

各向异性材料涂覆金属二面角反射器的 RCS 分析¹

郭辉萍 刘学观 殷红成* 黄培康*

(苏州大学通信与电子工程系 苏州 215021)

*(目标与环境电磁散射辐射国防科技重点实验室 北京 100854)

摘要 该文基于均匀平面波入射下无限大金属衬底各向异性材料表面等效电磁流的一般表达, 利用物理光学法结合多次反射, 研究了各向异性材料涂覆金属二面角反射器的后向电磁散射特性, 分析了不同材料参数及不同二面角对后向 RCS 的影响, 得到了一些有益的结论。

关键词 二面角反射器, RCS, 各向异性, 材料涂覆

中图分类号 TN011

1 引言

随着各向异性材料在飞行器隐身、航空航天等领域的广泛应用, 各向异性材料涂覆金属目标的电磁散射特性成为电磁领域新的研究热点。二面角反射器作为飞机或导弹等飞行器上一种常见的具有较大雷达散射截面 (RCS) 的结构, 研究其在各向异性材料涂覆以及改变二面角张角后的 RCS 特性, 以便为实现飞行器 RCS 的减缩提供理论支持, 是一项非常值得探索的工作。然而, 以往的研究主要集中于各向同性材料涂覆的情况^[1-7], 对各向异性材料涂覆的情况很少涉及。本文基于均匀平面波入射下无限大金属衬底各向异性材料表面等效电磁流的一般表达^[8,9], 利用物理光学 (PO) 法结合多次反射, 研究了各向异性材料涂覆金属二面角反射器的后向电磁散射特性, 分析了不同材料参数对材料涂覆正交和非正交二面角反射器后向 RCS 的影响, 得到了一些有益的结论。

2 理论

不失一般性, 设金属二面角反射器两侧边长分别为 a 和 b , 高度为 c , 夹角为 2γ , 并建立如图 1 所示的坐标系 xyz 。金属二面角反射器内侧涂覆有厚度为 d 的各向异性材料, 在

xyz 坐标系下各向异性材料的张量磁导率和张量介电常数分别为 $\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{11}^r & \mu_{12}^r & \mu_{13}^r \\ \mu_{21}^r & \mu_{22}^r & \mu_{23}^r \\ \mu_{31}^r & \mu_{32}^r & \mu_{33}^r \end{bmatrix}$ 和

$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{11}^r & \epsilon_{12}^r & \epsilon_{13}^r \\ \epsilon_{21}^r & \epsilon_{22}^r & \epsilon_{23}^r \\ \epsilon_{31}^r & \epsilon_{32}^r & \epsilon_{33}^r \end{bmatrix}$ 。二面角反射器能支持多次反射的次数取决于反射器的夹角 2γ 。当

$2\gamma \geq 90^\circ$ 时, 仅一次和二次反射线对散射场有贡献; 当 $60^\circ \leq 2\gamma \leq 90^\circ$ 时, 一次、二次和三次反射线对散射场有贡献。但随着夹角 2γ 的减小, 必须考虑更多次的反射。本文仅考虑到三次反射, 即 $60^\circ \leq 2\gamma \leq 90^\circ$ 的情况。

对尺寸与入射波波长相比较大的散射体, 为计算其散射场 $E^{[10]}$, 可以利用物理光学近似。假定时谐因子为 $e^{j\omega t}$ 并略去, 物理光学给出远场点 r 处的散射电场为

$$E^s(r) = -\frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \iint_{S'} \{ \eta_0 [\mathbf{J}_s - (\mathbf{J}_s \cdot \hat{r}) \hat{r}] + \mathbf{J}_{ms} \times \hat{r} \} e^{jk\hat{r} \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (1)$$

