцию  $u = H_x(x, y, z)$ , представления которой в каждом регулярном участке сочленения будут иметь одинаковую зависимость от  $x$  ввиду однородности структуры вдоль этой координаты (множители  $\sin(p\pi x/a) \exp(-i\omega t)$  далее подразумеваются):

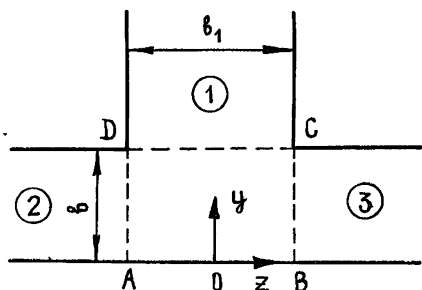


Рис. 1.

$$u_1 = \delta_1^j e^{-i2\pi\omega_{p0}(y-b), b_1} + \sum_{n=0}^{\infty} S_{n0}^{(1j)} \cos \frac{n\pi}{2b_1} (b_1 + 2z) e^{i2\pi\omega_{pn}(y-b)/b_1}, \quad y \geq b,$$

$$u_2 = \delta_2^j e^{i2\pi\gamma_{p0}(z+b_1/2)/b} + \sum_{n=0}^{\infty} S_{n0}^{(2j)} \cos \frac{n\pi}{b} y e^{-i2\pi\gamma_{pn}(z+b_1/2)/b}, \quad z \leq -b_1/2, \quad (1)$$

$$u_3 = \delta_3^j e^{-i2\pi\gamma_{p0}(z-b_1/2)/b} + \sum_{n=0}^{\infty} S_{n0}^{(3j)} \cos \frac{n\pi}{b} y e^{i2\pi\gamma_{pn}(z-b_1/2)/b}, \quad z \geq b_1/2.$$

В (1) использованы обозначения:  $\gamma_{pn} = \sqrt{x_p^2 - (n/2)^2}$ ,  $\omega_{pn} = |(x_p\theta)^2 - (n/2)^2|^{1/2}$ ,  $x_p = \eta \sqrt{(a/\lambda)^2 - (p/2)^2}$ ,  $\theta = b_1/b$ ,  $\eta = b/a$ ,  $\delta_k^j$  — символ Кронекера,  $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве,  $S_{n0}^{(kj)}$  — искомые элементы матрицы рассеяния, равные амплитудам  $LE_{pn}$ -волн в  $k$ -м плече, возбуждаемых  $H_{p0}(LE_{p0})$ -волнами  $j$ -го плеча ( $p=0, 1, 2, \dots$ ).

Для сопряжения полей (1) на границах частичных областей необходимо знать представление поля в нерегулярной области, ограниченной контуром  $ABCD$  (рис. 1). В качестве такого представления можно воспользоваться комбинациями собственных функций главного и бокового волноводов аналогично [4, 5]. Имеется другая возможность проведения алгебраизации краевой задачи, основанная на применении второй формулы Грина для двух функций, удовлетворяющих однородному уравнению Гельмгольца

$$\oint_C \left( u \frac{\partial v}{\partial n} - v \frac{\partial u}{\partial n} \right) ds = 0.$$

Выберем в качестве функций  $u$  представления (1), а в качестве функций  $v$  — собственные функции главного и закороченного в плоскости  $y=0$  бокового волноводов:

$$v_1^{\pm} = \sin \frac{p\pi}{a} x \cos \frac{q\pi}{b} y e^{\pm i2\pi\gamma_{pq}(z \mp b_1/2, b)},$$

$$v_2 = \sin \frac{p\pi}{a} x \cos \frac{q\pi}{2b_1} (b_1 + 2z) \cos \frac{2\pi}{b_1} \omega_{pq} y.$$

