15 卷 3 期　　微 波 学 报　　Vol 15 No. 3
1999 年 9 月　　JOURNAL OF MICROWAVES　　Sep. 1999

含有 E 面介质和铁氧体片槽形波导的模式截止频率*

Mode Cutoff Frequencies of Grooved Waveguide Loaded with E-Plane Dielectric and Ferrite Slabs

佘显烨
(南京电子技术研究所, 南京 210013)
(东南大学毫米波国家重点实验室, 南京 210018)

She Xianye
(*Nanjing Research Institute of Electronics Technology, Nanjing* 210013)
(*State Key Lab. of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing* 210018)

【摘要】 用直线法计算含有 E 面介质和铁氧体片的槽形波导中各种模式的截止频率。理论分析和实验结果表明: 在正确选择压缩波导和片的尺寸后可有效地抑制高阶模式。

关键词: 直线法, 槽形波导, 截止频率, 铁氧体移相器

Abstract The method of lines is used to compute a variety of mode cutoff frequencies of a grooved waveguide loaded with E-plane dielectric and ferrite slabs. Theoretical analysis and experimental results show that the higher order modes can be eliminated effectively by proper choice of reduced size waveguide and slabs.

Key terms: Method of lines, Grooved waveguide, Cutoff frequency, Ferrite phase shifter

一、引　言

在波导铁氧体环形移相器及介质滤波器中用到含有 E 面介质和铁氧体片的波导段, 高次模式的激发能明显地改变相移并产生尖锐的损耗峰, 使器件性能变差[4,8], 为防止激发必须研究各高次模式的截止频率。最近广泛采用压缩槽形波导做移相器, 但对各种模式的截止频率一直没有系统计算过。文献[1]仅有 TE_{20}模式截止波长公式, 该公式是在仅考虑 TE_{n0}模时得出的, 所以计算是不完整的。由于含有介质的波导的基本传输模式是 LSE 和 LSM 模, 本文用直线法算出槽形波导中四种最低模式 LSE_{10}、LSE_{20}、LSE_{11}、LSM_{11}的截止频率, 从而在设计中可避免后三种模式的激发, 做出带宽大、插损小的移相器。

* 收稿日期: 1997-06-13; 定稿日期: 1998-07-20。

二、直线法计算步骤[2]

不失一般性, 先考虑槽形波导中含有两对称的介质片时各种模式的截止频率。槽形波导的横截面如图 1 所示。

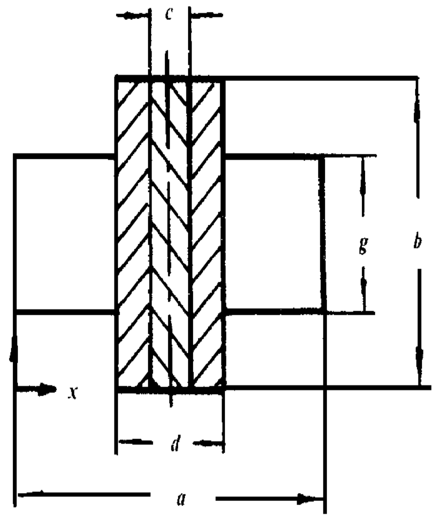

图 1　槽形波导的横截面

定义赫兹电、磁矢量为 $\hat{x}\Psi^e$、$\hat{x}\Psi^h$, 式中 $\hat{x}$ 为 x 方向的单位矢量。若 β 为沿 z 向传播的相位常数, 即 $\Psi^{e,h}$ 包含因子 $e^{-j\beta z}$, 波导内电磁场各分量为

$$
\left\{
\begin{aligned}
E_x &= \left(\beta^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Psi^e \\
E_y &= \frac{\partial^2\Psi^e}{\partial x\,\partial y} - \beta\omega\mu_0\Psi^h \\
E_z &= -j\beta\frac{\partial\Psi^e}{\partial x} + j\omega\mu_0\frac{\partial\Psi^h}{\partial y} \\
H_x &= \left(\beta^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Psi^h \\
H_y &= \beta\omega\epsilon\Psi^e + \frac{\partial^2\Psi^h}{\partial x\,\partial y} \\
H_z &= -j\omega\epsilon\frac{\partial\Psi^e}{\partial y} - j\beta\frac{\partial\Psi^h}{\partial x}
\end{aligned}
\right.
\tag{1}
$$

而 $\nabla_t^2\Psi^{e,h} + (k^2 - \beta^2)\Psi^{e,h} = 0$　　(2)

式中 $k^2 = \omega^2\epsilon\mu_0$

用直线法求解, 取 y 为离散方向, x 为解析方向。取 $\Psi^{e,h}$ 在各离散点上的值组成列矢量 $\overline{\Psi}^{e,h}$, 并把式(2)写成 y 方向的差分方程, 进行变换

$$\widetilde{\Psi}^{e,h} = [T^{e,k}]^T\overline{\Psi}^{e,h} \tag{3}$$

式中 $[T^{e,h}]$ 是变换方阵, 上标 T 为转置。式(2)变成一组去耦的传输线方程

$$\frac{d^2\widetilde{\Psi}^{e,h}}{dx^2} + (\beta_x^2)\widetilde{\Psi}^{e,h} = 0 \tag{4}$$

