

О ВОЗМУЩЕНИИ ПОЛЯ МНОГОМОДОВОГО
ВОЛНОВОДА ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗОНДОМ

В связи с растущим использованием многомодовых прямоугольных волноводов увеличенного сечения, позволяющих передавать информацию с меньшим (по сравнению со стандартным волноводом) затуханием, снижать шумовую температуру приемного волноводного тракта [1], упрощать технологию изготовления узлов миллиметрового диапазона [2], повышать электрическую прочность волноводной линии передачи, актуальным стал вопрос об измерении суммарной мощности в многомодовом тракте и мощности, переносимой отдельными типами колебаний. Последнее часто выполняется путем поперечного зондирования поля электрическим зондом [3, 4].

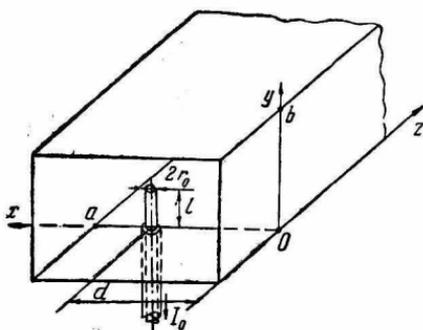


Рис. 1. Отрезок многомодового волновода прямоугольного поперечного сечения с приемным зондом в широкой стенке.

Метод поперечного зондирования поля может быть использован в измерительной технике, так как он отвечает требованиям широкополосности, высокой разрешающей способности при большом числе типов волн и применим на больших уровнях мощности. Для практической реализации этого метода необходимо знать, какое преобразование типов волн вызывает измерительный электрический зонд при изменении его размеров, положения в волноводе и величины тока в измерительной цепи. Возможно, электрический зонд возмущает паразитный спектр типов волн, отдельные составляющие которого имеют амплитуды, равные амплитудам пространственных гармоник спектра побочных излучений генератора. Тогда, применяя метод зондирования многомодового волновода электрическим зондом, мы допускаем значительную ошибку, определяя распределение мощности по модам.

С целью получения этой информации, в отличие от [6], решена общая (более полная) задача без ограничения на глубину погружения зонда. Рассматриваются конкретные примеры численного расчета, представленные в виде графиков, которые позволяют сделать вывод о целесообразности зондирования многомодового поля с целью определения помодового распределения мощности.

С целью получения этой информации, в отличие от [6], решена общая (более полная) задача без ограничения на глубину погружения зонда. Рассматриваются конкретные примеры численного расчета, представленные в виде графиков, которые позволяют сделать вывод о целесообразности зондирования многомодового поля с целью определения помодового распределения мощности.

Рассмотрим многомодовый волновод прямоугольного поперечного сечения с приемным зондом в широкой стенке (рис. 1). Совместим плоскость XOY декартовой системы координат с центром идеально проводящего приемного зонда, имеющего диаметр $2r_0$ и длину l . Задача решается в предположении отсутствия связи между собственными волнами вне области, занятой возмущающим штырем. Это происходит в том случае, если в этой области волновод однороден [7]. Спектр типов колебаний, возникающий при падении на штырь нескольких модов, может быть вычислен как сумма спектров, возникающих при возбуждении штыря каждым модом. Учитывая это, решим задачу для случая падения на электрический штырь одного определенного типа колебаний ($H_{m_0 n_0}$ или $E_{m_0 n_0}$).

Предположим, что падающая волна ($H_{m_0 n_0}$ или $E_{m_0 n_0}$) единичной амплитуды распространяется по волноводу слева направо. Напряженность электрического поля в волноводе можно представить в виде ряда:

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{пад}} + \sum_{p=1}^{\infty} \left(a_p \vec{E}_p^{(1)} + b_p \vec{E}_p^{(2)} \right), \quad (1)$$

где a_p и b_p — амплитуды каждого из типов волн, существующих в волноводе до зонда ($\vec{E}_p^{(1)}$) и после него ($\vec{E}_p^{(2)}$);

$\vec{E}_{\text{пад}}$ — вектор электрического поля падающей волны;
 p — индекс, включающий все значения m и n .