Произведя интегрирование по контуру  $ABCD$  и вдоль широких стенок волноводов, получаем связанную бесконечную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) второго рода относительно искомых коэффициентов  $S_{n0}^{(kj)}$ . В общем случае при падении  $H_{p0}(LE_{p0})$ -волны со стороны любого  $j$ -го плеча она имеет вид

$$S_{q0}^{(1j)} - \sum_{m=0}^{\infty} D_{qm} S_{m0}^{(2j)} - (-1)^q \sum_{m=0}^{\infty} D_{qm} S_{m0}^{(3j)} = B_q^{(1j)}; \quad (2)$$

$$S_{q0}^{(2j)} - \sum_{m=0}^{\infty} C_{qm} S_{m0}^{(1j)} = B_q^{(2j)}; \quad (3)$$

$$S_{q0}^{(3j)} - \sum_{m=0}^{\infty} C_{qm} (-1)^m S_{m0}^{(1j)} = B_q^{(3j)}, \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Подстановка (3), (4) в (2) приводит к системе уравнений второго рода для коэффициентов  $S_{q0}^{(1j)}$ :

$$S_{q0}^{(1j)} - \sum_{n=0}^{\infty} \left( [1 + (-1)^{q+n}] \sum_{m=0}^{\infty} D_{qm} C_{mn} \right) S_{n0}^{(1j)} = A_q^{(j)}, \quad q = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Зная решение (5), остальные коэффициенты определяем с помощью (3), (4). В (2) — (5) введены обозначения

$$B_q^{(11)} = e^{i4\pi\omega_p q^0} \delta_q^0, \quad B_q^{(12)} = -D_{q0}, \quad B_q^{(13)} = -(-1)^q D_{q0},$$

$$B_q^{(21)} = B_q^{(31)} = -C_{q0}, \quad B_q^{(22)} = B_q^{(33)} = 0, \quad B_q^{(23)} = B_q^{(32)} = e^{i2\pi\gamma_p q^0} \delta_q^0,$$

$$A_q^{(1)} = B_q^{(11)} - [1 + (-1)^q] \sum_{m=0}^{\infty} D_{qm} C_{m0},$$

$$A_q^{(2)} = -D_{q0} F_{0q}, \quad A_q^{(3)} = -(-1)^q D_{q0} F_{0q},$$

$$D_{qm} = \frac{i(1 - e^{i4\pi\omega_p q^0})}{2\pi(1 + \delta_q^0)} \frac{(-1)^m \gamma_{pm}}{(m\theta/2)^2 - \omega_{pq}^2},$$

$$C_{mn} = \frac{i\theta(-1)^m}{2\pi(1 + \delta_m^0)} \frac{F_{mn} \omega_{pn}}{(m\theta/2)^2 - \omega_{pn}^2}, \quad F_{mn} = 1 - (-1)^n e^{i2\pi\gamma_{pm} \theta}.$$

Асимптотические оценки элементов матричных операторов СЛАУ (2) — (4)  $D = \{D_{qm}\}_{q,m=0}^{\infty}$  и  $C = \{C_{qm}\}_{q,m=0}^{\infty}$  при  $q, m \gg 1$ ,

$$D_{qm} \sim O\left(\frac{\alpha_1 m (-1)^m}{\alpha_2 q^2 + m^2}\right), \quad C_{qn} \sim O\left(\frac{\beta_1 m (-1)^m}{\beta_2 q^2 + m^2}\right)$$

(где  $\alpha_{1,2}, \beta_{1,2}$  — величины, зависящие от  $\theta$  и  $\kappa_p$ ), дают основание говорить о вполне непрерывности [9] операторов  $D$  и  $C$  в пространстве последовательностей  $\tilde{l}_2$ , поскольку

$$\sum_{q,m=0}^{\infty} |D(C)_{qm}|^2 \frac{q + \delta_q^0}{m + \delta_m^0} < \infty.$$

Отсюда следует наличие такого же свойства у оператора СЛАУ (5)  $G = DC$  и правомочность применения метода усечения при численном решении (5).

