

反射器天线的单站雷达截面积***

邓书辉 阮颖铮

(电子科技大学, 成都)

摘要 本文用几何光学法计算反射器天线的镜面场,用等效电磁流法(根据物理绕射理论与电流线积分公式导出)计算边缘的绕射场,得到了任意旋转反射器天线在任意极化平面波入射下的单站雷达截面积(RCS)的计算公式,并给出了一些典型的数值计算结果及相应的立体RCS图。在水平和垂直极化入射下,本文理论值与已有的实验结果以及与一致性绕射理论的结果吻合较好。

关键词 天线;雷达截面;电磁散射

一、引言

反射器天线由于其高增益和强方向性而广泛地应用于飞行器,但同时也因为它对来波的强烈反射与绕射而在鼻锥区域形成强回波源。为提高飞行目标的反雷达隐身特性,我们需要详细地了解天线的散射机理,并采取相应措施来减小天线的RCS。到目前为止,关于天线(特别是实用的反射器天线)的RCS分析报道不多。文献[1]给出了简单振子天线的散射机理和RCS分析,文献[2]用Sommerfeld半平面解对抛物面天线的单站RCS进行了理论分析和实验研究,但由于其绕射场公式推导有误,理论结果并不理想。本文联合应用几何光学法(GO)和根据物理绕射理论(PTD)及线电流积分公式导出的等效电磁流法(MEC),得到了较为满意的结果。

二、理论分析

1. 镜面反射场的计算

如图1所示,设平面波以任意角度入射,其单站镜面反射点必定在入射方向与反射器轴线所构成的主平面 xz 上,镜面形状决定了反射场的大小。镜像点的球坐标 $(r_0, \pi - \delta_0, \phi_0)$ 可根据费马原理求得。设入射线与 z 轴夹角为 θ ,反射面方程为圆锥曲面:

$$r = \rho / (1 + \epsilon \cos \delta)$$

当源点和观察点的径向坐标很大时,入射线与反射线长度可写为

$$s^i = s^r = r + r \cos(\theta + \delta) \quad (1)$$

根据费马原理:

* 1989年5月20日收到,同年9月定稿。

** 国家教委博士点基金和机电部电子科学研究所资助课题。

$$\frac{\partial(s^i + s^r)}{\partial \delta} = 0 \tag{2}$$

将(1)式代入(2)式可解得镜像点位置:

$$\begin{cases} \delta_0 = \cos^{-1}[-e + \cos \theta(e \cos \theta + \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta})] \\ \phi_0 = \pi \end{cases} \tag{3}$$

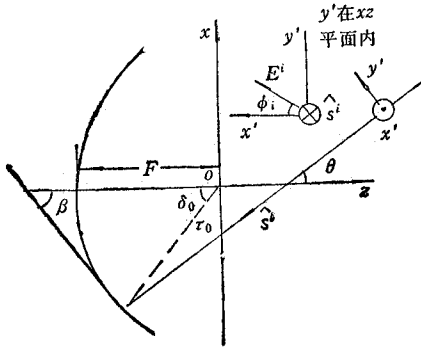


图1 反射的几何关系

镜像点处表面切线与轴线 z 之间的夹角为

$$\beta_0 = \frac{\pi}{2} - \theta \tag{4}$$

反射点处表面曲率矩阵为^[3]

$$\begin{aligned} \hat{C} &= \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{12} & C_{22} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \frac{1}{\rho_i^c} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\rho_i^c} \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{5}$$

式中,两个主曲率半径为^[3]

$$\begin{cases} \rho_i^c = -\frac{\tau_0 \sin \delta_0}{\cos \beta_0} = -\tau_0(1 + 2e \cos \delta_0 + e^2)^{1/2} \\ \rho_i^c = -\frac{(\tau^2 + \tau'^2)^{3/2}}{\tau^2 - \tau\tau'' + 2\tau'^2} \Big|_{\delta=\delta_0} = -\tau_0 \frac{(1 + 2e \cos \delta_0 + e^2)^{3/2}}{(1 + e \cos \delta_0)^2} \end{cases} \tag{6}$$

反射波前曲率矩阵为^[3]

$$\hat{Q}^r(0) = \begin{bmatrix} Q_{11}^r(0) & Q_{12}^r(0) \\ Q_{12}^r(0) & Q_{22}^r(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2C_{11} & 2C_{12} \\ 2C_{12} & 2C_{22} \end{bmatrix} \tag{7}$$

反射波前的两个主曲率半径 $\rho_{i,2}$ 可以表示成^[3]

$$\frac{1}{\rho_{i,2}} = \frac{1}{2} \{ Q_{11}^r(0) + Q_{22}^r(0) \pm \sqrt{[Q_{11}^r(0) - Q_{22}^r(0)]^2 + 4[Q_{12}^r(0)]^2} \} \tag{8}$$

将(4)–(7)式代入上式,得

$$\begin{cases} \rho_1^r = \rho_i^c/2 \\ \rho_2^r = \rho_i^c/2 \end{cases} \tag{9}$$

