有涂覆层的导体圆柱空间散射特性的数值计算

黄兴中 吕善伟
(北京航空航天大学 电子工程系)

摘 要 文中根据带有涂覆层的导体圆柱在平面波的照射下的散射场表达式,进行了全面的数值计算,说明了虚宗量的 Bessel 函数和 Hankel 函数的计算方法,分别给出了平行极化波和垂直极化波入射时双站 *RCS* 的计算曲线,包括不同涂覆层厚度的影响、入射波频率、涂覆层介质的相对介电常数、导磁率变化时双站 *RCS* 的变化规律,获得了有参考意义的结果.

关键词 电磁波散射;电波传播;电磁波;双站 *RCS*;雷达吸波材料;圆柱
分类号 TN 011

海湾战争以后,隐身与反隐身技术逐渐受到各国科学工作者的重视. 雷达隐身技术就是使目标的 *RCS* 尽量减少,避免敌方探测系统的跟踪,提高自身的战斗力,这就是常说的雷达截面减缩(*RCSR*). 在减小雷达截面的方法中,使用雷达吸波材料是很有前途的一种方法. 关于带有涂覆层目标的散射特性研究在很多文献中均可找到[1~3],但大多数局限于后向散射. 关于带涂层的目标体 *RCS* 计算方法,目前还不成熟,在此类问题的计算方法探讨中,常常要和一已知目标的 *RCS* 理论值进行比较以检验方法的有效性,本文针对这一问题进行探讨. 圆柱体因形体简单,其解析解易于获得,本文对涂层圆柱的双站 *RCS* 作了全面的计算,目的是为选用带涂覆层的导体圆柱作为比较对象的用户提供有用的数据.

文中虽然没有给出实验曲线,但通过对文献[4]中给出的有耗和无耗情况下,带有介质层的导体圆柱在水平极化和垂直极化入射波的照射下的双站 *RCS* 曲线,用本文的算法验证完全吻合.

1 基本理论公式

首先,我们给出带有涂覆层的无限长圆柱的双站 *RCS* 的表达式,然后计算全空间的散射特性.

如图 1 所示,设导体圆住的半径为 a_1,外层半径为 a_0,入射场为平面波:

$$\boldsymbol{E}^{i} = e^{-jkx}\begin{cases} E^{i}_{\parallel}\ \boldsymbol{e}_z \\ E^{i}_{\perp}\ \boldsymbol{e}_{\varphi f} \end{cases} \tag{1}$$

则观察点 P 处的散射场为[1,2]

$$E^{s}_{\parallel} = E^{i}_{\parallel}\sum_{n=0}^{\infty}(-\mathrm{j})^{n}\epsilon_{0n}A_n \cdot H^{(2)}_n(kr)\cos(n\phi) \tag{2}$$

$$E^{s}_{\perp} = E^{i}_{\perp}\sum(-\mathrm{j})^{n}\epsilon_{0n}B_n \cdot H^{(2)}_n(kr)\cos(n\phi) \tag{3}$$

式中 $H^{i}_{\perp} = -\frac{1}{\eta}E^{i}_{\perp}$

$$\epsilon_{0n} = \begin{cases} 1 & (n = 0) \\ 2 & (n = 1, 2, 3, \cdots) \end{cases}$$

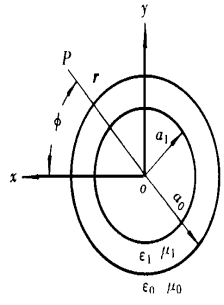


图 1 带涂覆层圆柱体截面

在远场条件下(2)、(3)式可化为

$$E^{s}_{\parallel}(P) = E^{i}_{\parallel}\ T_{\parallel}(\phi) \cdot \sqrt{2}e^{\mathrm{j}(kr-\pi/4)}/\sqrt{\pi kr} \tag{4}$$

$$E^{s}_{\perp}(P) = E^{i}_{\perp}\ T_{\perp}(\phi) \cdot \sqrt{2}e^{\mathrm{j}(kr-\pi/4)}/\sqrt{\pi kr} \tag{5}$$

其中

$$T_{\parallel}(\phi) = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^{n}\epsilon_{0n}A_n\cos(n\phi) \tag{6}$$

$$T_{\perp}(\phi) = \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^{n}\epsilon_{0n}B_n\cos(n\phi) \tag{7}$$