При реализации численного алгоритма по (5), (3), (4) выбор порядка усечения СЛАУ (5)  $N$  производился согласно соотношению

$$N = \max([2\kappa_p], [2\theta\kappa_p]) + n + 1, \quad (6)$$

где величины, стоящие в квадратных скобках, указывают на число волн, распространяющихся в главном и боковом волноводах ( $[A]$  означает целую часть  $A$ ), а  $n$  — на число неизвестных, учитываемых в (5) и соответствующих затухающим волнам.

При выборе числа членов  $M$  в сумме, через которую определяются элементы матричного оператора (5), как правило, приходится принимать компромиссное решение, поскольку повышение точности вычисления матричных элементов за счет увеличения  $M$  и растущие при этом затраты машинного времени находятся в обратной зависимости. Влияние этого фактора на эффективность алгоритма можно уменьшить, если учесть отбрасываемую часть ряда

$$\Delta G_{qn}^{(M)} = \sum_{m=M+1}^{\infty} D_{qm} C_{mn}. \quad (7)$$

Рассматривая  $M$  такие, что  $\exp(-2\pi|\gamma_{p, M+1}|\theta) \ll 1$  и  $(2\omega_{pn}/\theta M)^2$ ,  $(2\omega_{pq}/\theta M)^2 < 1$  ( $q, n = 0, 1, \dots$ ), и проводя разложение общего члена ряда (7) по обратным степеням  $m$ , нетрудно получить следующее выражение для вычисления матричных элементов (5):

$$G_{qn} = \sum_{m=0}^M D_{qm} C_{mn} + \Delta \tilde{G}_{qn}^{(M)},$$

где

$$\Delta \tilde{G}_{qn}^{(M)} = \frac{-i2(1 - e^{i4\pi\omega_{pq}/\theta})}{\pi^2\theta^2(1 + \delta_q^0)} \times \quad (8)$$

$$\times \left\{ \sum_{s=3,5,\dots}^R f_s(q, n) \left[ \zeta(s) - \sum_{m=1}^M m^{-s} \right] + O\left(\frac{q^{R-1}}{M^{R+2}}, \frac{n^{R-1}}{M^{R+2}}\right) \right\}.$$

В (8)  $\zeta(s)$  — значения дзета-функции Римана при нечетных  $s = 3, 5, \dots$ , а коэффициенты  $f_s(q, n)$  имеют достаточно простой вид, в частности,

$$f_3 = 1, \quad f_5 = 6\kappa_p^2 - (q^2 + n^2)\theta^{-2},$$

$$f_7 = 30\kappa_p^4 - 10\kappa_p^2(q^2 + n^2)\theta^{-2} + (q^4 + q^2n^2 + n^4)\theta^{-4}.$$

Таблица 1

N	Без учета (8)			С учетом (8)		
	M = N	M = 2N	M = 5N	M = N	M = 2N	M = 5N
5	0,16995 42°,274	0,17071 40°,381	0,17087 40°,122	0,17091 41°,527	0,17085 40°,157	0,17089 40°,083
9	0,18415 37°,192	0,18327 36°,920	0,18305 36°,852	0,18334 36°,941	0,18304 36°,850	0,18301 36°,840
13	0,18352 36°,757	0,18305 36°,632	0,18291 36°,597	0,18301 36°,620	0,18290 36°,594	0,18289 36°,590
17	0,18321 36°,597	0,18290 36°,520	0,18281 36°,497	0,18285 36°,506	0,18280 36°,495	0,18279 36°,493
21	0,18303 36°,516	0,18281 36°,462	0,18274 36°,445	0,18276 36°,449	0,18273 36°,443	0,18273 36°,442
25	0,18291 36°,468	0,18274 36°,427	0,18269 36°,414	0,18270 36°,416	0,18268 36°,412	0,18268 36°,412

Построенный алгоритм был реализован на ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН-IV. Об эффективности алгоритма расчета матрицы рассеяния  $T$ -соединения многомодовых прямоугольных волноводов при двух вариантах вычисления  $G_{qn}$  можно судить по данным табл. 1, где представлены величины модулей и фаз коэффициента преобразования  $S_{40}^{(32)}$  для волны  $LE_{p0}$ , набегающей из плеча 2, в  $LE_{40}$ -волну плеча 3 при возрастающих значениях  $N$  (6) и  $M = kN$ ,  $k = 1, 2, 5$  ( $\theta = 1$ ,  $\kappa_p = 2.35$ ). Для второго варианта в (8) учитывались первые три слагаемые с  $f_3$ ,  $f_5$  и  $f_7$ . Анализ подобных таблиц сходимости позволил

