

# 法拉第手征圆波导中旋磁性和手征性的复合效应<sup>1</sup>

尹文言 冯茂岩\*

(西北工业大学电子工程系 西安 710072)

\*(南京河运学校 南京 210011)

**摘 要** 基于分离变量和 Müller 求根法, 本文详细地分析了均匀和非均匀法拉第手征圆波导中混合模的传输特性; 揭示了模分裂、对称和非互易性、后向波和衰减随不同本构参数的变化规律, 而这不同于一般旋磁和互易手征波导情形。

**关键词** 法拉第手征介质, 圆波导, 色散, 非互易性, 后向波

**中图分类号** TN814

## 1 引 言

手征波导是一种新型的导波器件<sup>[1-4]</sup>。根据手征介质本身的不同属性, 手征波导可以分为互易、双各向同性非互易和双各向异性情形。从波导的几何形状来看, 它又可分为圆柱形、同轴线、平板状和矩形四大类<sup>[5-8]</sup>。法拉第手征介质是一种双各向异性复合材料, 它包括手征铁氧体和手征等离子体<sup>[9]</sup>。由于手征性和旋磁性的同时引入, 法拉第手征圆波导中混合模的传输特性尚待深入地研究。

本文详细地分析了全填充、中心加载和周边加载法拉第手征圆波导中混合模的传播特性, 特别考虑了非互易性、对称性特征, 以及衰减和后向波效应。

## 2 模型和场分布

图 1 是多层法拉第手征圆波导的横截面图。当  $R_{N-1} \leq \rho \leq R_N$  区域为空气时, 即为中心加载情形。法拉第手征介质的本构方程为 ( $\exp(-i\omega t)$ )

$$\mathbf{D}^{(j)} = [\epsilon^{(j)}] \mathbf{E}^{(j)} + i\xi_c^{(j)} \mathbf{B}^{(j)}, \quad j = 1, 2, \dots, N-1, \quad (1)$$

$$\mathbf{H}^{(j)} = i\xi_c^{(j)} \mathbf{E}^{(j)} + [\mu^{(j)}]^{-1} \mathbf{B}^{(j)}, \quad j = 1, 2, \dots, N-1, \quad (2)$$

式中  $[\epsilon^{(j)}]$  和  $[\mu^{(j)}]$  的形式为

$$[\epsilon^{(j)}] = \begin{bmatrix} \epsilon_1^{(j)} & -ig^{(j)} & 0 \\ ig^{(j)} & \epsilon_1^{(j)} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2^{(j)} \end{bmatrix}, \quad [\mu^{(j)}] = \begin{bmatrix} \mu_1^{(j)} & -i\kappa^{(j)} & 0 \\ i\kappa^{(j)} & \mu_1^{(j)} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2^{(j)} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

<sup>1</sup> 1994-12-30 收到, 1995-07-18 定稿  
国家自然科学基金资助课题

对于手征铁氧体来说 ( $\varepsilon_1^{(j)} = \varepsilon_2^{(j)}$ ,  $g^{(j)} = 0$ ), 应有

$$\mu_1^{(j)} = \mu_0 \left[ 1 + \frac{\omega_0^{(j)} \omega_m^{(j)}}{[\omega_0^{(j)}]^2 - \omega^2} \right], \quad \kappa^{(j)} = \frac{\mu_0 \omega \omega_m^{(j)}}{\omega^2 - [\omega_0^{(j)}]^2}, \quad (4)$$

其中  $\omega_0^{(j)} = |\gamma_c| H_0^{(j)}$ ,  $\omega_m^{(j)} = |\gamma_c| M_s^{(j)}$ , 而  $\gamma_c$ ,  $H_0^{(j)}$  和  $Y \downarrow$   
 $\omega_0^{(j)}$ ,  $\omega_m^{(j)}$  的定义与普通铁氧体情形相同。