式中　$(\beta_x^2) = -(1/h^2)[\lambda^{e,h}] + (k^2 - \beta^2)[I]$

而 $[I]$ 为单位矩阵, h 为离散步长, $\lambda^{e,h}$ 为两侧都是第一类边界条件(对 Ψ^e)或第二类边界条件(对 Ψ^h)时二阶差分矩阵的特征值。

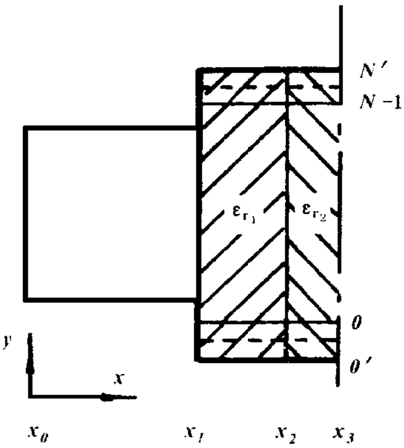

图 2　槽形波导(左半侧)的网格线

由于图 1 左右对称, 故仅考虑其左半侧(图 2)。将槽内介质片沿 y 向分成 $N+1$ 等分, 作离散网格线, Ψ^e 网格线编号自 0、1 到 $N-1$, Ψ^h 自 $0'$、1 到 N'。槽外波导为 $N+1-2M$ 等分(N、M 都是正整数), 显然

$$b/g = (N+1)/(N+1-2M) \tag{5}$$

按横向谐振原理, 在截止频率下 LSM、LSE 模式化为在 x 方向传播的平行平板传输线模式[3]。由式(1)可见, 在截止时, LSM 只有 E_x、E_y、H_z 三项, LSE 只有 E_z、H_x、H_y

三项,彼此分开,互不关联,所以这两种模式的截止频率可分开来求,使求解过程大为化简。

随着 $\overline{\Psi}^{e,h}$, $\overline{E}$、$\overline{H}$ 也相应地变换为 $\widetilde{E}$、$\widetilde{H}$,在变换域内有

$$\begin{bmatrix} \widetilde{\psi}^{e,h} \\ \dfrac{\partial\widetilde{\psi}^{e,h}}{\partial x} \end{bmatrix}_{x_1} = \begin{bmatrix} \cos[\beta_x^{e,h}(x_2-x_1)] & -\dfrac{1}{\beta_x^{e,h}}\sin[\beta_x^{e,h}(x_2-x_1)] \\ \dfrac{1}{\beta_x^{e,h}}\sin[\beta_x^{e,h}(x_2-x_1)] & \cos[\beta_x^{e,h}(x_2-x_1)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \widetilde{\psi}^{e,h} \\ \dfrac{\partial\widetilde{\psi}^{e,h}}{\partial x} \end{bmatrix}_{x_2} \tag{6}$$

式中等号右侧转移矩阵中各元素代表一对角矩阵。

由式(1)有

$$\begin{bmatrix} \widetilde{E}_z \\ -\widetilde{H}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j\omega\mu_0 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dfrac{\partial\widetilde{\psi}^h}{\partial y} \\ \dfrac{\partial^2\widetilde{\psi}^h}{\partial x\,\partial y} \end{bmatrix} \tag{7}$$

代入式(6)得

$$\begin{bmatrix} \widetilde{E}_z \\ -\widetilde{H}_y \end{bmatrix}_{x_1} = \begin{bmatrix} \cos[\beta_x^h(x_2-x_1)] & \dfrac{j\omega\mu_0}{\beta_x^h}\sin[\beta_x^h(x_2-x_1)] \\ \dfrac{j\beta_x^h}{\omega\mu_0}\sin[\beta_x^h(x_2-x_1)] & \cos[\beta_x^h(x_2-x_1)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \widetilde{E}_z \\ -\widetilde{H}_y \end{bmatrix}_{x_2} \tag{8}$$

对 Ψ^e 类似地有

$$\begin{bmatrix} \widetilde{E}_y \\ \widetilde{H}_z \end{bmatrix}_{x_1} = \begin{bmatrix} \cos[\beta_x^e(x_2-x_1)] & \dfrac{j\beta_x^e}{\omega\varepsilon}\sin[\beta_x^e(x_2-x_1)] \\ \dfrac{j\omega\varepsilon}{\beta_x^e}\sin[\beta_x^e(x_2-x_1)] & \cos[\beta_x^e(x_2-x_1)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \widetilde{E}_y \\ -\widetilde{H}_z \end{bmatrix}_{x_2} \tag{9}$$

把图1和图2联系起来,若工作波长为 λ_0,长度对 λ_0 归一化,令

$$A = a/\lambda_0,\quad B = b/\lambda_0,\quad C = c/\lambda_0,\quad D = d/\lambda_0,\quad G = g/\lambda_0 \tag{10}$$

有 $$x_1 - x_0 = (A-D)/2,\quad x_2 - x_1 = (D-C)/2,\quad x_3 - x_2 = C/2 \tag{11}$$

