

涂覆各向异性复合手征介质的阻抗 圆柱体的雷达截面积*

沈忠祥

(南京航空航天大学电子工程系 南京 210016)

摘要 本文解决了平面波入射时涂覆各向异性复合手征介质的阻抗圆柱体的电磁散射问题。首先推导得到各向异性复合手征介质层中电磁场量的基本方程;然后根据边界条件得出计算所讨论的阻抗圆柱体的雷达散射截面的解析表达式。文中还给出若干数值结果。

关键词 电磁场,散射,手征介质,阻抗圆柱体

1 引言

涂覆介质圆柱体的电磁散射问题在人体检测、矿藏探测和降低目标的雷达散射截面等领域有着广泛应用。前人曾对平面电磁波入射涂覆均匀介质层、径向不均匀介质层、等离子体介质层、铁氧体介质层或各向异性复合介质层的圆柱体的散射特性作过研究^[1-5]。本文研究了平面波垂直入射时涂有各向异性复合手征介质的阻抗圆柱体的电磁散射特性。

手征介质是19世纪初期发现的具有旋电磁特性的材料。目前在微波和毫米波频段制造出具有旋电磁特性的手征介质已成为现实^[6]。因而有关手征介质的应用问题引起了人们的普遍关注。手征介质应用于散射,由于额外自由度的引入,可使散射体雷达截面积的控制更加有效^[7,8]。各向异性复合手征介质是把手征物体埋于各向异性复合介质(等离子体介质与铁氧体材料复合的介质)中而制成的。它可以通过改变外加磁场来控制介质的手征性^[9]。

本文给出了各向异性复合手征介质涂覆非理想导电圆柱的电磁散射问题的严格解析解。文中推导得到了各向异性复合手征介质中横向场量与纵向场量之间的关系式;求出了纵向场量所满足的波动方程;然后把相互耦合的波动方程组转化为可以求解的 Helmholtz 方程,进而求得涂覆介质层中电磁场量的表达式。

2 各向异性复合手征介质中的电磁场

对于时谐场 ($\exp(-j\omega t)$), 描述各向异性复合手征介质的本构关系式为^[5,9]

1992-12-25收到,1993-11-16定稿

* 航空科学基金资助课题

沈忠祥 男,1966年出生,助教,现从事电磁场与微波技术专业的研究工作

$$\mathbf{D} = \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} + j\xi_c \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = j\xi_c \mathbf{E} + \bar{\mu}^{-1} \cdot \mathbf{B}, \quad (2)$$

其中

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon & -jg & 0 \\ jg & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix},$$

分别是介电常数张量和磁导率张量, ξ_c 是手征导纳。文中所有场量均省略了时谐因子 $\exp(-j\omega t)$ 。由于本文所考虑的问题是与 z 无关的二维问题, 所以有 $\frac{\partial}{\partial z} \equiv 0$ 。根据 Maxwell 方程组和本构(1),(2)式, 可以导出用纵向场量 E_z 和 H_z 来表示的横向场量 \mathbf{E}_x 和 \mathbf{H}_x 的表达式。

$$\mathbf{E}_x = -a\nabla_x E_z \times \mathbf{e}_z + jb\nabla_x E_z + jc\nabla_x H_z \times \mathbf{e}_z + d\nabla_x H_z, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_x = -jc\nabla_x E_z \times \mathbf{e}_z - j\nabla_x E_z - a\nabla_x H_z \times \mathbf{e}_z + jb\nabla_x H_z, \quad (4)$$