¹ 2002-02-25 收到, 2002-08-23 改回

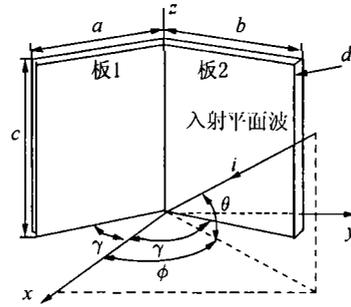


图 1 各向异性材料涂覆金属二面角反射器

式中 r' 为从原点到散射体表面上积分点的径向矢量, $\hat{r} = r/r$ 为从原点到场点的径向单位矢量, $k = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数, λ 为入射波波长, $\eta_0 = 120\pi$ 为自由空间波阻抗, $\iint_{S'}$ 表示对散射体照明部分的积分, J_s 和 J_{ms} 表示各向异性材料表面上的等效电磁流^[8,9], 可用并矢表示成

$$J_s = E^i \cdot \bar{N}_s(\bar{\mu}', \bar{\epsilon}'; \hat{i}, \hat{n}, d, \lambda)/\eta_0, \quad J_{ms} = E^i \cdot \bar{N}_{ms}(\bar{\mu}', \bar{\epsilon}'; \hat{i}, \hat{n}, d, \lambda) \quad (2)$$

其中 E^i 为表面上某点的入射电场强度; $\bar{\mu}'$ 和 $\bar{\epsilon}'$ 是在材料表面坐标系中定义的本构参数, 与在 xyz 坐标系下定义的 $\bar{\mu}$ 和 $\bar{\epsilon}$ 有一一对应的转换关系, 见文献[9]中的(7)-(9)式; \hat{i} 为入射波方向单位矢量; \hat{n} 为材料表面的单位外法向矢量; 且并矢 \bar{N}_s 和 \bar{N}_{ms} 由下式给出:

$$\left. \begin{aligned} \bar{N}_s &= \hat{e}_\perp \hat{e}_\perp (1 - s_{22}) \cos \theta^i - \hat{e}_w \hat{e}_\perp s_{21} \cos \theta^i - \hat{e}_\perp \hat{e}_w s_{12} / \cos \theta^i + \hat{e}_w \hat{e}_w (1 - s_{11}) / \cos \theta^i \\ \bar{N}_{ms} &= \hat{e}_\perp \hat{e}_\perp s_{12} + \hat{e}_w \hat{e}_\perp (1 + s_{11}) - \hat{e}_\perp \hat{e}_w (1 + s_{22}) - \hat{e}_w \hat{e}_w s_{21} \\ \hat{e}_\perp &= \hat{i} \times \hat{n} / \sin \theta^i \\ \hat{e}_w &= \hat{n} \times \hat{e}_\perp \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $\theta^i = \arccos(-\hat{i} \cdot \hat{n})$ 为入射波矢量与材料表面法矢的夹角, 而 $s_{ij} (i, j = 1, 2)$ 是平面波入射下无限大金属衬底均匀各向异性材料表面的 4 个极化散射系数, 是关于 $(\bar{\mu}', \bar{\epsilon}'; \hat{i}, \hat{n}, d, \lambda)$ 的复杂函数, 具体表达式可在文献[8]中找到. 当 $\bar{\mu}'$ 和 $\bar{\epsilon}'$ 均为对角线矩阵时, 即 $\bar{\mu}' = \mu_0 \cdot \text{diag}[\mu'_{11}, \mu'_{22}, \mu'_{33}]$ 和 $\bar{\epsilon}' = \epsilon_0 \cdot \text{diag}[\epsilon'_{11}, \epsilon'_{22}, \epsilon'_{33}]$, $s_{21} = s_{12} = 0$ 时, (3) 式中有关系量可简化为

$$\left. \begin{aligned} s_{11} &= (Z_{//} - \cos \theta^i) / (Z_{//} + \cos \theta^i) \\ s_{22} &= (Z_\perp - \cos \theta^i - 1) / (Z_\perp \cos \theta^i + 1) \\ Z_{//} &= j \sqrt{\mu'_{22} \epsilon'_{33} - \sin^2 \theta^i} \tan \left(kd \sqrt{\mu'_{22} \epsilon'_{11} - \epsilon'_{11} \sin^2 \theta^i / \epsilon'_{33}} \right) / \sqrt{\epsilon'_{11} \epsilon'_{33}} \\ Z_\perp &= j \sqrt{\mu'_{11} \mu'_{33}} \tan \left(kd \sqrt{\mu'_{11} \epsilon'_{22} - \mu'_{11} \sin^2 \theta^i / \mu'_{33}} \right) / \sqrt{\mu'_{33} \epsilon'_{22} - \sin^2 \theta^i} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