对 LSE_{mn} 中 m 为奇数的模(对称模),$x = x_3$ 处为磁壁,$H_y = 0$,图2中 $x = x_1$ 处右侧的 $\widetilde{E}_z$、$\widetilde{H}_y$ 可由两介质处转移矩阵的乘积求得。当 $x > x_1$,此部分的特征值及正交矩阵元素分别为

$$\begin{aligned} &\lambda_j^h = 4\sin^2\left(\frac{j\pi}{2(N+1)}\right) \qquad (j = 0, 1, \cdots\cdots N) \\ &T_{ij}^h = \sqrt{\frac{2-\delta(0,j)}{N+1}}\cos\left(\frac{(i+0.5)j\pi}{N+1}\right) \qquad (i, j = 0, 1, \cdots\cdots N) \end{aligned} \tag{12}$$

当 $0 < x < x_1$,有

$$\lambda_l^h = 4\sin^2\left(\frac{l\pi}{2(N-2M+1)}\right) \qquad (l = 0, 1, \cdots\cdots N-2M) \tag{13}$$

$$S_{kl}^h = \sqrt{\frac{2-\delta(0,l)}{N-2M+1}}\cos\left(\frac{(k+0.5)l\pi}{N-2M+1}\right) \qquad (k, l = 0, 1, \cdots\cdots N-2M)$$

式中 δ 为 Kronecker 符号。

把截止波长、频率分别记为 λ_c、f_c,则截止时式(4)为

$$(\beta_x^{e,h})^2 = -(1/h^2)[\lambda^{e,h}] + (2\pi/\lambda_c)^2[I] \tag{14}$$

波导中空气、介质各部分的 β_x^h/k_0 为

$$P_l^h = \sqrt{(f_c/f_0)^2 - (\lambda_0/2\pi h)\lambda_l^h} \qquad (0 < x < x_1) \tag{15}$$

$$Q_j^h = \sqrt{\epsilon_{r_1}\left(f_c/f_0\right)^2 - \left(\lambda_0/2\pi h\right)\lambda_j^h} \qquad (x_1 < x < x_2) \tag{16}$$

$$R_j^h = \sqrt{\epsilon_{r_2}\left(f_c/f_0\right)^2 - \left(\lambda_0/2\pi h\right)\lambda_j^h} \qquad (x_2 < x < x_3) \tag{17}$$

对 x_1 右侧
$$(\widetilde{E}_z)_{x_1^+} = \mathrm{diag}\left\{\frac{V_0^h}{V_o'^h}\right\}(-\widetilde{H}_y)_{x_1} \tag{18}$$

对 x_1 左侧
$$(\widetilde{E}_z)_{x_1^-} = \mathrm{diag}\left\{W^h\right\}(-\widetilde{H}_y)_{x_1} \tag{19}$$

式中 $\mathrm{diag}\left\{\frac{V_0^h}{V_0'^h}\right\}$ 为 $N+1$ 阶对角方阵, $\mathrm{diag}\{W^h\}$ 为 $N-2M+1$ 阶对角方阵, 其元素为:

$$\begin{aligned} V_0^h &= \cos\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\cos(\pi R_j^h C) - \frac{R_j^h}{Q_j^h}\sin\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\sin(\pi R_j^h C) \\ V_0'^h &= j\omega\epsilon_0 Q_j^h \sin\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\cos(\pi R_j^h C) + j\omega\epsilon_0 R_j^h\cos\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\sin(\pi R_j^h C) \end{aligned} \tag{20}$$

$$W^h = \frac{1}{j\omega\epsilon_0 P_1^h}\tan\left[\pi P_1^h(A-D)\right] \tag{21}$$

在 x_1 点槽形波导有电壁边界, 在电壁上 $E_z = 0$, 为返回原域, 把 W^h 及 S^h 扩展为 $N+1$ 阶方阵, 令 $a_i = i - M$, $b_j = j - M$, $f_i = N - M - i$, $g_j = N - M - j$ 并定义 Heaviside 阶梯函数

$$\Phi(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases}$$

则扩展矩阵元素为

$$T_{ij}'^h = S_{a_i b_j}^h \Phi(a_i)\Phi(b_j)\Phi(f_i)\Phi(g_j) \tag{22}$$

$$U_{ij}^h = W_{bj}^h \delta(i,j)\Phi(b_j)\Phi(g_j) \tag{23}$$

在原域由电场连续性得

$$\left(T^h\left(V_0^h/V_0'^h\right)T^{hT} - T'^h U^h T'^{hT}\right)(-H_y)_{x_1} = 0 \tag{24}$$

由下列行列式的根求出 LSE 的截止波长

$$\left|T^h\left(V_0^h/V_0'^h\right)T^{hT} - T'^h U^h T'^{hT}\right| = 0 \tag{25}$$

对 LSE_{mn} 模中 m 为偶数的模(反对称模), 式(20)分别改为

$$\begin{aligned} V_e^h &= \frac{1}{j\omega\epsilon_0 R_j^h}\cos\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\sin\left[\pi R_j^h C\right] + \frac{1}{j\omega\epsilon_0 Q_j^h}\sin\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\cos\left[\pi R_j^h C\right] \\ V_e'^h &= -\frac{Q_j^h}{R_j^h}\sin\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\sin\left[\pi R_j^h C\right] + \cos\left[\pi Q_j^h(D-C)\right]\cos\left[\pi R_j^h C\right] \end{aligned} \tag{26}$$