其中 \mathbf{e}_z 是沿 z 轴正向的单位矢量, 且

$$a = \epsilon\xi_c(\mu^2 - k^2)/\Delta, \quad b = g\xi_c(\mu^2 - k^2)/\Delta,$$

$$c = \epsilon(\mu^2 - k^2)/\Delta, \quad d = g(\mu^2 - k^2)/\Delta,$$

$$e = [\mu(\epsilon^2 - g^2) + \epsilon\xi_c^2(\mu^2 - k^2)]/\Delta, \quad f = [k(\epsilon^2 - g^2) + g\xi_c^2(\mu^2 - k^2)]/\Delta,$$

$$\Delta = \omega(\mu^2 - k^2)(\epsilon^2 - g^2).$$

由(3),(4)式和 Maxwell 方程组可得如下关于纵向场量 E_z 和 H_z 的波动方程组

$$\nabla_x^2 E_z = P_1 E_z + jP_2 H_z, \quad (5)$$

$$\nabla_x^2 H_z = -jP_3 E_z + P_4 H_z, \quad (6)$$

其中

$$P_1 = \frac{\omega[a\mu_z\xi_c + c(\epsilon_z + \mu_z\xi_c^2)]}{a^2 - ce}, \quad P_2 = \frac{\omega\mu_z(a + c\xi_c)}{a^2 - ce},$$

$$P_3 = \frac{\omega[a(\epsilon_z + \mu_z\xi_c^2) + c\mu_z\xi_c]}{a^2 - ce}, \quad P_4 = \frac{\omega\mu_z(a\xi_c + e)}{a^2 - ce}.$$

显然(5)和(6)式是关于 E_z 与 H_z 相耦合的偏微分方程组。如果 $g = k = 0$, $\epsilon = \epsilon_z$, $\mu = \mu_z$, $\xi_c = 0$, 那末可得 $P_2 = P_3 = 0$, 即(5)和(6)式退化为通常的非耦合 Helmholtz 方程。为了将耦合方程组(5)和(6)式去耦, 可令^[10]

$$E_z = \phi_+ + \phi_-, \quad (7)$$

$$H_z = j(q_+\phi_+ + q_-\phi_-), \quad (8)$$

这里 ϕ_+ 和 ϕ_- 是两个新的未知函数, 且它们满足

$$\nabla_x^2 \phi_{\pm} + (s_{\pm})^2 \phi_{\pm} = 0, \quad (9)$$

其中 q_+, q_-, s_+ 和 s_- 是待定常数。将(7),(8)式代入(5)和(6)式, 并考虑到(9)式可以求得

$$(s_{\pm})^2 = [-(P_1 + P_4) \pm \sqrt{(P_1 - P_4)^2 + 4P_2P_3}]/2,$$

$$q_{\pm} = [P_1 + (s_{\pm})^2]/P_2.$$

至此完成了各向异性复合手征介质中电磁场的一般性求解过程。求解 Helmholtz 方程

(即(9)式)得到 ϕ_+ 和 ϕ_- , 然后代入(7), (8)和(3), (4)式求得介质中所有的电磁场分量。这里给出的公式是普适的, 对于各向同性手征介质、等离子体手征介质和铁氧体手征介质中电磁场量的求解公式, 都可以从上述表达式导出。

3 场量表达式

图 1 所示为涂覆各向异性复合手征介质的阻抗圆柱体的几何结构。 R_1, R_2 分别是涂覆层的内、外半径。所涂覆的各向异性复合手征介质的特性参数为 $(\bar{\epsilon}, \bar{\mu}, \xi_r)$ 。涂覆层外是自由空间, μ_0, ϵ_0 分别是自由空间中的磁导率和介电常数, 自由空间的波数

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0},$$

波阻抗为

$$\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}.$$

下面我们将同时考虑 TE 和 TM 波两种入射情况。当平面电磁波垂直入射时, 入射场可以表示成^[1]

$$E_z^i = A_{TM} \exp(jk_0 \rho \cos \varphi) = A_{TM} \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n J_n(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (10 a)$$

$$H_z^i = (jA_{TE}/\eta_0) \exp(jk_0 \rho \cos \varphi) = (jA_{TE}/\eta_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n J_n(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (10 b)$$

$$E_\varphi^i = A_{TE} \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n J_n'(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (10 c)$$

$$H_\varphi^i = (jA_{TM}/\eta_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} j^n J_n'(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (10 d)$$

其中 J_n 是 n 次第一类 Bessel 函数, 上标“'”代表对整个宗量的导数。当 $A_{TE} = 0, A_{TM} = 1$ 时是 TM 波入射; 当 $A_{TE} = 1, A_{TM} = 0$ 时代表 TE 波入射。为了节省篇幅; (10) 式中没有给出圆柱面法向场量的表示式, 下同。