установить, что для получения результатов с точностью до единиц в третьем—четвертом знаке после запятой достаточно в (6) и (8) полагать  $n = 3 \div 5$ , а  $M = (1 \div 2)N$ . Для любого варианта алгоритма закон сохранения энергии выполняется с точностью  $10^{-11}—10^{-12}$ .

При численном анализе электродинамических свойств  $T$ -соединения в многомодовом диапазоне основное внимание уделялось изучению влияния параметров задачи на энергетические характеристики устройства при его возбуждении  $H_{p0}$ -волнами со стороны различных плеч.

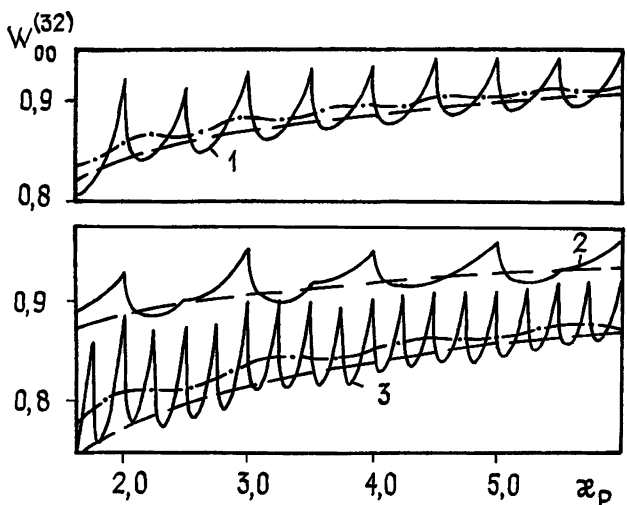


Рис. 2.

На рис. 2 представлены частотные зависимости коэффициента прохождения по энергии  $H_{p0}(LE_{p0})$ -волны из плеча 2 в плечо 3, рассчитанные при различных соотношениях высот главного и бокового волноводов ( $1 - \theta = 1$ ,  $2 - \theta = 0,5$ ,  $3 - \theta = 2$ ). Здесь можно отметить несколько характерных особенностей, в частности, стремление  $W_{00}^{(32)} = |S_{00}^{(32)}|^2$  к единице с ростом частотного параметра  $\kappa_p$  и резкое возрастание величин  $W_{00}^{(32)}$  в точках возникновения  $LE_{ps}$ -волн в боковом волноводе при  $\kappa_p \theta = 0,5s$ ,  $s$  — целое число. Из сравнения приведенных кривых следует, что эти максимумы резко проявляются при больших  $\theta$ , а влияние новых волн лишь в прямом волноводе слабо сказывается на поведении зависимостей  $W_{00}^{(32)}(\kappa_p)$ , и их влияние с ростом  $\kappa_p$  уменьшается (см. кривую 2 для  $\theta = 0,5$  в полужелтых точках  $\kappa_p$ ). Укажем также, что зависимости  $W_{00}^{(32)}(\kappa_p)$  на рис. 2 для  $T$ -соединения описывают и характеристики волноводных крестов, если соответствующим образом учесть симметрию этих узлов.

Случай падения  $H_{p0}(LE_{p0})$ -волны со стороны бокового плеча показателен прежде всего точками полного отражения при  $\kappa_p = 0,5s$  ( $s$  — целое число) и общим повышением величины  $W_{00}^{(11)} = |S_{00}^{(11)}|^2$  с ростом  $\kappa_p$  (рис. 3,  $1 - \theta = 1$ ;  $2 - \theta = 2$ ). Равенство  $S_{00}^{(11)} = 1$  при  $\kappa_p = 0,5s$  нетрудно установить аналитически, рассматривая уравнение (2) в точках возникновения новых волн в главном волноводе. Симметрия сочленения относительно плоскости  $xOy$  определяет структуру отраженного поля, в котором присутствуют волны лишь с четными индексами. В отличие от предыдущего случая возбуждения, кривые рис. 3 будут совпадать с аналогичными зависимостями для более простой задачи об изломе волновода на прямой угол.