收稿日期: 1996-09-13 第一作者 男 26 岁 硕士生 100083 北京

对圆柱体的 *RCS* 定义 $\sigma = 2\pi \lim_{r\to\infty} r\,|\boldsymbol{E}^s|^2/|\boldsymbol{E}^i|^2 = 2\pi \lim_{r\to\infty} r\,|\boldsymbol{H}^s|^2/|\boldsymbol{H}^i|^2$, 则有

$$\sigma_{\parallel}(\phi) = \frac{4|T_{\parallel}(\phi)|^2}{k} \tag{8}$$

$$\sigma_{\perp}(\phi) = \frac{4|T_{\perp}(\phi)|^2}{k} \tag{9}$$

上列公式中的 A_n 和 B_n 由边界条件所决定, 对于图 1 的情况:

$$A_n = -\frac{J_n(ka_0) - jZ_nJ_n'(ka_0)}{H_n^{(2)}(ka_0) - jZ_nH_n^{(2)'}(ka_0)} \tag{10}$$

$$B_n = -\frac{J_n(ka_0) - jY_nJ_n'(ka_0)}{H_n^{(2)}(ka_0) - jY_nH_n^{(2)'}(ka_0)} \tag{11}$$

$$jZ_n = \frac{k\mu_1}{k_1\mu_0}\cdot \left[\frac{J_n(k_1a_0)H_n^{(2)}(k_1a_1) - H_n^{(2)}(k_1a_0)J_n(k_1a_1)}{J_n'(k_1a_0)H_n^{(2)}(k_1a_1) - H_n^{(2)'}(k_1a_0)J_n(k_1a_1)}\right] \tag{12}$$

$$jY_n = \frac{k\varepsilon_1}{k_1\varepsilon_0}\cdot \left[\frac{J_n(k_1a_0)H_n^{(2)'}(k_1a_1) - H_n^{(2)}(k_1a_0)J_n'(k_1a_1)}{J_n(k_1a_0)H_n^{(2)'}(k_1a_1) - H_n^{(2)'}(k_1a_0)J_n(k_1a_1)}\right] \tag{13}$$

(10) ~ (13) 式中 $J_n(\cdot)$ 为第一类整数阶 Bessel 函数; $H_n^{(2)}(\cdot)$ 为第二类整数阶 Hankel 函数; $J_n'(\cdot)$, $H_n^{(2)'}(\cdot)$ 是对 x 求导, $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_r}$. 为便于比较, 在以下计算中, 我们将用 πa_0 对 *RCS* 归一化, 则

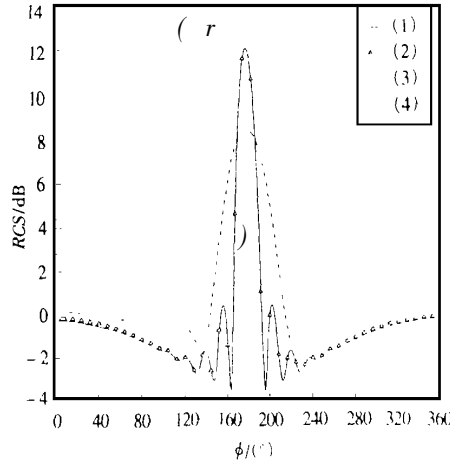
$$\sigma_{\parallel}(\phi) = \frac{4|T_{\parallel}(\phi)|^2}{\pi ka_0} \tag{14}$$