由于各向异性复合手征介质中的纵向场量 E_z 和 H_z 所满足的(5)和(6)式是相互耦合的, 因此介质中将出现 TE 和 TM 两种极化形式的波的耦合, 散射场就可表示为

$$E_z^s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n j^n H_n^{(1)}(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (11 a)$$

$$H_z^s = (j/\eta_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n j^n H_n^{(1)}(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (11 b)$$

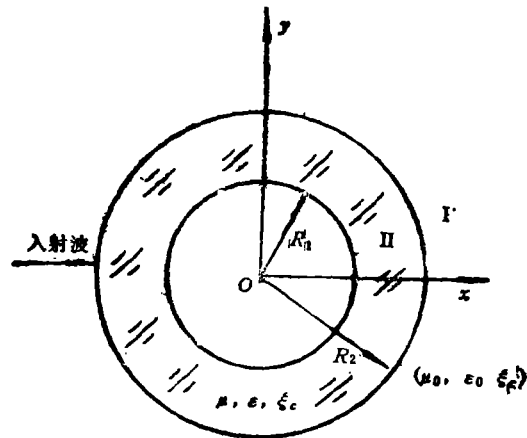


图 1 问题的几何结构
(图内的 μ, ϵ 应为 $\bar{\mu}, \bar{\epsilon}$)

$$E_{\varphi}^{\prime} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n j^n H_n^{(1)}(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (11 \text{ c})$$

$$H_{\varphi}^{\prime} = (j/\eta_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n j^n H_n^{(1)}(k_0 \rho) \exp(jn\varphi), \quad (11 \text{ d})$$

其中 $H_n^{(1)}$ 是 n 次第一类 Hankel 函数, B_n 和 C_n 是待定常数.

在各向异性复合手征介质层 (即区域 II) 中的电磁场分量可根据上节理论求得. 在圆柱坐标系 (ρ, φ) 中, Helmholtz 方程(9)式的解为

$$\phi_+ = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [D_n^+ J_n(s_+ \rho) + E_n^+ Y_n(s_+ \rho)] \exp(jn\varphi), \quad (12 \text{ a})$$

$$\phi_- = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [D_n^- J_n(s_- \rho) + E_n^- Y_n(s_- \rho)] \exp(jn\varphi). \quad (12 \text{ b})$$

这里 Y_n 是 n 次第二类 Bessel 函数, 且 $D_n^+, E_n^+, D_n^-, E_n^-$ 是未知常数. 将(12)式代入(7), (8), (3)和(4)式中可得

$$E_z^{\text{II}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [D_n^+ J_n(s_+ \rho) + E_n^+ Y_n(s_+ \rho) + D_n^- J_n(s_- \rho) + E_n^- Y_n(s_- \rho)] \exp(jn\varphi) \quad (13 \text{ a})$$

$$H_z^{\text{II}} = j \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{q_+ [D_n^+ J_n(s_+ \rho) + E_n^+ Y_n(s_+ \rho)] + q_- [D_n^- J_n(s_- \rho) + E_n^- Y_n(s_- \rho)]\} \\ \times \exp(jn\varphi) \quad (13 \text{ b})$$

$$E_{\varphi}^{\text{II}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [T_1^+(\rho) D_n^+ + T_2^+(\rho) E_n^+ + T_1^-(\rho) D_n^- + T_2^-(\rho) E_n^-] \exp(jn\varphi) \quad (13 \text{ c})$$

$$H_{\varphi}^{\text{II}} = j \sum_{n=-\infty}^{\infty} [T_3^+(\rho) D_n^+ + T_4^+(\rho) E_n^+ + T_3^-(\rho) D_n^- + T_4^-(\rho) E_n^-] \exp(jn\varphi) \quad (13 \text{ d})$$