Как показывают расчеты, при достаточно больших  $\theta$ , когда взаимодействие двух прямоугольных клиньев по ближнему полю пренебрежимо мало, фазочастотные зависимости  $\arg S_{00}^{(32)}(\kappa_p)$  носят линейный характер и определяются как  $\arg S_{00}^{(32)} = 2\pi\kappa_p\theta$ , т. е. прошедшая  $H_{p0}$ -волна приобретает фазовый набег на расстоянии, равном высоте бокового плеча. В частности, для  $\theta \geq 1$  это имеет место практически с  $\kappa_p \geq 1$ . Для отраженной  $H_{p0}$ -волны в боковом плече фазочастотная зависимость близка к  $\arg S_{00}^{(11)} = 4\pi\kappa_p$ ,  $\kappa_p \gg 1$ .

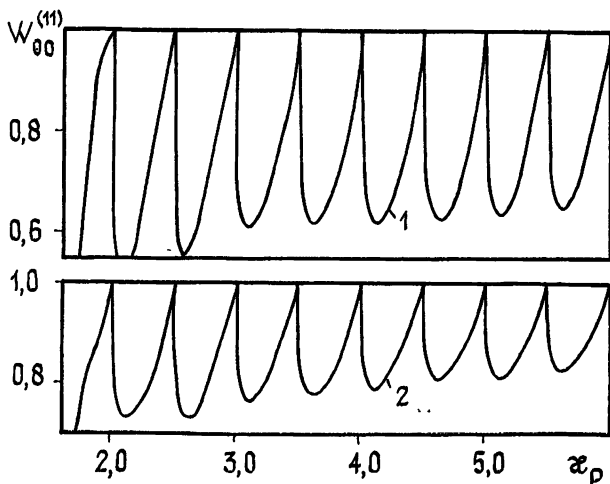


Рис. 3.

Тенденцию стремления величин  $W_{00}^{(32)}$  и  $W_{00}^{(11)}$  на рис. 2, 3 к единице при возрастании частоты можно объяснить, если рассматривать процесс формирования рассеянного поля на основе геометрикооптических принципов. Закон, описывающий поведение  $W_{00}^{(32)}(\kappa_p)$  при  $\kappa_p \gg 1$ , по крайней мере в среднем, удастся установить, привлекая асимптотические решения одной из модельных задач теории многомодовых волноводов—задачи о широкой поперечной щели в стенке широкого волновода [10–12]. Согласно [11, 12] в случае граничных условий Неймана первые члены асимптотики для величины потерь  $H_{p0}$ -волны в волноводе с щелью будут иметь вид

$$\delta = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\theta}{2\kappa_p}} - \frac{\theta}{4\pi^2 \kappa_p} + \frac{\sqrt{4 + \theta^2} \cos(2\pi\kappa_p(\sqrt{4 + \theta^2} - \theta) - \pi/4)}{8\pi^2(\sqrt{4 + \theta^2} - \theta)\kappa_p^{3/2}} - \frac{1}{16\pi^2\sqrt{2\theta}\kappa_p^{3/2}} \quad (9)$$

Главный член (9) совпадет с найденным ранее в [10]. Последний член отличается от приведенного в [12] для  $\theta = 1$ , однако его величина в обоих случаях мала по сравнению с остальными.