$$\sigma_{\perp}(\phi) = \frac{4|T_{\perp}(\phi)|^2}{\pi ka_0} \tag{15}$$

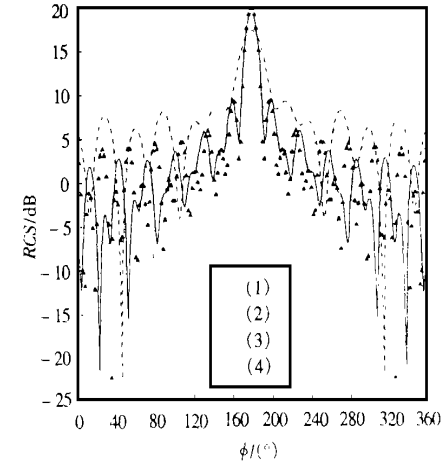
2 数值计算结果及讨论

对于 $\varepsilon_r = \varepsilon_r' + j\varepsilon_r''$, $\mu_r = \mu_r' + \mu_r''$ 的涂覆材料, (12)、(13)式中 $J_n(k_1a_0)$, $J_n(k_1a_1)$, $H_n^{(2)}(k_1a_0)$ 和 $H_n^{(2)}(k_1a_1)$ 自变量均为复数, 这在数值计算上有一定难度. 为便于计算, 我们采用了 Miler 算法[3]计算出 x 为实数时的 $J_n(x)$, $Y_n(x)$. 采用 Abramowitz 和 Stegun[3]给出的多项式系数计算出修正 Bessel 函数 $I_n(x)$, $K_n(x)$, 这样利用 $I_n(x) = (-j)^n \cdot J_n(jx)$ 和 $K_n(x) = 2^{-1}\pi j^{n+1}[J_n(jx) + jN_n(jx)]$ 计算自变量为纯虚数时的 $J_n(jx)$, $N_n(jx)$, 最后利用加法公式即可实现自变量为复数时的 Bessel 和 Hankel 函数.

对于涂覆材料来说, ε_r、μ_r、涂层厚度 d 和入射频率的变化均可引起 *RCS* 的变化. 为了对其中的变化规律做一些有益的探讨, 首先, 我们计算了半径为 $a_1 = 1.0$ m 的无限长圆柱, 外面涂有一层常用的涂覆材料, $\varepsilon_r = 11.5 - j0.2$, $\mu_r = 1.24 - j0.89$时双站 *RCS*, 其电厚度为 $x = d\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}/\lambda_0 = kd\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}/2\pi$, 然后在保持电厚度不变的情况下, 分别改变 k 和 d, 利用以上推出的公式做了大量的计算, 结果绘于图 2~ 图 5 中. 其中图 2 和图 3 下面标注的(1) ~ (4)4 个数据依次是涂层厚度 d(单位为 mm)、k、ε_r 和 μ_r; 图 4 是 *RCS* 随介电常数的虚部 ε_r'' 变化关系的曲线; 图 5 是 *RCS* 随磁导率虚部 μ_r'' 变化关系的曲线.



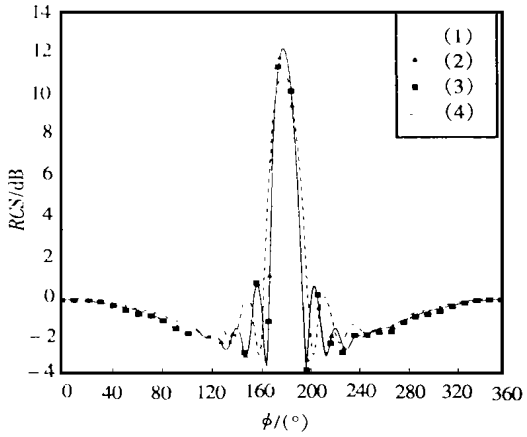
(a) 入射波为水平极化



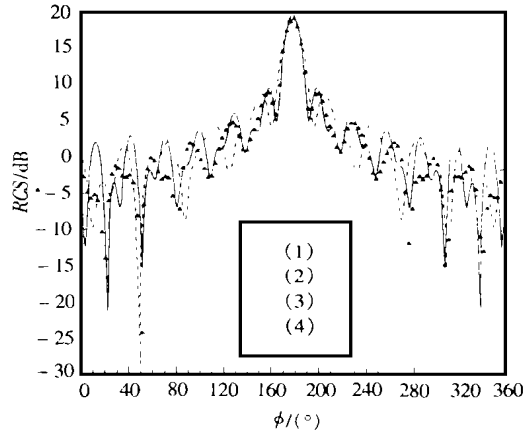
(b) 入射波为垂直极化

(1) 1.8, 10.0, 11.5 - j0.2, 1.24 - j0.89;
(2) 0.5, 10.0, 149.04 - j0.2, 1.24 - j0.89;
(3) 0.5, 10.0, 11.5 - j0.2, 16.7 - j0.89;
(4) 0.5, 3.33, 11.5 - j0.2, 1.24 - j0.89