其中

$$T_1^{\pm}(\rho) = (a + cq_{\pm}) s_{\pm} J_n'(s_{\pm} \rho) - n(b + dq_{\pm}) J_n(s_{\pm} \rho) / \rho, \\ T_2^{\pm}(\rho) = (a + cq_{\pm}) s_{\pm} Y_n'(s_{\pm} \rho) - n(b + dq_{\pm}) Y_n(s_{\pm} \rho) / \rho, \\ T_3^{\pm}(\rho) = (e + aq_{\pm}) s_{\pm} J_n'(s_{\pm} \rho) - n(f + bq_{\pm}) J_n(s_{\pm} \rho) / \rho, \\ T_4^{\pm}(\rho) = (e + aq_{\pm}) s_{\pm} Y_n'(s_{\pm} \rho) - n(f + bq_{\pm}) Y_n(s_{\pm} \rho) / \rho.$$

求得了两个区域中电磁场分量的表达式后, 下面的任务就是运用边界条件来确定表达式中的待定常数 $B_n, C_n, D_n^+, E_n^+, D_n^-$ 和 E_n^- .

4 待定常数的确定

在非理想导体圆柱表面 ($\rho = R_1$), 由阻抗边界条件^[17]

$$Z_{\text{TM}} = E_z^{\text{II}} / H_{\varphi}^{\text{II}}, \quad (14 \text{ a})$$

$$Z_{\text{TE}} = -E_{\varphi}^{\text{II}} / H_z^{\text{II}} \quad (14 \text{ b})$$

和(13)式可得

$$E_n^+ = Q_n^{\text{II}} D_n^+ + Q_n^{\text{I}} D_n^-, \quad (15 \text{ a})$$

$$E_n^- = Q_n^{21} D_n^+ + Q_n^{22} D_n^-, \quad (15 \text{ b})$$

其中

$$Q_n^{11} = \{[Y_n(s_- R_1) - jZ_{TM} T_4^-(R_1)][T_1^+(R_1) + jZ_{TE} q_+ J_n(s_+ R_1)] - [J_n(s_+ R_1) - jZ_{TM} T_3^+(R_1)][T_2^-(R_1) + jZ_{TE} q_- Y_n(s_- R_1)]\} / \Delta_n,$$

$$Q_n^{12} = 2\{-(a + cq_-) + jnZ_{TM}[(c + aq_-)(b + dq_-) - (a + cq_-)(f + bq_-)] / R_1 + q_- Z_{TE} Z_{TM}(c + aq_-)\} / (\pi R_1 \Delta_n),$$

$$Q_n^{21} = 2\{(a + cq_+) - jnZ_{TM}[(c + aq_+)(b + dq_+) - (a + cq_+)(f + bq_+)] / R_1 - q_+ Z_{TE} Z_{TM}(c + aq_+)\} / (\pi R_1 \Delta_n),$$

$$Q_n^{22} = \{[J_n(s_- R_1) - jZ_{TM} T_3^-(R_1)][T_2^+(R_1) + jZ_{TE} q_+ Y_n(s_+ R_1)] - [T_1^-(R_1) + jZ_{TE} q_- J_n(s_- R_1)][Y_n(s_+ R_1) - jZ_{TM} T_4^+(R_1)]\} / \Delta_n,$$

$$\Delta_n = [Y_n(s_+ R_1) - jZ_{TM} T_4^+(R_1)][T_2^-(R_1) + jZ_{TE} q_- Y_n(s_- R_1)] - [Y_n(s_- R_1) - jZ_{TM} T_4^-(R_1)][T_2^+(R_1) + jZ_{TE} q_+ Y_n(s_+ R_1)].$$