今有一平面电磁波入射到二面角反射器上, 入射电场具有幅度 E_0 和极化矢量 \hat{a} , 可表示为

$$E^i = \hat{a} E_0 e^{-jk \hat{i} \cdot r'} \quad (5)$$

式中 $\hat{I} = (-\cos \phi \cos \theta, -\sin \phi \cos \theta, -\sin \theta)$ 为照射平面波方向单位矢量. 对平行极化, $\hat{a} = (\sin \phi, -\cos \phi, 0)$; 对垂直极化, $\hat{a} = (-\cos \phi \sin \theta, -\sin \phi \sin \theta, \cos \theta)$. 对目前的问题, 将入射方向限制在 $-\gamma \leq \phi \leq \gamma$ 和 $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ 的范围之内.

(1) 一次反射的后向散射场 E^{s1}

令 $E^i = E^I, \hat{i} = \hat{I}, \hat{r} = -\hat{I}$, 以及 $\hat{n} = \begin{cases} \hat{n}_1 = (\sin \gamma, \cos \gamma, 0), & \text{从板 1 的一次反射} \\ \hat{n}_2 = (\sin \gamma, -\cos \gamma, 0), & \text{从板 2 的一次反射} \end{cases}$ 代入

(1) 式可得 E^{s1} .

(2) 二次反射的后向散射电场 E^{s2}

将 $E^i = a_q E_0 e^{-jk \hat{i}_q \cdot \mathbf{r}'}$, 其中 a_q 是平面波入射到无限大金属衬底均匀各向异性材料表面矢量反射系数, 即

$$a_q = s_{11}^q (\hat{a} \cdot \hat{e}_{//}^q) \hat{e}_{//}^q + s_{12}^q (\hat{a} \cdot \hat{e}_{\perp}^q) \hat{e}_{//}^q \cos \theta_q^i + s_{21}^q (\hat{a} \cdot \hat{e}_{//}^q) \hat{e}_{\perp}^q / \cos \theta_q^i + s_{22}^q (\hat{a} \cdot \hat{e}_{\perp}^q) \hat{e}_{\perp}^q$$

以及 $\hat{r} = -\hat{I}, \hat{i} = \hat{i}_q = \mathbf{i}_q / |\mathbf{i}_q|, \mathbf{i}_q = \hat{I} - 2(\hat{I} \cdot \hat{n}_q) \hat{n}_q$ 代入 (1) 式可得 E^{s2} . 这里, $\hat{e}_{\perp}^q = \hat{I} \times \hat{n}_q / |\hat{I} \times \hat{n}_q|$, $\hat{e}_{//}^q = \hat{e}_{\perp}^q \times \hat{I}, \hat{e}_{//}^q = \hat{e}_{//}^q - 2(\hat{e}_{//}^q \cdot \hat{n}_q) \hat{n}_q, \theta_q^i = \arccos(-\hat{I} \cdot \hat{n}_q), \hat{n}_q$ 为入射场 E^I 被反射的表面单位外法向矢量, \hat{n} 为二次反射表面的单位外法向矢量, 由反射波传播路径决定, 可分为两种情况, 一是平面波照射到板 1, 经板 1 反射到板 2, 再由板 2 散射出去, 此时 $\hat{n}_q = \hat{n}_1, \hat{n} = \hat{n}_2$; 另一种是平面波先照射到 2, 经板 2 射到板 1, 再由板 1 散射出去的情形, 此时 $\hat{n}_q = \hat{n}_2, \hat{n} = \hat{n}_1$.