求 LSM 模, 其 λ_j^e 和 T_{ij}^e 分别为

$$\begin{aligned} \lambda_j^e &= 4\sin^2\left((j+1)\pi/2(N+1)\right) \qquad (j = 0, 1, \cdots\cdots N-1) \\ T_{ij}^e &= \sqrt{2/(N+1)}\sin\left((i+1)(j+1)\pi/(N+1)\right) \qquad (i, j = 0, 1, \cdots\cdots N-1) \end{aligned} \tag{27}$$

相仿可定义 P_i^e、Q_j^e 和 R_j^e, 对 m 为奇数的模(反对称模)

$$\begin{aligned} V_0^e &= \frac{j\omega\mu_0 Q_j^e}{\epsilon_{r_1}}\sin\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\cos\left[\pi R_j^e C\right] + \frac{j\omega\mu_0 R_j^e}{\epsilon_{r_2}}\cos\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\sin\left[\pi R_j^e C\right] \\ V_0'^e &= \cos\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\cos\left[\pi R_j^e C\right] - \frac{R_j^e\epsilon_{r_1}}{Q_j^e\epsilon_{r_2}}\sin\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\sin\left[\pi R_j^e C\right] \end{aligned} \tag{28}$$

m 为偶数的模(对称模)

$$\begin{aligned} V_e^e &= \cos\left[\pi\theta_j^e(D-C)\right]\cos\left[\pi R_j^e C\right] - \frac{Q_j^e\epsilon_{r_2}}{R_j^e\epsilon_{r_1}}\sin\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\sin\left[\pi R_j^e C\right] \\ V_e'^e &= \frac{j\epsilon_{r_1}}{\omega\mu_0 Q_j^e}\sin\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\cos\left[\pi R_j^e C\right] + \frac{j\epsilon_{r_2}}{\omega\mu_0 R_j^e}\cos\left[\pi Q_j^e(D-C)\right]\sin\left[\pi R_j^e C\right] \end{aligned} \tag{29}$$

对 x_1 左侧区间有

$$W^e = -j\omega\mu_0 P_l^e \tan[\pi P_l^e(A-D)] \qquad (l=0,1,\cdots N-2M-1) \tag{30}$$

其它的运算步骤和 LSE 奇模相仿, 不再赘述。

三、数值计算及讨论

1 含有 E 面介质矩形波导的截止波长

当 $M=0$, 槽形波导退化为矩形波导, 这时有严格的解析解, LSE、LSM 中每一种模式可独立存在, 令

$$\beta_y = n\pi/b \qquad (n=0,1,\cdots\cdots) \tag{31}$$

则 $\beta_x^2 = -\beta_y^2 + k^2 - \beta^2$, 式(15~17)也改为

$$P=\sqrt{\left(\frac{f_c}{f_0}\right)^2-\left(\frac{n}{2B}\right)^2},\ Q=\sqrt{\epsilon_{r_1}\left(\frac{f_c}{f_0}\right)^2-\left(\frac{n}{2B}\right)^2},\ R=\sqrt{\epsilon_{r_2}\left(\frac{f_c}{f_0}\right)^2-\left(\frac{n}{2B}\right)^2}$$

若矩形波导正中仅含有一片介质, 即 $C=0$, 且 $T=T'$, $U=W$, 则对各种模式由上节式(25)、(26~30)推出下列各式:

$$\text{LSEm 奇}: P\cot[\pi P(A-D)] = Q\tan[\pi QD] \tag{32}$$

$$\text{LSEm 偶}: P\cot[\pi P(A-D)] = -Q\cot[\pi QD] \tag{33}$$

$$\text{LSMm 奇}: -P\tan[\pi P(A-D)] = (Q/\epsilon_{r_1})\tan[\pi QD] \tag{34}$$

$$\text{LSMm 偶}: P\tan[\pi P(A-D)] = (Q/\epsilon_{r_1})\cot[\pi QD] \tag{35}$$

上式和文献[4]、[5]中结果完全一致。

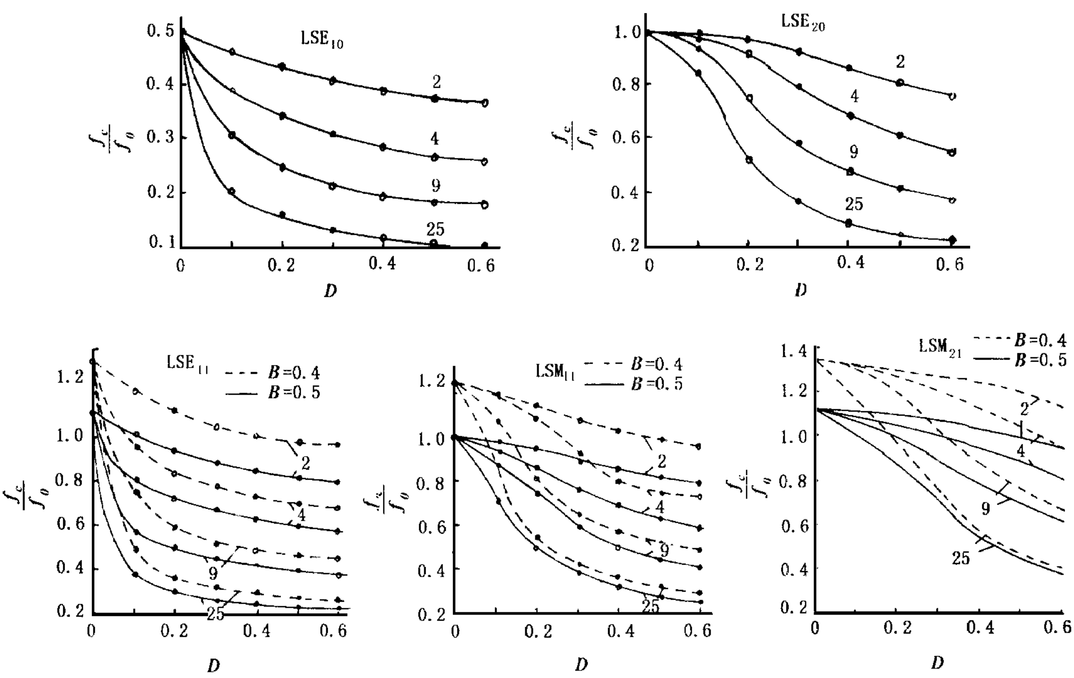

图 3 中央为介质片的矩形波导各模式的 f_c/f_0 和 ϵ_r、D 的关系(图中参数为 ϵ_r)

对图 1 中 $A=1$, $B=G=0.5$, $C=0$, 中间介质片厚 D, 介电常数 ϵ_r 不同时波导的归一化截

止频率 f_c/f_0 计算后示于图 3, 图中 · 点为文献 [6] 计算点, 彼此符合得很好。对波导 $A < 1$ 的情况, f_c/f_0 要增大 $1/A$ 倍。

由图 3 可看出移相器工作于基模 LSE_{10} 亦即一般所说的 TE_{10} 模, 较易激发的高次模是 LSE_{11}、LSE_{20}、LSM_{11} 模, LSM_{21} 模的截止频率较高可不予考虑。当 B/A 较大时, LSE_{11}、LSM_{11} 两种高次模的截止频率降低(图 4), 使工作频率有可能高于其截止频率引起高次模的传播。缩小波导尺寸、减小 B/A 都能有效地抑制高次模, 但会减小能承受的功率。当波导中间含有两平行介质片时, 若此两介质片的厚度和单一介质片相同, 两介质片中间为空气, 则前者 LSE_{10} 模式的归一化截止频率和后者的极为接近。图 5 示出矩波导 $A = 1, B = 0.5, C = 0.05, D = 0.25$、$0.35$、$0.45$, $\epsilon_{r2} = 1$、35 时各模式归一化截止频率的变化曲线, 图中参变量为 ϵ_{r1}。$\epsilon_{r2} = 1$ 表示两介质片中为空气, $\epsilon_{r2} = 35$ 表示中间夹有高介电常数介质。这两种情况在铁氧体移相器中都常遇到, 中间夹高介电常数介质可使 LSE_{10}、LSE_{11}、LSM_{11} 的归一化截止频率大幅度减小, 而 LSE_{20} 几乎不变。

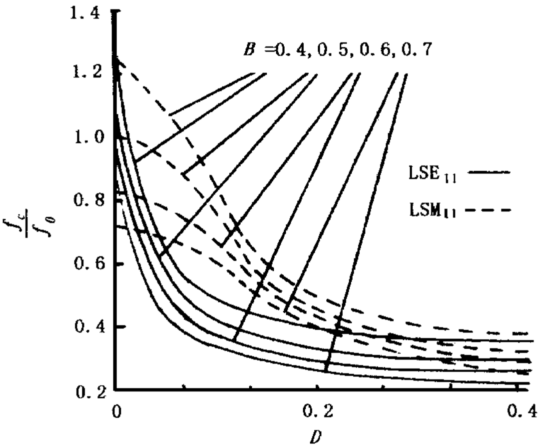

图 4　当 $A = 1, B = 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, \epsilon_{r2} = 16$ 时, LSE_{11} 和 LSM_{11} 的归一化截止频率