根据区域 I 和 II (如图 1 所示) 中的切向电磁场分量在分界面 ($\rho = R_2$) 上必须连续的条件和(11), (12), (13), (15)式可导出

$$B_n = \{-A_{TM} J_n'(k_0 R_2) + (-j)^n \eta_0 D_n^+ [T_1^+(R_2) + Q_n^{11} T_4^+(R_2) + Q_n^{21} T_4^-(R_2)] + (-j)^n \eta_0 D_n^- [T_3^-(R_2) + Q_n^{12} T_4^+(R_2) + Q_n^{22} T_4^-(R_2)]\} / H_n^{(1)}(k_0 R_2), \quad (16 \text{ a})$$

$$C_n = \{-A_{TE} J_n'(k_0 R_2) + (-j)^n D_n^+ [T_1^+(R_2) + Q_n^{11} T_2^+(R_2) + Q_n^{21} T_2^-(R_2)] + (-j)^n D_n^- [T_1^-(R_2) + Q_n^{12} T_2^+(R_2) + Q_n^{22} T_2^-(R_2)]\} / H_n^{(1)}(k_0 R_2), \quad (16 \text{ b})$$

且 D_n^+ 和 D_n^- 为

$$D_n^+ = 2j^{n+1} (A_{TM} K_n^{22} + A_{TE} K_n^{12}) / [\pi k_0 R_2 (K_n^{11} K_n^{22} - K_n^{21} K_n^{12})], \quad (17 \text{ a})$$

$$D_n^- = -2j^{n+1} (A_{TM} K_n^{21} + A_{TE} K_n^{11}) / [\pi k_0 R_2 (K_n^{11} K_n^{22} - K_n^{21} K_n^{12})], \quad (17 \text{ b})$$

其中

$$K_n^{11} = H_n^{(1)}(k_0 R_2) [J_n(s_+ R_2) + Q_n^{11} Y_n(s_+ R_2) + Q_n^{21} Y_n(s_- R_2)] - \eta_0 H_n^{(1)}(k_0 R_2) [T_3^+(R_2) + Q_n^{11} T_4^+(R_2) + Q_n^{21} T_4^-(R_2)],$$

$$K_n^{12} = H_n^{(1)}(k_0 R_2) [J_n(s_- R_2) + Q_n^{12} Y_n(s_+ R_2) + Q_n^{22} Y_n(s_- R_2)] - \eta_0 H_n^{(1)}(k_0 R_2) [T_3^-(R_2) + Q_n^{12} T_4^+(R_2) + Q_n^{22} T_4^-(R_2)],$$

$$K_n^{21} = H_n^{(1)}(k_0 R_2) [T_1^+(R_2) + Q_n^{11} T_2^+(R_2) + Q_n^{21} T_2^-(R_2)] - \eta_0 H_n^{(1)}(k_0 R_2) [q_+ J_n(s_+ R_2) + q_+ Q_n^{11} Y_n(s_+ R_2) + q_- Q_n^{21} Y_n(s_- R_2)],$$

$$K_n^{22} = H_n^{(1)}(k_0 R_2) [T_1^-(R_2) + Q_n^{12} T_2^+(R_2) + Q_n^{22} T_2^-(R_2)] - \eta_0 H_n^{(1)}(k_0 R_2) [q_- J_n(s_- R_2) + q_+ Q_n^{12} Y_n(s_+ R_2) + q_- Q_n^{22} Y_n(s_- R_2)].$$

由(17)式求出 D_n^+ 和 D_n^- 后, 代入(16)式可得散射场的展开系数 B_n 和 C_n . 利用 Hankel 函数的大宗量渐近式可得到散射场的远区方向图. 当 TM 波入射 (即 $A_{TM} = 1$, $A_{TE} = 0$) 时, 归一化的自极化和交叉极化双站雷达截面积分别为^[7]

$$\sigma^{oo} / \lambda_0 = (2/\pi) \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \exp(jn\varphi) \right|^2, \quad (18 \text{ a})$$

$$\sigma^{coos} / \lambda_0 = (2/\pi) \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp(jn\varphi) \right|^2, \quad (18 \text{ b})$$