(3) 三次反射的后向散射电场 E^{s3}

将 $E^i = a_Q E_0 e^{-jk \hat{i}_Q \cdot \mathbf{r}'}$, 其中

$$a_Q = s_{11}^Q (a_q \cdot \hat{e}_{//}^Q) \hat{e}_{//}^Q + s_{12}^Q (a_q \cdot \hat{e}_{\perp}^Q) \hat{e}_{//}^Q \cos \theta_Q^i + s_{21}^Q (a_q \cdot \hat{e}_{//}^Q) \hat{e}_{\perp}^Q / \cos \theta_Q^i + s_{22}^Q (a_q \cdot \hat{e}_{\perp}^Q) \hat{e}_{\perp}^Q$$

以及 $\hat{r} = -\hat{I}, \hat{i} = \hat{i}_Q = \mathbf{i}_Q / |\mathbf{i}_Q|, \mathbf{i}_Q = \mathbf{i}_q - 2(\mathbf{i}_q \cdot \hat{n}_Q) \hat{n}_Q$ 代入 (1) 式可得 E^{s3} . 这里, $\hat{e}_{\perp}^Q = \hat{i}_q \times \hat{n}_Q / |\hat{i}_q \times \hat{n}_Q|, \hat{e}_{//}^Q = \hat{e}_{\perp}^Q \times \hat{i}_q, \hat{e}_{//}^Q = \hat{e}_{//}^Q - 2(\hat{e}_{//}^Q \cdot \hat{n}_Q) \hat{n}_Q, \theta_Q^i = \arccos(-\hat{i}_q \cdot \hat{n}_Q), \hat{n}_Q$ 和 \hat{n} 分别为一次、二次和三次反射表面的单位外法向矢量, 由反射波传播路径决定, 可分为两种情况, 一种是平面波照射到板 1, 经板 1 反射到板 2, 再由板 2 反射回板 1, 由板 1 散射出去, 此时 $\hat{n}_q = \hat{n}_1, \hat{n}_Q = \hat{n}_2, \hat{n} = \hat{n}_1$; 另一种是平面波先照射到板 2, 经板 2 射到板 1, 再由板 1 反射回板 2, 由板 2 散射出去的情形, 此时 $\hat{n}_q = \hat{n}_2, \hat{n}_Q = \hat{n}_1, \hat{n} = \hat{n}_2$.

三种散射机制的贡献可归纳为

$$E^{sv} = -\frac{jk}{4\pi} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} E_0 P^v Q^v, \quad v = 1, 2, 3 \quad (6)$$

式中

$$P^1 = \iint_{S'} e^{-j2k \hat{I} \cdot \mathbf{r}'} ds'$$

$$P^2 = \iint_{S'} e^{-j2k [\hat{I} - (\hat{I} \cdot \hat{n}_q) \hat{n}_q] \cdot \mathbf{r}'} ds'$$

$$P^3 = \iint_{S'} e^{-j2k [\hat{I} - (\hat{I} \cdot \hat{n}_q) \hat{n}_q - (\hat{i}_q \cdot \hat{n}_Q) \hat{n}_Q] \cdot \mathbf{r}'} ds'$$

$$Q^1 = \hat{a} \cdot \bar{N}_s(\hat{I}, \hat{n}) - [\hat{a} \cdot \bar{N}_s(\hat{I}, \hat{n}) \cdot \hat{I}] \hat{I} - \hat{a} \cdot \bar{N}_{ms}(\hat{I}, \hat{n}) \times \hat{I}$$

$$Q^2 = a_q \cdot \bar{N}_s(\hat{i}_q, \hat{n}) - [a_q \cdot \bar{N}_s(\hat{i}_q, \hat{n}) \cdot \hat{I}] \hat{I} - a_q \cdot \bar{N}_{ms}(\hat{i}_q, \hat{n}) \times \hat{I}$$

$$Q^3 = a_Q \cdot \bar{N}_s(\hat{i}_Q, \hat{n}) - [a_Q \cdot \bar{N}_s(\hat{i}_Q, \hat{n}) \cdot \hat{I}] \hat{I} - a_Q \cdot \bar{N}_{ms}(\hat{i}_Q, \hat{n}) \times \hat{I}$$

从物理意义上讲, P^v 是对表面的直接照射部分与被 $v-1$ 次内反射线照射部分相交面积的积分, Q^v 是由入射场矢量、入射线的方向、二面角反射器表面的法线以及材料参数确定的一个矢量. P^v 的值详见文献 [11].