На рис. 2 для различных значений  $\theta$  нанесены приближенные зависимости  $\tilde{W}_{00}^{(32)}(\kappa_p) = 1 - \delta$  при учете в (9) главного (штрихи) и всех членов асимптотики (штрихпунктир). Как видно, геометрикооптическое приближение [10] в целом дает завышенную оценку потерь при  $\theta \geq 1$ . Штрихпунктирные кривые, соответствующие полному учету (9), в принципе не только хорошо описывают величину потерь «в среднем»,

но и отражают колебательный характер линии, соединяющей экстремальные значения строгих зависимостей  $W_{00}^{(32)}(\kappa_p)$ . Как и следовало ожидать, приближенное решение модельной задачи не дает представления об истинном поведении поля вблизи критических точек.

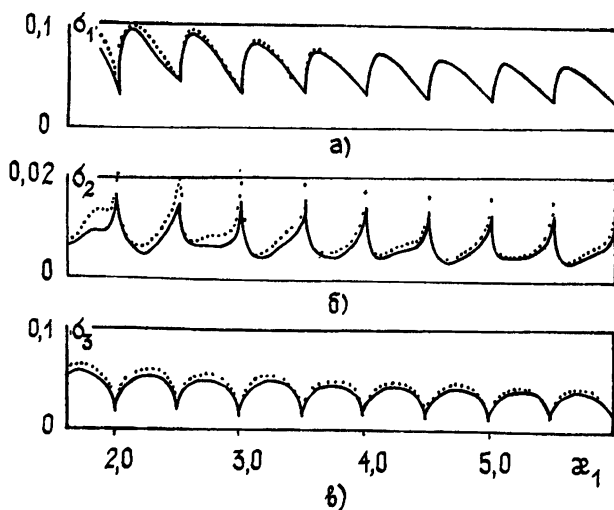


Рис. 4.

При исследовании многоплечих соединений в сверхразмерных волноводах важным является вопрос о распределении энергии потерь рабочей волны по плечам соединения и ее относительное распределение по паразитным волнам, возбуждаемым в каждом плече. Для  $E$ -плоскостных неоднородностей самостоятельный интерес представляет также изучение уровней возбуждения  $E_{pn}$ - и  $H_{pn}$ -волн, на которые можно разложить  $LE_{pn}$ -волну.

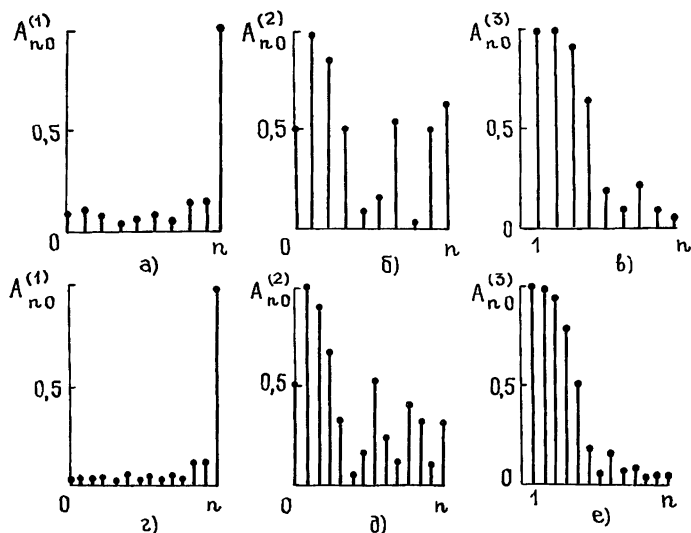


Рис. 5.

Рис. 4 иллюстрирует суммарные потери  $\sigma_{(j)}$  в каждом плече ( $j = 1, 2, 3$ ) по  $E_{1n}$ -волнам (сплошные кривые) и аналогичные величины по  $LE_{1n}$ -волнам (точки) для случая падения  $H_{10}$ -волны со стороны пле-

ча 2,  $\theta = 1$ ,  $\eta = 0,5$ . Обращает на себя внимание тот факт, что основную долю энергии потерь в каждом плече переносят  $E_{1n}$ -волны, причем эта величина для отраженного поля ( $\sigma_{(2)}$ ) возрастает в окрестности критических точек (рис. 4б), в то время как в прямом и боковом плечах  $\sigma_{(3,1)}$  имеет минимумы (рис. 4а, в). Отметим также, что большая часть потерянной энергии ответвляется в боковое плечо, а наименьшая ее доля приходится на отраженные волны.