Для упрощения анализа считаем, что радиус зонда намного меньше длины волны ($r_0 \ll \lambda$), линейного размера широкой стенки волновода ($r_0 \ll a$) и расстояния до любой из боковых стенок волновода ($r_0 \ll d$ и $r_0 \ll a - d$). Ввиду малости диаметра зонда можно пренебречь изменением амплитуд и фаз магнитного поля по периметру зонда и объемную плотность тока j_y выразить через полный ток, текущий вдоль зонда I_y , в виде соотношений [8].

$$j_y = \begin{cases} \frac{I_y}{\pi r_0} & \text{при } |z| \leq r_0, \quad d - r_0 \leq x \leq d + r_0. \\ 0 & \text{во всех остальных точках.} \end{cases} \quad (2)$$

Ток проводимости j_y является единственным источником вторичного поля, для нахождения которого воспользуемся уравнением

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_y}{dz^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{dx^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{dy^2} + k^2 \vec{E}_y = i\omega \mu a j_y, \quad (3)$$

где с учетом принятых упрощений и соотношения (1)

$$\vec{E}_y = \sum_{p=1}^{\infty} a_p \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-i\beta_{mn}|z|}.$$

Подставляя это значение \dot{E}_y в (3), получаем

$$\sum_{p=1}^{\infty} a_p \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \left\{ \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta_{mn}^2 \right) e^{-i\beta_{mn}|z|} \right\} = j_y^l \omega \mu_a. \quad (4)$$

Здесь

$$\beta_{mn} = k \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2};$$

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a} = 2\pi/\lambda; \quad \lambda_{кр} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}.$$

Умножая обе части равенства (4) на $\sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$ и интегрируя по x, y, z с учетом ортогональности типов волн, приходим к выражению

$$a_p = a_{mn} = -\frac{2\omega\mu_a}{ab\beta_{mn}^2} \int_{d-r_0}^{d+r_0} dx \int_0^l dy \int_{-r_0}^{r_0} dz j_y \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}. \quad (5)$$

Для нахождения тока \dot{I}_y , а затем по (2) и значения j_y решим дифференциальное уравнение [9]

$$\frac{d^2 \dot{I}_y}{dy^2} + k^2 \dot{I}_y = \frac{i\omega\varepsilon_a}{\rho} (\dot{E}_y^{\text{над}} + \dot{E}_y^{\text{низ}}) =$$

$$= -\frac{i\omega\varepsilon_a}{\rho} \left(\sin \frac{m_0\pi x}{a} \cos \frac{n_0\pi y}{b} e^{-i\beta_{m_0 n_0} z} + \sum_{p=1}^{\infty} a_p \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-i\beta_{mn}|z|} \right), \quad (6)$$

Где

$$\rho = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} \left(\ln \frac{\lambda}{2\pi r_0} + \text{Ci} kl - \frac{\sin kl}{kl} + 0,116 \right).$$

Решение уравнения (6) имеет следующий вид:

$$\dot{I}_y = C_1 \cos ky + C_2 \sin ky - \frac{i\omega\varepsilon_a}{\rho k_{n_0}^2} \left[\sin \frac{m_0\pi x}{a} \cos \frac{n_0\pi y}{b} e^{-i\beta_{m_0 n_0} z} + \right.$$

$$\left. + \sum_{p=1}^{\infty} \left(\frac{k_{n_0}}{k_n} \right)^2 a_p \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-i\beta_{mn}|z|} \right], \quad (7)$$

где

$$k_{n_0}^2 = k^2 - \left(\frac{n_0\pi}{b} \right)^2, \quad k_n^2 = k^2 - \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2.$$

Константы C_1 и C_2 определяются из условий $\dot{I}_y = 0$ при $y = l$ и $\dot{I}_y = \dot{I}_0$ при $y = 0$. \dot{I}_0 — ток бегущей волны в коаксиальной линии, продолжение центрального проводника которой образует электрический зонд в волноводе.