图 2 *RCS* 随双站角的变化



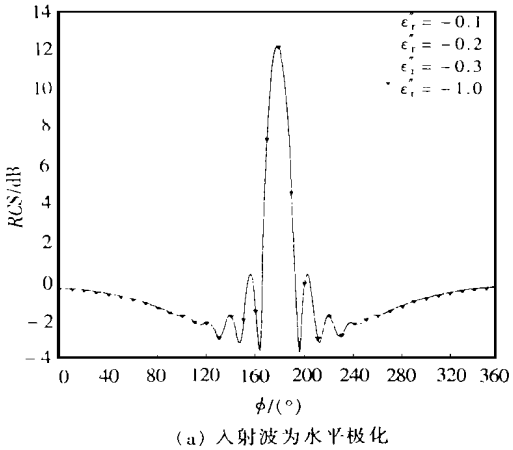
(a) 入射波为水平极化



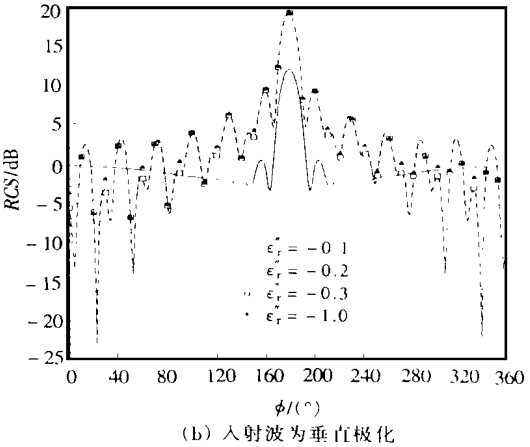
(b) 入射波为垂直极化

(1) 1. 8, 10. 0, 11. 5- j0. 2, 1. 24- j0. 89; *(2)* 2. 5, 10. 0, 5. 96- j0. 2, 1. 24- j0. 89;
(3) 2. 5, 10. 0, 11. 5- j0. 2, 0. 64- j0. 89; *(4)* 2. 5, 7. 20, 11. 5- j0. 2, 1. 24- j0. 89

图 3　*RCS* 随双站角的变化



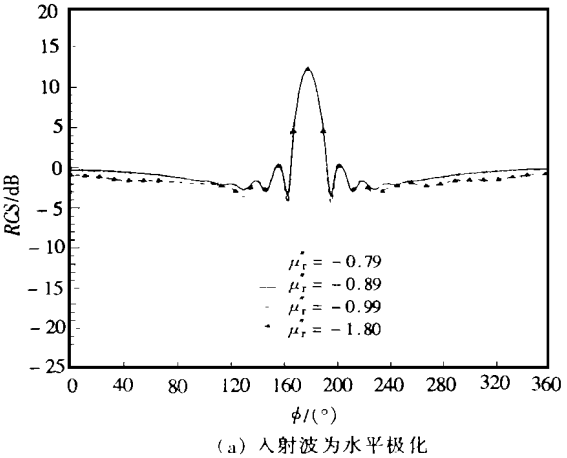
(a) 入射波为水平极化



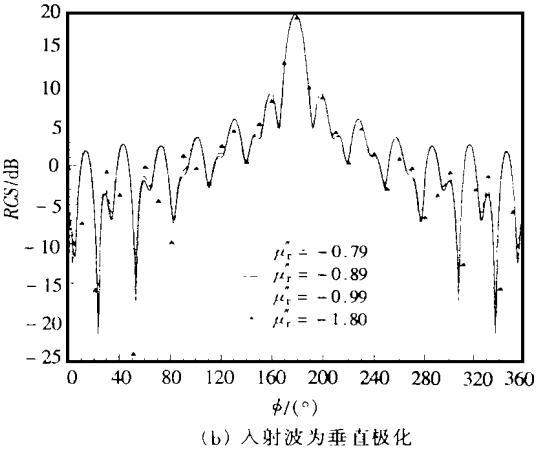
(b) 入射波为垂直极化

a_1= 1 m; ε_r'= 11. 5; k= 10 m^{-1}; d= 1. 8 mm; μ_r= 1. 24- j0. 89

图 4　*RCS* 随ε_r''的变化



(a) 入射波为水平极化



(b) 入射波为垂直极化

a_1= 1 m; μ_r'= 1. 24; k= 10 m^{-1}; d= 1. 8 mm; ε_r= 11. 5- j0. 2

图 5　*RCS* 随μ_r''的变化

3 结 论

在圆柱体半径不太大的情况下, 从以上计算所得的曲线可得出以下结论:

1) 从图 2 和图 4 可看出, 当入射波为水平极化(电场矢量与轴线平行), 电厚度和入射频率不变时, 改变涂层厚度、ε_r' 或 μ_r' 时, 对应的 *RCS* 变化曲线完全相同. 但在电厚度不变的情况下, 频率升高, *RCS* 随之增大, 这与金属圆柱的双站 *RCS* 具有同样的特点.

2) 从图 3 和图 5 可看出, 在入射波为垂直极化时, *RCS* 的变化已变得复杂:

(1) 在电厚度和入射频率均不变的情况下, μ_r' 增大, 双站 *RCS* 明显增大, 而且 *RCS* 的变化曲线振荡加剧;

(2) 在电厚度和入射频率均不变的情况下, ε_r' 增大, 对应于双站角为 180° 为主峰值两边的副峰逐渐向主峰靠扰, 使得 *RCS* 的曲线振荡加剧, 但峰值的大小几乎不变;

(3) 在电厚度、ε_r' 和 μ_r' 不变, 由涂层厚度变化而引起入射频率升高时, 主峰值逐渐减小, 而副峰值逐渐增大, 使得主副峰值间的差距逐渐减小.

3) 从图 6 和图 7 则可发现, 改变介电常数的虚部时却发生一个有趣的现象, 对于一定厚度的涂层和固定的频率, 当磁导率不变, 对于入射波为水平极化时, *RCS* 几乎不受影响; 当入射波为垂直极化时, 总对应着一个介电常数, 使得目标的 *RCS* 为最小(在后向附近波动的 *RCS* 最小点除外).

4) 从图 8 和图 9 可看出有与改变介电常数类似的现象, 但对应的极化比不同, 即在涂层厚度和频率不变, 而介电常数为固定值, 改变磁导率的虚部时, 对于入射波为水平极化时, *RCS* 几乎不受影响; 当入射波为垂直极化时, 总对应着一个特定的磁导率使目标的 *RCS* 为最小(在后向一定范围内波动的 *RCS* 最小值除外).

参 考 文 献

1 Harrington R F. Time-harmonic electromagnetic fields. New York: McGraw-Hill, 1961. 232

2 Tang C C H. Backscattering from dielectronic-coated infinite cylinder obstacles. J Appl Phys, 1957, 28: 628

3 Hart J F. Computer approximations. New York: Wiley, 1968. 141

4 Rao S M. Electromagnetic scattering from arbitory shaped conducting bodies coated with lossy materials of arbitary thickness. IEEE T-AP, 1991, 39(5): 627~635

5 Knott E F, Shaeffer J F, Tuley M T. 雷达散射截面——预估、测量和减缩. 阮颖铮, 陈 海, 韩晓英译. 北京: 电子工业出版社, 1988

6 George T R, Donald E B, William D S, Clarence K K. Radar cross section handbook. New York-London: Plenum, 1970. 244

Numerical Calculation of Scattering Characteristics from Perfectly Conducting Cylinder Coated with Dielectric Material

Huang Xingzhong Lü Shanwei

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Dept. of Electronic Engineering)

Abstract The general scattering field expressions are given when the plane wave propagates to a perfectly conducting cylinder coated with radar absorbing material and its scattering fields are calculated comprehensively. The method to calculate Bessel function and Hankel function with imaginary argument is discussed. The various curves of bistatic RCS are given when the incident electric field is parallel and vertical to the cylinder axis, respectively. The variations of bistatic RCS with the material thickness, incident frequency, and the dielectric constant and permeability of the material are obtained, respectively. The results can be used as useful references.

Key words electromagnetic wave scattering; electromagnetic propagation; electromagnetic waves; bistatic *RCS*; radar absorb material; cylinder