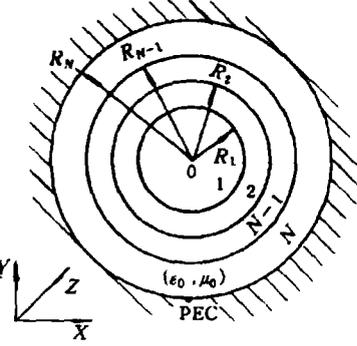


图 1 多层法拉第手征圆波导

应用分离变量法, 可将法拉第手征圆波导中的横向场分量用纵向场分量来表示 (见附录), 而纵向场分量满足

$$E_z^{(j)} = S_+^{(j)} U_+^{(j)} + S_-^{(j)} U_-^{(j)}, \quad (5a)$$

$$H_z^{(j)} = q_+^{(j)} U_+^{(j)} + q_-^{(j)} U_-^{(j)}, \quad (5b)$$

而

$$\nabla_{\pm}^2 U_{\pm}^{(j)} + S_{\pm}^{(j)} U_{\pm}^{(j)} = 0 \quad (5c)$$

式中  $S_{\pm}^{(j)} = \{-[C_1^{(j)} + C_4^{(j)}] \pm [(C_1^{(j)} - C_4^{(j)})^2 - 4C_2^{(j)} C_3^{(j)}]^{1/2}\}$ ,  $q_{\pm}^{(j)} = iS_{\pm}^{(j)} (S_{\pm}^{(j)} + C_1^{(j)}) / C_2^{(j)}$ ,  $C_1^{(j)} = -[A_{21}^{(j)} a_8^{(j)} + iA_{41}^{(j)} a_9^{(j)}] / \Delta^{(j)}$ ,  $C_2^{(j)} = -[A_{21}^{(j)} a_7^{(j)} + iA_{41}^{(j)} a_8^{(j)}] / \Delta^{(j)}$ ,  $C_3^{(j)} = [A_{21}^{(j)} a_9^{(j)} - iA_{23}^{(j)} a_8^{(j)}] / \Delta^{(j)}$ ,  $C_4^{(j)} = -[A_{21}^{(j)} a_8^{(j)} - iA_{23}^{(j)} a_7^{(j)}] / \Delta^{(j)}$ ,  $\Delta^{(j)} = A_{21}^{(j)2} - A_{23}^{(j)} A_{41}^{(j)}$ ,  $a_7^{(j)} = \omega \mu_2^{(j)}$ ,  $a_8^{(j)} = \omega \xi_c^{(j)} \mu_2^{(j)}$ ,  $a_9^{(j)} = \omega [\varepsilon_2^{(j)} + \mu_2^{(j)} \xi_c^{(j)2}]$ .

这样, 图 1 中不同区域中混合模的切向场分量为

$$E_z^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [D_{1n}^{(1)} S_+^{(1)} J_n(\sqrt{S_+^{(1)}} \rho) + D_{2n}^{(1)} S_-^{(1)} J_n(\sqrt{S_-^{(1)}} \rho)] \exp(in\varphi), \quad (6a)$$

$$E_{\varphi}^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{D_{1n}^{(1)} [-M_+^{(1)} J_n'(\sqrt{S_+^{(1)}} \rho) + (inN_+^{(1)} / \rho) J_n(\sqrt{S_+^{(1)}} \rho)] \\ + D_{2n}^{(1)} [-M_-^{(1)} J_n'(\sqrt{S_-^{(1)}} \rho) + (inN_-^{(1)} / \rho) J_n(\sqrt{S_-^{(1)}} \rho)]\} \exp(in\varphi), \quad (6b)$$

$$H_z^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [D_{1n}^{(1)} q_+^{(1)} J_n(\sqrt{S_+^{(1)}} \rho) + D_{2n}^{(1)} q_-^{(1)} J_n(\sqrt{S_-^{(1)}} \rho)] \exp(in\varphi), \quad (6c)$$

$$H_{\varphi}^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{D_{1n}^{(1)} [-X_+^{(1)} J_n'(\sqrt{S_+^{(1)}} \rho) + (inY_+^{(1)} / \rho) J_n(\sqrt{S_+^{(1)}} \rho)] \\ + D_{2n}^{(1)} [-X_-^{(1)} J_n'(\sqrt{S_-^{(1)}} \rho) + (inY_-^{(1)} / \rho) J_n(\sqrt{S_-^{(1)}} \rho)]\} \exp(in\varphi). \quad (6d)$$