总的后向散射电场为

$$E^s = \sum_v E^{sv} = (E_1^{s1} + E_2^{s1}) + (E_{12}^{s2} + E_{21}^{s2}) + (E_{121}^{s3} + E_{212}^{s3}) \quad (7)$$

后向 RCS 为

$$\sigma(\theta, \phi) = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \left| \sum_v E^{sv} \right|^2 / |E^I|^2 \quad (8)$$

3 数值结果

作为计算实例, 我们选择尺寸为 $a = b = 3\lambda, c = 2\lambda$ 的金属二面角反射器作为计算对象, 且只考虑平行极化和在方位面内入射的情况, RCS 均指 $\sigma(0, \phi)/\lambda^2$, 材料涂覆厚度均为 $d = 0.01\lambda$.

图 2 是用 PO 法和 (矩量法 + Leontovich 阻抗边界条件 (LIBC))^[12] 计算得到的各向同性材料涂覆与未涂覆的二面角反射器的后向 RCS, 参数为 $\epsilon^r = 29.39 - j0.94, \mu^r = 2.24 - j1.68$. 图 3 和图 4 是用 PO 法和 MoM+LIBC 计算得到的负单轴和正单轴各向异性材料涂覆的二面角反射器的后向 RCS, 其中图 3 参数为 $\epsilon_{11}^r = \epsilon_{22}^r = 25.59 - j3.89, \epsilon_{33}^r = 8.19 - j1.3, \mu_{11}^r = \mu_{22}^r = 2.16 - j1.68, \mu_{33}^r = 1.39 - j0.56$; 图 4 参数为 $\epsilon_{11}^r = \epsilon_{22}^r = 8.19 - j1.3, \epsilon_{33}^r = 25.59 - j3.89, \mu_{11}^r = \mu_{22}^r = 1.39 - j0.56, \mu_{33}^r = 2.16 - j1.68$. 由图可见, 本文的分析方法与矩量法计算的结果吻合得较好, 从而验证了本文方法的有效性.

我们利用该方法还计算了各向异性材料涂覆不同夹角二面角反射器的后向 RCS. 图 5 是各向同性涂覆和各向异性涂覆正交二面角反射器的后向 RCS 的比较, 其中各向同性涂覆材料参数同图 4, 各向异性涂覆材料参数为

$$\bar{\epsilon}^r = \begin{bmatrix} 10 - j2 & 29.39 - j0.94 & 25.59 - j3.89 \\ 25.59 - j3.89 & 10 - j2 & 29.39 - j0.94 \\ 25.59 - j3.89 & 29.39 - j0.94 & 10 - j2 \end{bmatrix}$$

$$\bar{\mu}^r = \begin{bmatrix} 2.24 - j1.68 & 1.5 - j1.1 & 1.5 - j1.1 \\ 1.5 - j1.1 & 2.24 - j1.68 & 1.5 - j1.1 \\ 1.5 - j1.1 & 1.5 - j1.1 & 3.52 - j1.6 \end{bmatrix}$$