2　槽形波导含有 E 面铁氧体片的情况

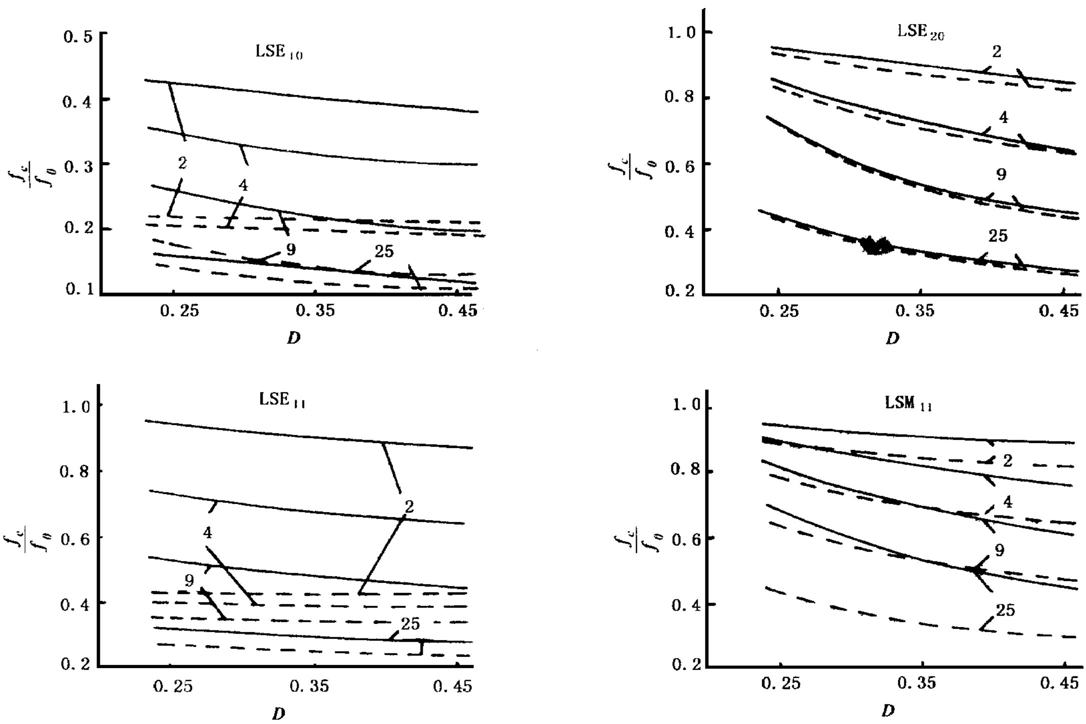

图 5　各模式的归一化截止频率与 ϵ_{r1}、ϵ_{r2}, D 的关系(实线: $\epsilon_{r2} = 1$; 虚线: $\epsilon_{r2} = 35$ 图中参变量为 ϵ_{r1})

传统上把波导中的铁氧体管简化为一对相互对称的横向磁化 E 面铁氧体片来分析, 这时

波导中不会有单一的LSE、LSM 模, 而是两者的混合模。现把问题进一步简化, 假定在 y 方向的电磁场没有变化, 即把模式限制的LSE_{mo}或一般的 TE_{mo}型波, 则可令

$$\begin{aligned}\vec{E} &= -j\omega\mu_o \nabla \times \hat{x}\psi^h \\ \bar{\bar{\mu}} \cdot \vec{H} &= \nabla \times \nabla \times \hat{x}\psi^h\end{aligned} \tag{36}$$

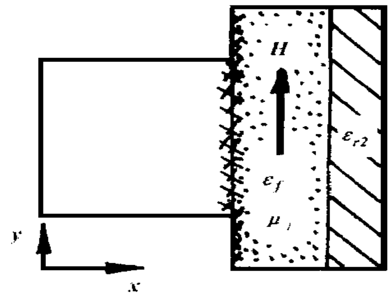

图 6　槽形波导中含铁氧体片(×为边界突变造成的邻近区域)

式中$\bar{\bar{\mu}}$为相对磁导率张量。外磁场沿 y 坐标方向, 故$\bar{\bar{\mu}}$为

$$\begin{pmatrix} \mu & 0 & jk \\ 0 & 1 & 0 \\ -jk & 0 & \mu \end{pmatrix} \tag{37}$$

式(36)符合法拉弟定律, 为符合安培环路定律, ψ^h 要满足

$$\frac{\partial^2 \psi^h}{\partial x^2} + (\epsilon_f \mu_\perp k_0^2 - \beta^2)\psi^h = 0 \tag{38}$$

式中 ϵ_f 为铁氧体相对介电常数, $\mu_\perp = (\mu^2 - k^2)/\mu$ 为横向磁化相对有效磁导率。

铁氧体片放于槽形波导中如图 6 所示。

转换矩阵和相应各式都有变化:

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_y \\ \bar{H}_z \end{pmatrix}_{x_1} = \begin{pmatrix} \cos[\pi Q^h(D-C)] & \dfrac{\mu_\perp}{-j\omega\epsilon_0 Q^h}\sin[\pi Q^h(D-C)] \\ \dfrac{j\omega\epsilon_0 Q^h}{\mu_\perp}\sin[\pi Q^h(D-C)] & \cos[\pi Q^h(D-C)] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_y \\ \bar{H}_z \end{pmatrix}_{x_2} \tag{39}$$

而
$$P^h = f_c/f_0, \quad Q^h = \sqrt{\epsilon_f \mu_\perp}\,(f_c/f_0), \quad R^h = \sqrt{\epsilon_{r_2}}\,(f_c/f_0) \tag{40}$$

并且

$$\begin{aligned} V_0^h &= \cos[\pi Q^h(D-C)]\cos[\pi R^h C] - \mu_\perp \frac{R^h}{Q^h}\sin[\pi Q^h(D-C)]\sin[\pi R^h C] \\ V_e'^h &= \frac{j\omega\epsilon_0 Q^h}{\mu_\perp}\sin[\pi Q^h(D-C)]\cos[\pi R^h C] + j\omega\epsilon_0 R^h\cos[\pi Q^h(D-C)]\sin[\pi R^h C] \end{aligned} \tag{41}$$