在第  $j$  层中 ( $j = 2, \dots, N$ )。

$$E_z^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [D_{1n}^{(j)} S_+^{(j)} J_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + D_{2n}^{(j)} S_+^{(j)} N_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + D_{3n}^{(j)} S_-^{(j)} J_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho) + D_{4n}^{(j)} S_-^{(j)} N_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho)] \exp(in\varphi), \quad (7a)$$

$$E_\varphi^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{D_{1n}^{(j)} [-M_+^{(j)} J_n'(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + (inN_+^{(j)}/\rho) J_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho)] + D_{2n}^{(j)} [-M_+^{(j)} N_n'(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + (inN_+^{(j)}/\rho) N_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho)] + D_{3n}^{(j)} [-M_-^{(j)} J_n'(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho) + (inN_-^{(j)}/\rho) J_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho)] + D_{4n}^{(j)} [-M_-^{(j)} N_n'(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho) + (inN_-^{(j)}/\rho) N_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho)]\} \exp(in\varphi), \quad (7b)$$

$$H_z^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [D_{1n}^{(j)} q_+^{(j)} J_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + D_{2n}^{(j)} q_+^{(j)} N_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + D_{3n}^{(j)} q_-^{(j)} J_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho) + D_{4n}^{(j)} q_-^{(j)} N_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho)] \exp(in\varphi), \quad (7c)$$

$$H_\varphi^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{D_{1n}^{(j)} [-X_+^{(j)} J_n'(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + (inY_+^{(j)}/\rho) J_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho)] + D_{2n}^{(j)} [-X_+^{(j)} N_n'(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho) + (inY_+^{(j)}/\rho) N_n(\sqrt{S_+^{(j)}} \rho)] + D_{3n}^{(j)} [-X_-^{(j)} J_n'(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho) + (inY_-^{(j)}/\rho) J_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho)] + D_{4n}^{(j)} [-X_-^{(j)} N_n'(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho) + (inY_-^{(j)}/\rho) N_n(\sqrt{S_-^{(j)}} \rho)]\} \exp(in\varphi), \quad (7d)$$

式中  $M_\pm^{(j)} = \sqrt{S_\pm^{(j)}} (A_{21}^{(j)} S_\pm^{(j)} + A_{41}^{(j)} q_\pm^{(j)})$ ,  $N_\pm^{(j)} = (A_{22}^{(j)} S_\pm^{(j)} + A_{42}^{(j)} q_\pm^{(j)})$ ,  $X_\pm^{(j)} = \sqrt{S_\pm^{(j)}} (A_{23}^{(j)} S_\pm^{(j)} + A_{43}^{(j)} q_\pm^{(j)})$ ,  $Y_\pm^{(j)} = A_{24}^{(j)} S_\pm^{(j)} + A_{44}^{(j)} q_\pm^{(j)}$ 。上述诸式中包含的纵向传播因子  $\exp(\gamma z - i\omega t)$  均被省略,  $\gamma = i\beta - \alpha$ ,  $\beta$  和  $\alpha$  分别是纵向传播和衰减系数。利用  $\rho = R_1, R_2, \dots, R_N$  处的边界条件:

$\rho = R_j$  时,

$$E_z^{(j)} = E_z^{(j+1)}, \quad E_\varphi^{(j)} = E_\varphi^{(j+1)}, \quad H_z^{(j)} = H_z^{(j+1)}, \quad H_\varphi^{(j)} = H_\varphi^{(j+1)}, \quad j = 1, 2, \dots, N-1; \quad (8)$$

$\rho = R_N$  时,

$$E_z^{(N)} = E_\varphi^{(N)} = 0. \quad (9)$$

进一步整理可得当  $D_{1n}^{(j)}$ ,  $D_{2n}^{(j)}$ ,  $D_{3n}^{(j)}$  和  $D_{4n}^{(j)}$  有非零解时,  $HE_{n,m}$  和  $EH_{n,m}$  的色散方程。

### 3 色散曲线

由上述诸式, 应用 Müller 求根法编程计算对应不同加载情形时, 混合模  $HE_{n,m}$  的色散特性曲线。这里首先考虑无耗情形。图 2 是全填充情形, 未计及法拉第手征介质自身的色散效应。显然,