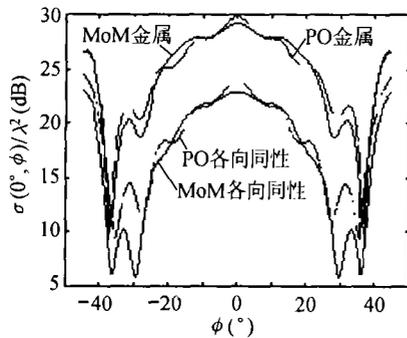


图 2 90° 各向同性涂覆二面角反射器的 RCS

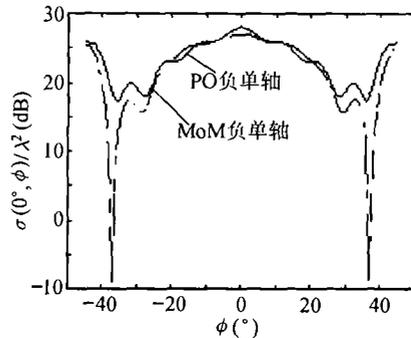


图 3 90° 负单轴涂覆二面角反射器的 RCS

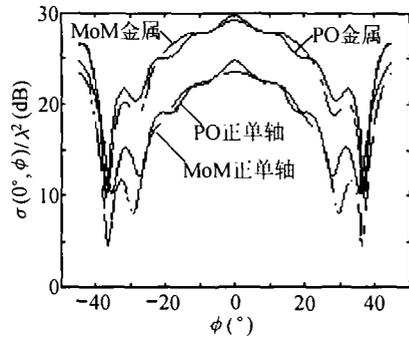


图 4 90° 正单轴涂覆二面角反射器的 RCS

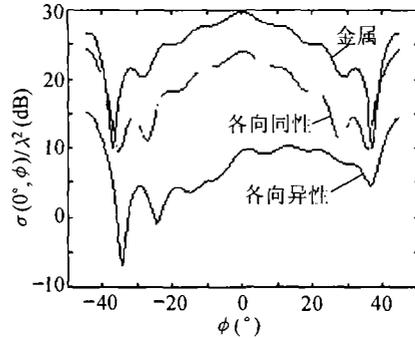


图 5 90° 各向异性涂覆二面角反射器的 RCS

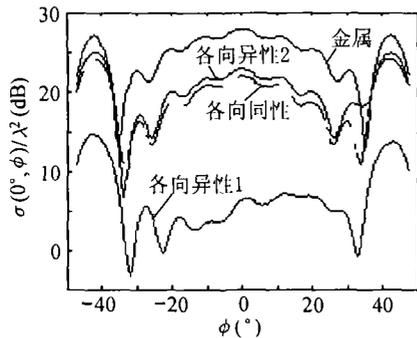


图 6 95° 不同材料二面角反射器的 RCS

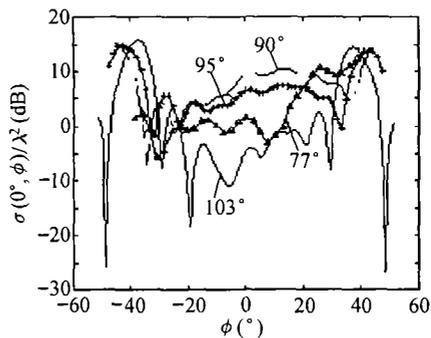


图 7 不同内角的二面角反射器的 RCS

由图可见, 在涂覆各向异性材料后, 在较大的角度范围内 RCS 得到相当大的减缩。与各向同性材料涂覆相比, 由于各向异性材料涂覆具有更多的自由度, 因此也为角反射器 RCS 的减缩提供了更有效的手段。此外, 还可注意到, 尽管反射器的结构具有对称性, 但涂覆各向异性材料后, 其后向 RCS 不再具有对称性, 这是因为, 尽管在 xyz 坐标系中定义的本构参数是相同的, 转换到两个材料涂覆板的表面坐标系却未必相同, 充分反映了各向异性散射的特点。图 6 是不同各向异性材料涂覆时, 95° 二面角反射器的后向 RCS, 显然, 材料参数的改变对 RCS 的影响是很大的。图 7 是在相同的各向异性材料涂覆下具有不同二面角的角反射器的后向 RCS 的比较, 不难看出, 非正交化可以使对角中心线上的后向 RCS 大幅度减小, 而且钝角结构比锐角结构减缩的幅度更大。因此可以预料, 利用本文的方法, 通过对材料参数以及二面角的合理优化, 能够将金属正交二面角反射器的后向 RCS 减小至期望的水平。

4 结 论

本文基于均匀平面波入射下无限大金属衬底各向异性材料表面等效电磁流的一般表达, 利用物理光学法结合多次反射, 研究了各向异性材料涂覆金属二面角反射器的后向电磁散射特性。与 MoM+LIBC 的计算结果相比较, 获得较好的一致性。