Данные рис. 5 дают представление о распределении энергии потерь  $\delta = 1 - W_{00}^{(32)}$  между паразитными  $LE_{pn}$ -волнами в каждом плече ( $A_{n0}^{(j)} = W_{n0}^{(j2)}/W_{m0}^{(j2)}$ ) при  $\theta = 1$ . Нормировка производилась на максимальные значения  $W_{m0}^{(j2)}$ , которые при  $\kappa_p = 4,8$  (рис. 5а, б, в) равны  $W_{30}^{(12)} \simeq 3,3 \cdot 10^{-2}$ ,  $W_{10}^{(22)} \simeq 1,2 \cdot 10^{-3}$ ,  $W_{30}^{(32)} \simeq 1,1 \cdot 10^{-2}$ ; при  $\kappa_p = 6,8$  (рис. 5г, д, е) —  $W_{13,0}^{(12)} \simeq 2,7 \cdot 10^{-2}$ ,  $W_{10}^{(22)} \simeq 8,9 \cdot 10^{-4}$ ,  $W_{10}^{(32)} \simeq 7,9 \cdot 10^{-3}$ . Используя терминологию [10], можно сказать, что в боковом волноводе (рис. 5а, г) существует узкая спектральная линия, состоящая из одной волны наивысшего номера. В правом волноводе (рис. 5в, е) высшие волны образуют широкую спектральную линию, в левом (рис. 5б, д), кроме широкой линии при небольших  $n$ , имеется еще несколько спектральных линий.

В заключение отметим, что полученное в работе решение задачи легко обобщается на случай падения  $LE_{pm}$ -волн с  $m \neq 0$  из любого плеча, а представленные физические результаты частично могут быть перенесены на задачи дифракции  $E_{p0}$ -волн на  $T$ -сочленениях плоских волноводов и на акустические задачи. Построенный в работе алгоритм открывает перспективу исследования более сложных структур типа широкой щели в толстой стенке волновода, волноводно-щелевых мостов в широких волноводах и др.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Sharr E D. — IEEE Trans, 1967, МТТ-15, № 2, p. 109.
2. Кеванишвили Г Ш — Изв. вузов — Радиофизика. 1978, 21, № 11, с. 1669.
3. Никольский В. В., Голованов О. А. В кн.: Машинное проектирование устройств и систем СВЧ — М.: Изд. МИРЭА, 1979, с. 147
4. Михалевский В. С., Переяславец М. Л., Сипельников Ю М., Спнявский Г. П. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 8, с. 1478.
5. Kühn E. — АЕУ, 1973, 27, № 12, p. 511.
6. Справочник по волноводам. Пер. с англ. / Под ред Я Н. Фельда — М.: Сов радио, 1952. — 431 с.
7. Будурис Ж., Шеневье П. Цепи сверхвысоких частот. — М.: Сов. радио, 1979. — 288 с.
8. Левин Л. Теория волноводов — М.: Радио и связь, 1981. — 312 с.
9. Канторович Л. В., Акилов Г. П. Функциональный анализ. — М.: Наука, 1977. — 420 с.
10. Каценеленбаум Б. З. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 7, с. 1111.
11. Боровиков В А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. — М.: Связь, 1978. — 248 с.
12. Нефедов Е. И., Фялковский А. Т. Асимптотическая теория дифракции электромагнитных волн на конечных структурах. — М.: Наука, 1972. — 204 с.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
18 января 1984 г.

#### *E*-PLANE *T*-JUNCTION OF THE OVERSIZED RECTANGULAR WAVEGUIDES

*L. A. Rud'*

A rigorous solution is obtained and a numerical analysis is carried out for  $H_{pn}$  mode diffraction problem on *E*-plane *T*-junction of multimode rectangular waveguides at equal widths and arbitrary relation between heights of the basic and side waveguides.