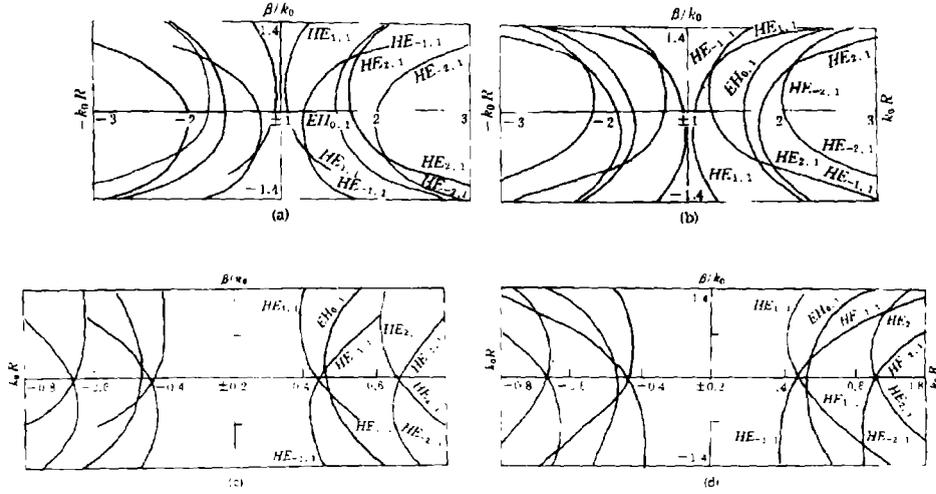


图 2 法拉第手征圆波导中混合模的色散特性曲线

- (a)  $\epsilon_1^{(1)} = 2.5\epsilon_0, \epsilon_2^{(1)} = 2.0\epsilon_0, g^{(1)} = 0.5\epsilon_0, \mu_1^{(1)} = \mu_2^{(1)} = \mu_0, \kappa^{(1)} = 0, \xi_c^{(1)} = 10^{-3}\Omega^{-1}$ ;
- (b) 同 (a), 而  $g^{(1)} = -0.5\epsilon_0$ ;
- (c)  $\epsilon_1^{(1)} = \epsilon_2^{(1)} = 12.6\epsilon_0, g^{(1)} = 0, \xi_c^{(1)} = 5 \times 10^{-3}\Omega^{-1}, \mu_1^{(1)} = 1.5\mu_0, \mu_2^{(1)} = \mu_0, \kappa^{(1)} = 0.3\mu_0$ ;
- (d) 同 (c), 而  $\kappa^{(1)} = -0.3\mu_0$ .

(1) 在图 2(a), 2(b) 中, 由于电各向异性的引入 ( $\epsilon_1^{(1)} \neq \epsilon_2^{(1)}, g^{(1)} \neq 0$ ),  $HE_{\pm n, 1}$  模已经完全分裂, 具有不同的截止频率和传播常数。

(2) 由于  $g^{(1)} \neq 0$ , 色散曲线关于横轴呈现明显的不对称性, 即法拉第手征圆波导的非互易性; 但是, 色散曲线关于纵轴是完全对称的。

(3) 比较图 2(b) 与 2(a) 可知, 当以  $\pm g^{(1)}$  代替  $g^{(1)}$  时, 色散图是以横轴为轴翻转  $180^\circ$  后的图形。另外, 若同时改变  $g^{(1)}$  和  $\xi_c^{(1)}$  的正负号时, 即  $\mp g^{(1)} \rightarrow \pm g^{(1)}, \pm \xi_c^{(1)} \rightarrow \mp \xi_c^{(1)}$ , 色散曲线的形状不变。

(4) 比较图 2(c), 2(d) 与 2(a), 2(b) 可见, 尽管  $\mu_1^{(1)} \neq \mu_2^{(1)}, \kappa^{(1)} \neq 0$ , 但是  $\epsilon_1^{(1)} = \epsilon_2^{(1)}, g^{(1)} = 0$ , 混合模仍具有相同的截止频率, 未发生完全分裂现象。因此, 电各向异性的影响更显著。