只考虑LSE_{mo}模, 槽波导可看成平板电容器, 上下板位势差一致, 电压值有

$$E_y\big|_{x_1^-} \cdot \frac{G}{B} = E_y\big|_{x_1^+} \tag{42}$$

另外
$$H_x\big|_{x_1^-} = H_x\big|_{x_1^+}$$

图 6 中带×区域不符合电场连续条件, 不考虑由边壁陡变引起的“邻近效应”, 所以结果是近似的, 由此有

对m 为奇数
$$GW^h/B = V_0^h/V_o'^h \tag{43}$$

对m 为偶数

$$\begin{aligned} V_e^h &= \frac{1}{j\omega\epsilon_0 R^h}\cos[\pi Q^h(D-C)]\sin[\pi R^h C] - \frac{\mu_\perp}{j\omega\epsilon_0 Q^h}\sin[\pi Q^h(D-C)]\cos[\pi R^h C] \\ V_e'^h &= \frac{-Q^h}{\mu_\perp R^h}\sin[\pi Q^h(D-C)]\sin[\pi R^h C] + \cos[\pi Q^h(D-C)]\cos[\pi R^h C] \end{aligned} \tag{44}$$

类似地有
$$GW^h/B = V_e^h/V_e'^h \tag{45}$$

上式和文献[1]中式(3)一致, 要注意文献[1]中原来公式等号左侧有错误。按式(45)作图

和文献〔1〕中图 3 完全一致。

文献〔1〕槽形波导接近标准尺寸, 它能使 LSE_{10} 波通过, 所以并未考虑 LSE_{10} 的截止条件而目前广泛使用压缩槽波导做移相器, 必须同时考虑 LSE_{10} 条件。以 8mm 槽波导移相器为例, 采用压缩波导 $A = 0.35, B = 0.22$, 选 $G = 0.1 \sim 0.2, D = 0.10 \sim 0.20, C = 0.015 \sim 0.025$, 采用锂铁氧体材料在锁式状态下工作, $\mu_{\perp} = 0.91$, 介电常数 $\epsilon_1 = 14$, 样品中无其它介质, 即 $\epsilon_2 = 1$, 利用式(44)～(45)作 LSE_{10} 及 LSE_{20} 的截止曲线如图 7, 两曲线间的斜线区域为工作区域, 在区内 LSE_{10} 传播, LSE_{20} 截止。

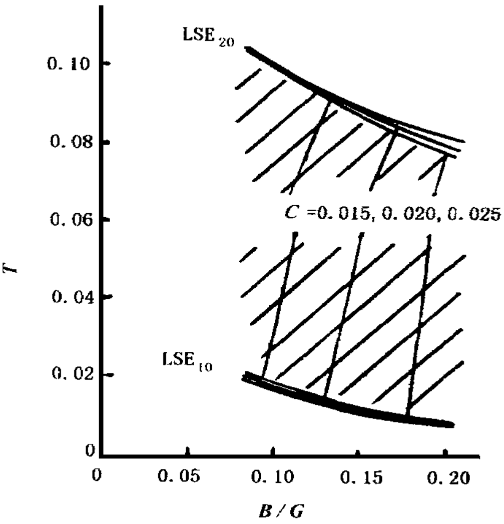

图 7　槽波导移相器的工作区域(斜线阴影区, $T = (D - C)/2$ 为铁氧体片厚)

在其间选铁氧体片厚度为 T 作成的移相器, 在差相移 180°时插损为 0.5dB。

文献〔1〕由于假定电磁场沿 y 方向无变化, 所以没有考虑 B 的影响, 即 LSE_{11}、LSM_{11} 等波型的激发、干扰问题。

3　用直线法计算槽形波导的结果

槽形波导中含有 E 面介质片可精确求解, 目前对铁氧体片还没有精确解。

在非互易电调移相器中, 当考虑铁氧体段与波导匹配时, 一般令铁氧体为退磁态与波导匹配, 这时铁氧体相当于介质。另外, 在 $|\kappa/\mu| \ll 1$ 时, 如在 8mm 移相器中, 也可把铁氧体近似认为一般介质, 故可用第二节方法计算。

由于槽波导中不存在单一的 LSE_{mn} 或 LSM_{mn} 模, 只按某模式为主进行传播, 严格地说应加写“极限”两字以示区别[7]。现结合上节 8mm 移相器槽波导数据计算, 计算中假定 $\mu_{\perp} = 1$。LSE_{10} 仍假定为式(25)的第一个根, LSE_{11} 则为第二个根, 和上节矩形波导不一样, 因为式(31)这时不成立。计算结果列于图 8。