Подставляя (7) в (5) с учетом (2), после некоторых математических преобразований получаем выражение, описывающее амплитудный спектр возмущенного зондом электромагнитного поля многоволнового волновода при $m \neq m_0$ и $n \neq n_0$:

$$a_{mn} = \frac{480 I_0 k l}{\pi \omega m b \beta_{mn}^2} S(L \text{ctg} kl - P) +$$

$$+ i \frac{2k^2 l \Phi M}{\pi r_0 a b \rho k_{n_0}^2 \beta_{mn}} \left[Q - P + L \left(\operatorname{ctg} kl - \frac{\cos \frac{n_0 \pi l}{b}}{\sin kl} \right) \right], \quad (8)$$

где

$$S = \sin \frac{m \pi d}{a} \sin \frac{m \pi r_0}{a}; \quad \Phi = \frac{\sin \beta_{m_0 n_0} r_0}{\beta_{m_0 n_0} r_0};$$

$$M = \frac{\sin(m_0 - m) \pi \frac{r_0}{a}}{(m_0 - m) \pi \frac{r_0}{a}} \cos(m_0 - m) \pi \frac{d}{a} -$$

$$- \frac{\sin(m_0 + m) \pi \frac{r_0}{a}}{(m_0 + m) \pi \frac{r_0}{a}} \cos(m_0 + m) \pi \frac{d}{a};$$

$$P = - \frac{\sin \left(k + \frac{n \pi}{b} \right) l}{\left(k + \frac{n \pi}{b} \right) l} + \frac{\sin \left(k - \frac{n \pi}{b} \right) l}{\left(k - \frac{n \pi}{b} \right) l};$$

$$Q = \frac{\sin(n_0 - n) \pi l / b}{(n_0 - n) \pi l / b} + \frac{\sin(n_0 + n) \pi l / b}{(n_0 + n) \pi l / b};$$

$$L = \frac{\sin^2(k + n \pi / b) \cdot l / 2}{(k + n \pi / b) \cdot l / 2} + \frac{\sin^2(k - n \pi / b) \cdot l / 2}{(k - n \pi / b) \cdot l / 2}.$$

В случае $m = m_0$ или $n = n_0$ необходимо заменить M и Q соответственно на

$$M_1 = 1 - (a/2m_0 r_0 \pi) \cdot \cos(2m_0 \pi d/a) \sin(2m_0 r_0 \pi/a);$$

$$Q_1 = 1 + (b/2n_0 \pi l) \sin(2n_0 \pi l/b).$$

Для определения спектра, возмущенного зондом, встроенным в узкую стенку волновода, в выражении (8) необходима замена m на n , a на b , x на y и соответственно n на m , b на a , y на x .

Отметим, что при наличии в волноводе вырожденных типов волн H_{mn} и E_{mn} для устранения неоднозначности в определении амплитудного спектра следует учитывать продольную составляющую напряженности электрического поля.

Полученное выражение (8) для амплитудного спектра, возмущенного зондом в многомодовом волноводе, позволяет рассчитать его при любых величинах глубины погружения зонда, что дает более полный ответ по составу спектра.

Для оценки величины возмущения поля многомодового волновода с размерами 90×45 по формуле (8) рассчитан амплитудный спектр при падении на зонд волн H_{10} и H_{11} с единичной амплитудой и длиной волны, равной 3 см. Расчет выполнен на электронно-вычислительной машине типа М-222 для зонда с $r_0 = 0,25$; $r_0 = 0,5$; $r_0 = 1$ мм; $l \leq 0,05 b$; $d = a/8$; $a/4$; $3/8 a$; $a/2$; $7/8 a$.

Анализ расчетов позволяет сделать ряд выводов: 1) при развязке зонда с волноводом, равным ≈ 90 дБ (глубина погружения зонда $l \leq 0,01 b$), амплитуды всех возмущенных типов волн (например, для 12 низших типов) меньше на 60 дБ по сравнению с доминирующим модом при любых указанных r_0 и d ; 2) при меньшей развязке (глубина погружения зонда $l \leq 0,05 b$)

амплитуды многих возмущенных типов волн близки (в процентном отношении к доминирующему моду) к ожидаемому амплитудному спектру побочных излучений генератора [3, 4] (см. рис. 2, а, 2, б); 3) в случае симметричных расположений