(5) 由于  $\kappa^{(1)} \neq 0$ , 色散曲线关于横轴也呈现不对称性; 随着  $\kappa^{(1)}$  值的增加, 这种不对称性明显地加强。若以  $-\xi_c^{(1)}$  代替  $\xi_c^{(1)}$  时, 则  $HE_{\pm n, 1}$  变成了  $HE_{\mp n, 1}$ 。

(6) 计算容易发现, 当  $\xi_c^{(1)}$  值增加时,  $HE_{\pm n, 1}$  模之间的模分裂程度明显地加剧, 同时截止频率降低。

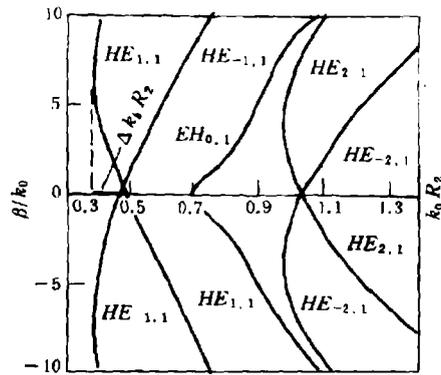


图 3 不同阶混合模的色散特性曲线

- $R_1 = 0.7R_2, \epsilon_1^{(1)} = \epsilon_2^{(1)} = 12.6\epsilon_0, g^{(1)} = 0,$
- $m_s^{(1)} \mu_0 = 0.16T, \omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)} = 0.3,$
- $\xi_c^{(1)} = 5 \times 10^{-3}\Omega^{-1}, \epsilon_1^{(2)} = \epsilon_2^{(2)} = \epsilon_0, g^{(2)} = 0,$
- $\mu_1^{(2)} = \mu_2^{(2)} = \mu_0, \kappa^{(2)} = 0.$

单层无耗手征铁氧体中心加载圆波导中混合模的色散特性如图 3 所示。这里考虑了手征铁氧体自身的色散效应。

在图 3 中, 由于  $\kappa^{(1)} \neq 0$ , 同样呈现非互易性, 而关于纵轴仍是对称的。随着比值  $\omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)}$  的减小 (例如  $\omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)} = 0.1$ ), 上述色散曲线关于横轴的不对称性变得更明显。计算发现, 当  $\omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)}$  减小时,  $\kappa^{(1)}$  值变大; 反之则  $\kappa^{(1)}$  值变小。例如, 当  $\omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)} \sim 3.9$  时,  $\kappa^{(1)}$  已经远小于  $\mu_1^{(1)}$  和  $\mu_2^{(1)}$  的值。

与一般铁氧体加载圆波导类似, 法拉第手征圆波导中的  $HE_{\pm n,1}$  模也存在一后向变化区域, 这时  $d\beta/d\omega < 0$ , 当  $n = 0$  时, 后向区域消失。以  $HE_{1,1}$  模为例, 后向变化波数范围  $\Delta k_b R_2$  (图 3) 随手征导纳和内偏置磁场强度  $H_0^{(1)}$  的变化规律如图 4 所示。

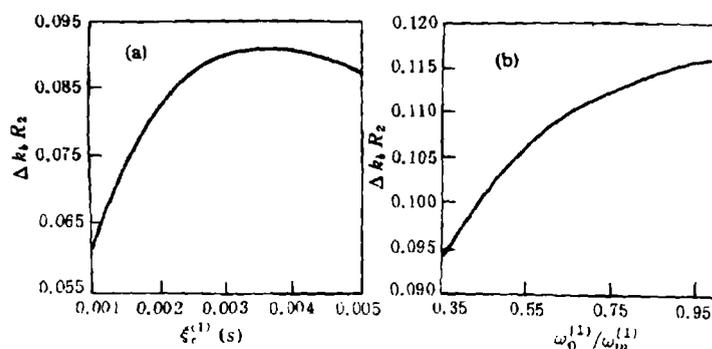


图 4 中心加载时  $HE_{1,1}$  模的后向变化波数范围随  $\xi_c^{(1)}$  和  $\omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)}$  的变化曲线, (参数同图 3)