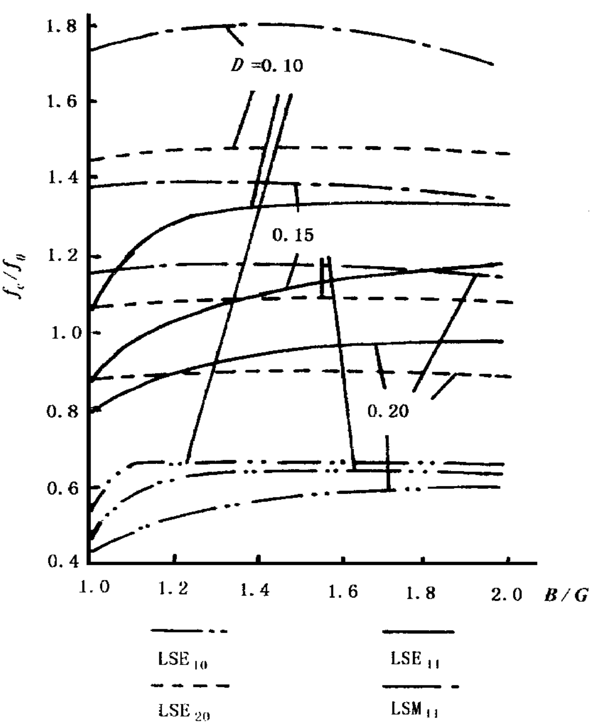

图 8　LSE_{10}、LSE_{11}、LSE_{20}、LSM_{11} 波的归一化截止频率

从图可见, 当 B/G 从 1 增至 2 时 LSE_{20}、LSM_{11} 基本不变, LSE_{10} 和 LSE_{11} 都会增大, 移相器要求 LSE_{10} 传播, LSE_{11}、LSE_{20}、LSM_{11} 截止, 先选定 A、C、D 等参数, 令 LSE_{20}、LSM_{11} 截止, 再调节 B、G 使 LSE_{11} 也截止。在 8mm 波段移相器的实验结果如图 9 所示。图 9 中曲线(a)表示矩形波导 $A = 0.7, B = 0.35, D = 0.14, C = 0.02$, 铁氧体 $\epsilon_1 = 14$, 则由

图 8 可估算出其 LSE_{11} 模 $f_c/f_0 = 0.7$, 故 LSE_{11} 模可激发, 在波导半高度处加平行于宽边的电阻片来抑制, 则插损可降低至 0.9dB 左右。(b) 为矩形波导 $A = 0.35, B = 0.22, C = 0.02, D = 0.15$, 由图 8 知 LSE_{11} 的 $f_c/f_0 = 0.86$, 故此模可激发, 也要用电阻片来抑制, 插损才能下降。(c) 为槽波导, 参数同 (b), 但 $B/G = 1.7$。由图 8 知 LSE_{11} 已截止, 故不用电阻片, 器件插损就已降至 0.7dB 以下。

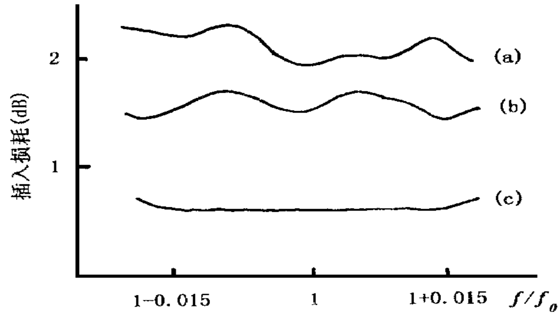

图 9　三种波导的插入损耗

实验结果和文献 [8] 的结论相仿, 在一定的结构尺寸条件下槽波导能起到抑制高次模的作用。

四、结论

直线法可精确地计算含有 E 面介质片槽形波导的 LSE 和 LSM 模的截止频率, 对含有 E 面铁氧体片的槽形波导可近似计算 LSE_{mo} 的截止频率, 计算采用 Mathcad 5.0 软件。这些计算对合适地选择压缩尺寸和样品参数以抑制高次模式是十分重要的, 相应的实验证明, 它能降低插入损耗、展宽器件工作频带。

参　考　文　献

[1] A. Mizobuchi, H. Kurebayashi. Nonreciprocal remanence ferrite phase shifters using the grooved waveguide, *IEEE Trans MTT*, 1978; 26(12): 1012～1016.

[2] 佘显烨. 微波集成电路的电磁场计算, 南京: 电子工业部十四研究所《SSS》丛书编辑部, 1992, 12, 第十四章

[3] R、F、哈林登. 正弦电磁场(中译本): 上海科学技术出版社, 1964. 4: 170～176.

[4] 温俊鼎, 黄瑜旋. 介质加载波导高次模的可能应用. 第 7 届全国微波磁学会议论文集, 厦门, 1994. 3: 7～8.

[5] 何瑞生, 付原. 压缩波导铁氧体移相器的计算机辅助设计. 第 7 届全国微波磁学会议论文集, 厦门, 1994. 3: 237～241.

[6] S. Halevy, S. Raz, H. Cory. Bandwidth optimization by dielectric loading. *IEEE Trans MTT*, 1978; 26(6): 406～412.

[7] J. Helszajn. Standing wave solutions of planar irregular hexagonal and wye resonators. *IEEE Trans MTT*, 1981; 29(6): 562～567.

[8] 温俊鼎. 背脊波导锁式铁氧体移相器的实验研究. 电子学报, 1979 年 3 月: 44～51.

佘显烨　1938 年生, 1960 年毕业于北京大学数力系, 现为南京电子技术研究所研究员, 中国电子学会高级会员, 主要研究领域为电磁场数值计算, 微波铁氧体。著有"微波集成电路的格林函数法计算"等三本专著, 在国内外杂志上发表论文约五十篇。