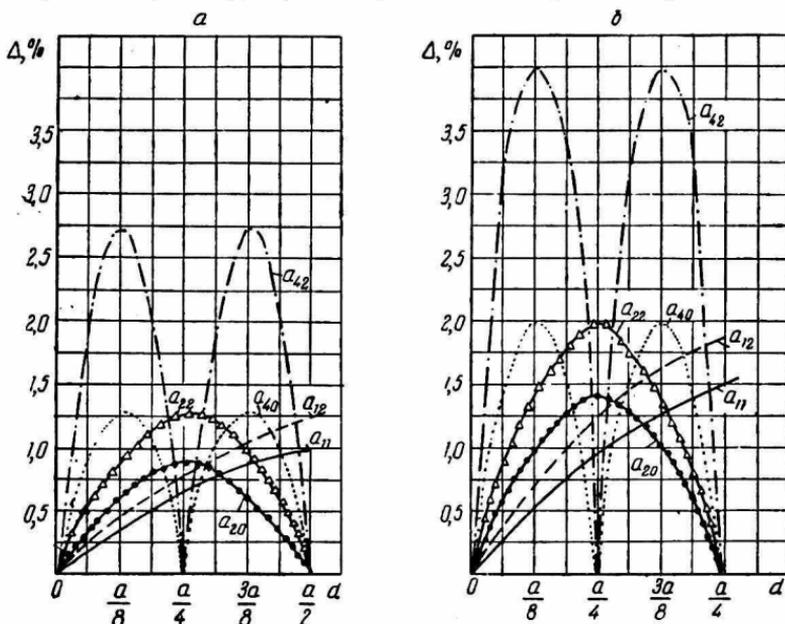


Рис. 2. Относительные амплитуды волн возмущенного зондом спектра для $l = 0,05 b$, $r_0 = 0,5$ мм:
 а — при падающей волне H_{10} ; б — при падающей волне H_{11} .

зонда относительно середины стенки волновода (например, $d = a/8$ и $d = 7/8a$) возмущение имеет одинаковую величину; 4) при $d = a/2$ для всех значений l и r_0 возмущение волн с четным значением индекса m практически не наблюдается при падении на зонд волн типа H_{10} и H_{11} ; 5) вывод по п. 2 подтверждает нецелесообразность применения метода поперечного зондирования поля многомодового волновода при глубине погружения зонда, равной $0,05 b = 2,25$ мм. Учитывая, что некоторые составляющие спектра побочных излучений могут иметь уровень на 60 дБ ниже основного, нельзя дать однозначную рекомендацию об оптимальной глубине погружения зонда при исследовании поля в многомодовом волноводе (см. п. I).

ЛИТЕРАТУРА

1. Современные проблемы антенно-волновой техники. Под редакцией А. А. Пистолькорса. М., «Наука», 1967, с. 145 — 157.
2. King M., Wiltse C. The Multimode Waveguides. — Proceedings IEEE 1964, vol. 52, № 2, p. 208 — 210.
3. Taub J. A new technique for Multimode Power Measurement, — IRE Transactions on MTT, 1962, vol. 10, p. 496 — 505.

4. Levinson D., Rubinstein I. A technique for Measuring Individual Modes Propagating in Overmoded Waveguide. — IEEE Transactions on MTT, 1966, vol 14, № 7, p. 310 — 322.
5. Лыскин С. М., Кац Л. И. Определение спектра типов колебаний прямоугольного волновода системой поперечных зондов. — «Вопросы электронной техники», 1971, вып. 2, с. 219—228.
6. Лыскин С. М. Возмущение спектра типов колебаний многомодового волновода измерительным электрическим зондом. — «Электронная техника». Сер. контрольно-измерительная аппаратура». 1968, вып. 3, с. 64—70.
7. Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф. Теория волноводов М.—Л., «Наука», 1966, с. 160—167.
8. Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика. М., «Связь», 1971, с. 337—341.
9. Юров Ю. А., Лавренко К. Ф. Экспериментальная проверка применения приближенной теории тонкого провода в волноводе. — «Изв. вузов. Радиоэлектроника», 1970, т. XIII, № 9, с. 1047—1054.