由图 4 可见,  $\Delta k_b R_2$  随  $\xi_c^{(1)}$  的增加并非一直单调上升和下降。对于特定的  $\xi_c^{(1)}$ ,  $\Delta k_b R_2$  可达最大宽度。随着  $\omega_0^{(1)}/\omega_m^{(1)}$  的增加, 图 4(b) 中的  $\Delta k_b R_2$  是单调上升的。

图 5 是单层周边加载手征铁氧体圆波导中的  $HE_{\pm 1,1}$  模和  $HE_{\pm 2,1}$  模的色散曲线。显然,  $HE_{\pm 1,1}$  和  $HE_{\pm 2,1}$  分别对应具有相同截止频率的两组独立模式。与中心加载情形不同, 图中  $HE_{-n,1}$  ( $n = 1, 2$ ) 也具有后向波效应。改变周边加载的厚度或手征导纳参数, 均可调节后向波的变化范围。

#### 4 衰减效应

计及手征铁氧体损耗时, 单层中心加载时  $HE_{\pm 1,1}$  模的色散和衰减特性如图 5 所示。

由于手征铁氧体波导的非互易性, 计算发现, 对于相同的模式来说, 波沿正、负  $z$  轴方向传播时的衰减程度明显不同, 损耗增加衰减曲线明显地抬高, 变得更平缓; 损耗愈小, 衰减曲线在邻近纵轴区域变得愈陡。比较图 6 中的 1 和 3, 2 和 4 象限中的曲线发现, 它们分别具有对称性。

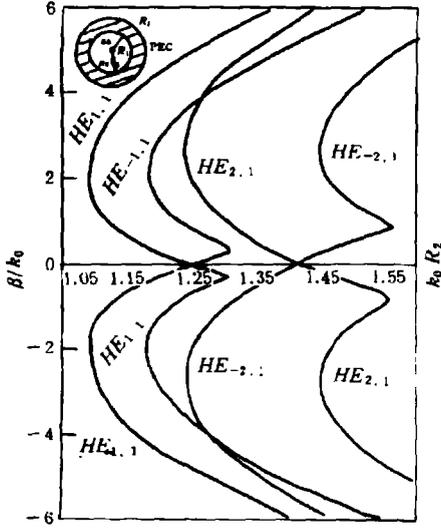


图 5 单层周边加载圆波导中  $HE_{n,m}$  的色散曲线

$$\begin{aligned} \xi_c^{(2)} &= 3 \times 10^{-3} \Omega^{-1}, R_1 = 0.8 R_2, \\ \varepsilon_1^{(2)} &= \varepsilon_2^{(2)} = 12.6 \varepsilon_0, g^{(2)} = 0, \\ m_s^{(2)} \mu_0 &= 0.275 T, \\ \omega_0^{(2)} / \omega_m^{(2)} &= 0.3, \varepsilon_1^{(1)} = \varepsilon_2^{(1)} = \varepsilon_0, g^{(1)} = 0, \\ \mu_1^{(1)} &= \mu_2^{(1)} = \mu_0, \kappa^{(1)} = 0. \end{aligned}$$