从计算时间上考虑, 用本文计算一条后向散射曲线所需的时间仅为零点几秒, 完全可以满足实际场合中快速仿真或预测的要求。

与各向同性材料涂覆相比, 各向异性材料涂覆具有更多的自由度, 因此为角反射器 RCS 的减缩提供了更有效的手段。

如何在本文的方法中加入多次绕射的贡献以进一步提高计算精度是作者需进一步研究的工作。

参 考 文 献

- [1] P. Corona, G. Ferrara, C. Gennarelli, Backscattering by loaded and unloaded dihedral corners, *IEEE Trans. on Ant. Propagat.*, 1987, AP-35(10), 1148-1153.
- [2] E. F. Knott, RCS reduction of dihedral corners, *IEEE Trans. on Ant. Propagat.*, 1977, AP-25(3), 406-409.
- [3] T. Griesser, C. A. Balanis, Backscatter analysis of dihedral corner reflectors using physical optics and physical theory of diffraction, *IEEE Trans. on Ant. Propagat.*, 1987, AP-35(10), 1137-1147.
- [4] W. C. Anderson, Consequences of nonorthogonality on the scattering properties of dihedral reflectors, *IEEE Trans. on Ant. Propagat.*, 1987, AP-35(10), 1156-1159.
- [5] T. Griesser, C. A. Balanis, RCS analysis and reduction for lossy dihedral corner reflectors, *Proc. IEEE*, 1989, 77(5), 806-814.
- [6] 杜惠平, 阮颖铮, 吸波涂层角反射器 RCS 的复射线分析, *电子科技大学学报*, 1991, 20(4), 368-374.
- [7] H. C. Yin, P. K. Huang, PO analysis for RCS of nonorthogonal dihedral corner reflectors coated by RAM, *Journal of Systems Engineering and Electronics*, 2001, 12(4), 1-6.
- [8] P. K. Huang, H. C. Yin, Equivalent currents on an anisotropic material backed by a metal surface and their relation, *Journal of Systems Engineering and Electronics*, 2000, 11(4), 1-10.
- [9] 殷红成等, 各向异性材料涂覆导体目标散射的 PO 解, *目标与环境特性研究*, 2001, 4, 1-6.
- [10] R. 米特拉, 著, 金元松, 译, *计算机技术在电磁学中的应用*, 北京, 人民邮电出版社, 1983, 196.
- [11] 黄培康, 主编, *雷达目标特征信号*, 北京, 宇航出版社, 1993, 158-162.
- [12] 殷红成等, 各向异性材料涂覆导体平板的后向散射, *电波科学学报*, 2001, 16(增刊), 61-64.

RCS ANALYSIS FOR ANISOTROPIC COATING DIHEDRAL CORNER REFLECTORS

Guo Huiping Liu Xueguan Yin Hongcheng* Huang Peikang*

(Dept. of Communication and Electronics, Suzhou University, Suzhou 215021, China)

*(National Electromagnetic Scattering Laboratory, Beijing 100854, China)

Abstract The RCS of metal dihedral corner reflector coated with an anisotropic material is investigated by using the PO method combined with multiple reflections in this paper, which is based on the equivalent currents on an anisotropic material backed by an infinite metal surface illuminated by plane wave. The effect of different material parameters on RCS of the reflector is also discussed. Some useful conclusions are pointed out.

Key words Dihedral corner reflector, RCS, Anisotropy, Coating

郭辉萍: 女, 1964年生, 讲师, 硕士, 主要从事微波通信、电磁散射教学、科研工作。

刘学观: 男, 1965年生, 副教授, 硕士, 主要从事电磁理论、电磁散射及无线通信教学、科研工作。

殷红成: 男, 1967年生, 教授, 博士后, 主要从事电磁理论、目标特性等方面的研究。

黄培康: 男, 1935年生, 研究员, 博士生导师, 主要从事雷达目标特性、雷达目标识别和制导等方面的研究。