这里 λ_0 是自由空间的波长. 对 TE 波入射 (即 $A_{TE} = 1$, $A_{TM} = 0$) 时, 归一化的自极

化和交叉极化雷达截面积的形式与(18)式相同,只需互换 B_n 和 C_n 的位置。

5 数值算例

根据上述理论推导,编制成 Fortran 程序,就可以数值计算阻抗圆柱体在涂覆各向异性复合手征介质时的雷达截面积。首先为了检验本文理论和所编程序的正确性,我们考查了三个特例:一是当 $\xi_c = 0, \varepsilon = \varepsilon_x, g = 0, \mu = \mu_x, k = 0$ (即涂覆介质为各向同性非手征介质时^[1]);二是当 $\xi_c = 0, k = 0, \mu = \mu_x$ (即涂覆介质为等离子体介质)时^[3];三是当 $\xi_c = 0, \varepsilon = \varepsilon_x, g = 0$ (即涂覆介质为铁氧体材料,时^[4])。本文对上述三个特例的计算结果与文献[1,3,4]中所给的数据一致。然后我们又检验了(18)式中 n 截取项数的收敛性。检验发现,对于我们所选算例 ($R_2 = 2R_1, k_0 R_1 = 1$),当 $n = -10, -9, \dots, 9, 10$ 时所得结果已收敛。

图2示出了 TM 和 TE 波分别入射时涂覆各向同性手征介质对理想导电圆柱体雷达截面积的影响。可见涂覆手征介质对 TM 波入射时的后向散射截面影响较大,但对 TE 波入射时后向散射截面影响较小。图3给出了 TM 和 TE 波入射时涂覆手征铁氧体和手征等离子体介质时圆柱体的双站雷达截面积。图4给出了 TM 和 TE 波分别入射时涂覆各向异性复合手征介质时理想导体圆柱的双站雷达截面积。可见涂层有助于提高前向雷达截面积,降低导体圆柱的后向散射截面。

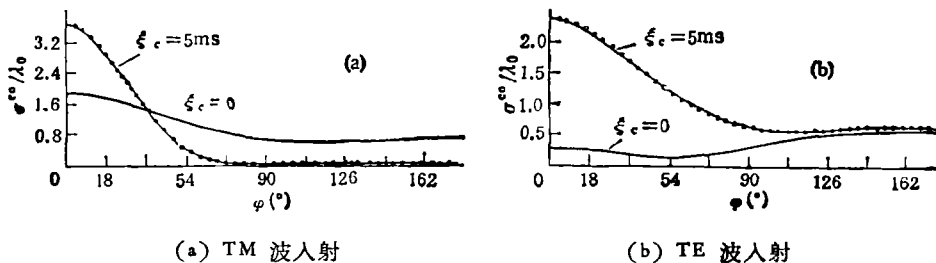


图2 TM 和 TE 波分别入射时涂覆手征介质的理想导体圆柱的双站归一化雷达截面积 ($\varepsilon = \varepsilon_x = \varepsilon_0, g = 0, \mu = \mu_x = \mu_0, k = 0, Z_{TE} = Z_{TM} = 0$.)

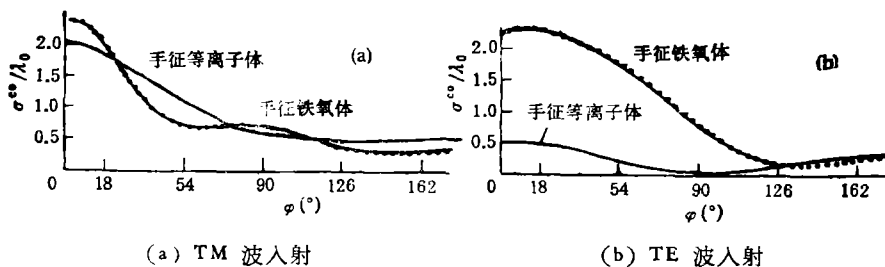


图3 TM 和 TE 波分别入射时分别涂覆手征铁氧体和手征等离子体的导电圆柱的双站雷达截面积

($\mu_x = \mu_0, \varepsilon_x = \varepsilon_0, Z_{TE} = Z_{TM} = 0$. —— 手征铁氧体 $\varepsilon = \varepsilon_0, g = 0, \mu = 0.6\mu_0, k = 0.4\mu_0$
 $\xi_c = 0.01S$; —— 手征等离子体 $\varepsilon = 0.5\varepsilon_0, g = 0.2\varepsilon_0, \mu = \mu_0, k = 0, \xi_c = 1\text{mS}$.)