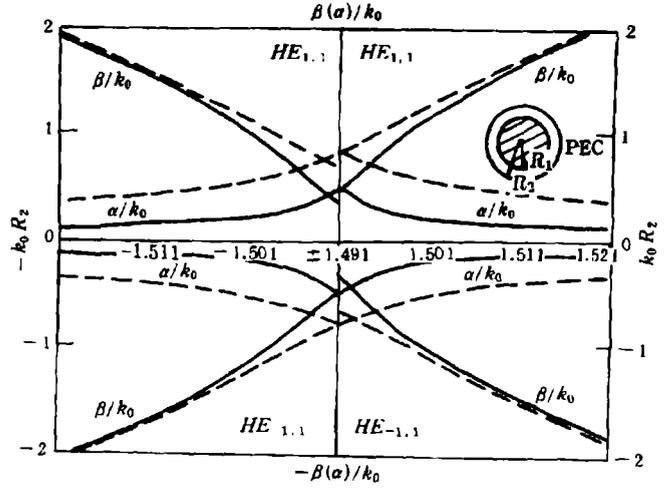


图 6 中心加载手征铁氧体圆波导中  $HE_{\pm 1,1}$  模的色散和衰减曲线

$$\begin{aligned} g^{(1)} &= 0, \omega_0^{(1)} / \omega_m^{(1)} = 0.3, m_s^{(1)} \mu_0 = 0.275 T, \\ \varepsilon_1^{(1)} &= \varepsilon_2^{(1)} = (12.6 + i0.1) \varepsilon_0 (-), \\ \varepsilon_1^{(1)} &= \varepsilon_2^{(1)} = (12.6 + i0.3) \varepsilon_0 (- - -), \\ \xi_c^{(1)} &= 5 \times 10^{-3} \Omega^{-1}, \varepsilon_1^{(2)} = \varepsilon_2^{(2)} = \varepsilon_0, \\ g^{(2)} &= 0, \mu_1^{(2)} = \mu_2^{(2)} = \mu_0, \kappa^{(2)} = 0. \end{aligned}$$

## 5 结束语

与一般铁氧体和互易手征波导不同，法拉第波导中混合模的传输特性充分体现了旋磁性和手征性的复合效应。对于形状更复杂的法拉第手征波导的导波特性和波导的激励和模式耦合等方面的难题，尚待进一步研究。

附录 将 (1) 和 (2) 式代入 Maxwell 旋度方程中，进一步可得：

$$\begin{bmatrix} E_\rho^{(j)} \\ E_\varphi^{(j)} \\ H_\rho^{(j)} \\ H_\varphi^{(j)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{22}^{(j)} & A_{21}^{(j)} & A_{42}^{(j)} & A_{41}^{(j)} \\ -A_{21}^{(j)} & A_{22}^{(j)} & -A_{41}^{(j)} & A_{42}^{(j)} \\ A_{24}^{(j)} & A_{23}^{(j)} & A_{44}^{(j)} & A_{43}^{(j)} \\ -A_{23}^{(j)} & A_{24}^{(j)} & -A_{43}^{(j)} & A_{44}^{(j)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial E_\rho^{(j)}}{\partial \rho} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_\varphi^{(j)}}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial H_\rho^{(j)}}{\partial \rho} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_\varphi^{(j)}}{\partial \varphi} \end{bmatrix}, \quad (\text{A-1})$$

$$\begin{aligned} \text{其中 } A_{21}^{(j)} &= [-a_2^{(j)} b_1^{(j)} + a_3^{(j)} b_2^{(j)} + a_4^{(j)} b_3^{(j)}] / D_0^{(j)}, \quad A_{22}^{(j)} = [a_1^{(j)} b_1^{(j)} - a_3^{(j)} b_3^{(j)} + a_4^{(j)} b_2^{(j)}] / D_0^{(j)}, \\ A_{23}^{(j)} &= [-a_1^{(j)} b_2^{(j)} + a_2^{(j)} b_3^{(j)} - a_4^{(j)} b_5^{(j)}] / D_0^{(j)}, \quad A_{24}^{(j)} = [-a_1^{(j)} b_3^{(j)} - a_2^{(j)} b_2^{(j)} + a_3^{(j)} b_5^{(j)}] / D_0^{(j)}, \\ A_{41}^{(j)} &= [a_2^{(j)} b_4^{(j)} + a_3^{(j)} b_7^{(j)} - a_4^{(j)} b_8^{(j)}] / D_0^{(j)}, \quad A_{42}^{(j)} = [-a_1^{(j)} b_4^{(j)} + a_3^{(j)} b_9^{(j)} + a_4^{(j)} b_6^{(j)}] / D_0^{(j)}, \\ A_{43}^{(j)} &= A_{21}^{(j)}, \quad A_{44}^{(j)} = [a_1^{(j)} b_3^{(j)} - a_2^{(j)} b_6^{(j)} - a_3^{(j)} b_3^{(j)}] / D_0^{(j)}, \\ a_1^{(j)} &= \gamma - i\omega \xi_c^{(j)} \kappa^{(j)}, \quad a_2^{(j)} = -\omega \xi_c^{(j)} \mu_1^{(j)}, \quad a_3^{(j)} = \omega \kappa^{(j)}, \quad a_4^{(j)} = -i\omega \mu_1^{(j)}, \quad a_5^{(j)} = -\omega [g^{(j)} + \xi_c^{(j)2} \kappa^{(j)}], \\ a_6^{(j)} &= i\omega [\varepsilon_1^{(j)} + \mu_1^{(j)} \xi_c^{(j)2}]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_1^{(j)} &= a_1^{(j)2} + a_2^{(j)2}, \quad b_2^{(j)} = a_1^{(j)}a_6^{(j)} - a_2^{(j)}a_5^{(j)}, \quad b_3^{(j)} = a_2^{(j)}a_6^{(j)} + a_1^{(j)}a_5^{(j)}, \quad b_4^{(j)} = a_2^{(j)}a_4^{(j)} + a_1^{(j)}a_3^{(j)}, \\
b_5^{(j)} &= a_5^{(j)2} + a_6^{(j)2}, \quad b_6^{(j)} = a_4^{(j)}a_5^{(j)} - a_1^{(j)}a_2^{(j)}, \quad b_7^{(j)} = a_1^{(j)}a_2^{(j)} - a_3^{(j)}a_6^{(j)}, \quad b_8^{(j)} = a_1^{(j)2} + a_4^{(j)}a_6^{(j)}, \\
b_9^{(j)} &= a_2^{(j)2} + a_3^{(j)}a_5^{(j)}; \\
D_0^{(j)} &= a_1^{(j)}[a_1^{(j)}b_1^{(j)} - a_3^{(j)}b_3^{(j)} + a_4^{(j)}b_2^{(j)}] + a_2^{(j)}[a_2^{(j)}b_1^{(j)} - a_3^{(j)}b_2^{(j)} - a_4^{(j)}b_3^{(j)}] + a_3^{(j)}[-a_2^{(j)}b_2^{(j)} - a_1^{(j)}b_3^{(j)} + \\
& a_3^{(j)}b_5^{(j)}] + a_4^{(j)}[-a_2^{(j)}b_3^{(j)} + a_1^{(j)}b_2^{(j)} + a_4^{(j)}b_5^{(j)}].
\end{aligned}$$

## 参 考 文 献

- [1] Engheta N, *et al.* Opt. Lett., 1989, 14(11): 593-595.
- [2] Pelet P, *et al.* IEEE Trans. on AP., 1990, AP-38(1): 90-98.
- [3] Eftimiu C, *et al.* Radio Science, 1989, 24(3): 351-359.
- [4] Hallinger R D, *et al.* Radio Science, 1992, 27(2): 161-168.
- [5] Mahmoud S F. Radio Science, 1993, 28(5): 929-935.
- [6] Cory H, *et al.* Micro. Opt. Tech. Lett., 1993, 6(9): 536-541.
- [7] Mahmoud S F. J. Electromag. Waves and Appl., 1992, 6(516): 625-640.
- [8] 尹文言, 西北工业大学学报, 1992, 10(3): 392-400.
- [9] Mazur J. J. Electromag. Waves and Appl., 1993, 7(10): 1395-1415.

## THE COMBINED EFFECTS OF GYROTROPY AND CHIRALITY IN CIRCULAR FARADAY CHIROWAVEGUIDES

Yin Wenyan

(Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072)

Feng Maoyan

(Nanjing Shipping Institute, Nanjing 210011)

**Abstract** Based on the method of separating variables and Müller's calculating roots, the propagation characteristics of hybrid modes in homogeneous and inhomogeneous circular Faraday chirowaveguides are examined in detail. Numerical results are presented to demonstrate the effects of different constitutional parameters on the mode bifurcation, symmetry and nonreciprocity, backward-wave and attenuation of hybrid modes, which are different from the cases of ordinary gyrotropic and reciprocal chiral waveguides.

**Key words** Faraday chiral medium, Circular waveguide, Dispersion, Nonreciprocity, Backward-wave

尹文言: 男, 1961年生, 副教授, 博士后, 近年来从事手征类复合材料与电磁波之间的相互作用理论和应用研究.

冯茂岩: 男, 1962年生, 讲师, 从事电工理论和应用方面的教学和科研工作.