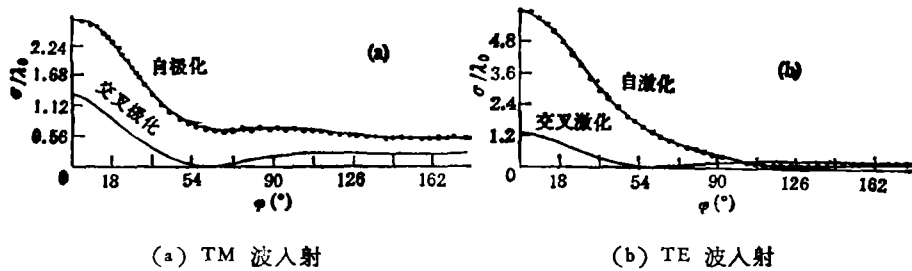


图4 TM 和 TE 波分别入射时涂覆各向异性复合手征介质的圆柱体的双站归一化雷达截面积
 $(\epsilon = 0.8\epsilon_0, \epsilon = 0.3\epsilon_0, \mu = 0.6\mu_0, k = 0.4\mu_0, \xi_c = 0.011S, \mu_x = \mu_0,$
 $\epsilon_x = \epsilon_0, Z_{TM} = Z_{TE} = 0)$

6 结 论

本文严格求解了平面波入射时涂覆各向异性复合手征介质的阻抗圆柱体的电磁散射问题。推导了各向异性复合手征介质柱体中电磁场量的一般性计算公式。对于涂覆手征介质层,手征铁氧体介质层和手征等离子体介质层的导电圆柱的电磁散射问题,可以由本文公式退化得到解决。本文理论只需稍作推广,便可用来解决涂覆多层各向异性复合手征介质的阻抗圆柱体和阻抗圆柱体埋在偏心各向异性复合手征介质圆柱体中时的电磁散射问题。

参 考 文 献

- [1] Tang C. J. *Appl. Phys.*, 1957, 28(5): 628-633.
- [2] Bhartia P, *et al.* *Int. J. of Electron.*, 1971, 31(5): 531-535.
- [3] Rusch W V T, Yeh C. *IEEE Trans. on AP*, 1967, AP-15(3): 452-456.
- [4] Eaves R E. *IEEE Trans. on AP*, 1976, AP-24(2): 190-197.
- [5] Massouci H, *et al.* *Electromagnetics*, 1988, 8(1): 71-83.
- [6] Engheta N, Jaggard D L. *IEEE Antennas & Propagat. Soc. Newsletter*, 1988, 30(5): 6-12.
- [7] Klushens M S, Newman E H. *IEEE Trans. on AP*, 1991, AP-39(1): 91-97.
- [8] Uslenghi P L E. *Electromagnetics*, 1990, 10(2): 201-211.
- [9] Engheta N, *et al.* *IEEE Trans. on AP*, 1992, AP-40(4): 367-374.
- [10] 黄宏嘉. 微波原理 (卷 II). 北京: 科学出版社, 1964, 578-579.
- [11] Harrington R F. *Time Harmonic Electromagnetic Fields*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1961, 232-238.
- [12] Senior T B A. *IEEE Trans. on AP*, 1981, AP-29(9): 826-829.

**RADAR CROSS-SECTION OF AN IMPEDANCE
CYLINDER LOADED WITH A COMPOSI-
TE AND ANISOTROPIC CHIRAL
MEDIUM SHEATH**

Shen Zhongxiang

(Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016)

Abstract The problem of scattering of a plane electromagnetic wave incident on an impedance conducting cylinder cladded with a composite and anisotropic chiral medium sheath is solved. The formulas for calculating the electromagnetic fields in composite and anisotropic chiral media are derived. An analytic expression for the radar cross-section of an impedance cylinder coated with composite and anisotropic chiral material is obtained by application of boundary conditions. Several typical results are also presented.

Key words Electromagnetic fields, Scattering, Chiral media, Impedance cylinder