为建立反射的射线坐标系,定义正交分量为

$$\begin{cases} \hat{\phi} = -\hat{\psi} = -\mathcal{J} \\ \hat{\xi}^i = -\hat{\theta} = -\hat{x} \cos \theta + \hat{z} \sin \theta \\ \hat{\xi}^r = \hat{\theta} = \hat{x} \cos \theta - \hat{z} \sin \theta \end{cases} \tag{10}$$

对任意极化入射平面波,如图1所示,场为

$$\begin{cases} \mathbf{E}^i = E^i(\hat{x} \cos \theta \sin \phi_i + \hat{y} \cos \phi_i - \hat{z} \sin \theta \sin \phi_i) \\ \mathbf{H}^i = \hat{s}^i \times \mathbf{E}^i = E^i Y_0(\hat{x} \cos \theta \cos \phi_i - \hat{y} \sin \phi_i - \hat{z} \sin \theta \cos \phi_i) \end{cases} \tag{11}$$

式中, ϕ_i 从 0° 到 360° , 绕 \hat{s}^i 顺时针旋转, $\phi_i = 0, \pi$ 时表示垂直极化, $\phi_i = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$

时表示水平极化。\$Y_0 = 1/Z_0\$, \$Z_0\$ 为自由空间波阻抗。电场的 \$\hat{\phi}\$ 与 \$\hat{\xi}^i\$ 分量分别为

$$\begin{cases} E_{\hat{\phi}}^i = \mathbf{E}^i \cdot \hat{\phi} = -E^i \cos \phi_i \\ E_{\hat{\xi}^i}^i = \mathbf{E}^i \cdot \hat{\xi}^i = -E^i \sin \phi_i \end{cases} \quad (12)$$

式中, \$E^i = E_0 e^{jkl - \tau_0 \cos(\theta + \delta_0) + d_1 \cos \theta}\$。其中, \$E_0\$ 为入射到口径面中心的电场, \$d_1\$ 为从坐标原点到口径面中心的距离,

$$d_1 = \frac{-b + p \sqrt{\left(1 + \frac{p^2}{b^2}\right) e^2 - 1}}{\frac{p}{b} + \sqrt{\left(1 + \frac{p^2}{b^2}\right) e^2 - 1}} \quad (13)$$

式中 \$b\$ 为口径半径。

最后可得射线基坐标系下反射场表达式为

$$\begin{bmatrix} E_{\hat{\phi}}^r(s^r) \\ E_{\hat{\xi}^i}^r(s^r) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\hat{\phi}}^i \\ E_{\hat{\xi}^i}^i \end{bmatrix} \sqrt{|\rho_r^i \rho_r^i|} \frac{e^{-jk s^r}}{s^r} \quad (14)$$

式中, \$s^r = r - \tau_0 \cos(\theta + \delta_0) - d_1 \cos \theta\$。

2. 边缘绕射场的计算

本文用在 PTD 和等效电流辐射线积分基础上导出的等效电磁流法计算绕射场, 当天线口径远大于波长时, 可忽略多次绕射的影响。

设 \$\hat{s}^i = -\hat{x} \sin \theta - \hat{z} \cos \theta\$ 为入射场方向的单位矢量, 入射线、绕射线与边缘切向单位矢量 \$\hat{\phi}_i = -\hat{x} \sin \phi_i + \hat{y} \cos \phi_i\$ 之间的夹角分别为:

$$\begin{cases} \gamma' = \cos^{-1}(\hat{s}^i \cdot \hat{\phi}_i) = \cos^{-1}(\sin \theta \sin \phi_i) \\ \gamma = \pi - \gamma' \end{cases} \quad (15)$$

如图 2 所示, 建立边缘上任意一点的局部坐标系 \$(\hat{x}_1, \hat{y}_1, \hat{z}_1)\$, 这里 \$\hat{x}_1\$ 是沿边缘指向反射器背面与轴线 \$z\$ 相交切线的单位矢量, \$\hat{z}_1\$ 即是 \$\hat{\phi}_i\$, \$\hat{y}_1\$ 为与 \$\hat{x}_1\$、\$\hat{z}_1\$ 正交的单位矢量, 它们被表示为:

$$\begin{cases} \hat{x}_1 = -\hat{x} \sin \beta_m \cos \phi_i - \hat{z} \cos \beta_m \\ \hat{z}_1 = -\hat{x} \sin \phi_i + \hat{y} \cos \phi_i \\ \hat{y}_1 = \hat{z}_1 \times \hat{x}_1 = -\hat{x} \cos \beta_m \cos \phi_i - \hat{y} \cos \beta_m \sin \phi_i + \hat{z} \sin \beta_m \end{cases} \quad (16)$$

式中 \$\beta_m\$ 为 \$-\hat{z}_1\$ 与 \$\hat{z}\$ 之间的夹角, 由下式给出:

$$\beta_m = \tan^{-1} \left[\sqrt{e^2 \left(1 + \frac{p^2}{b^2}\right) - 1} \right]$$

又设 \$\hat{s}_1^i = -\hat{s}^i\$, 与 \$\hat{x}_1\$、\$\hat{y}_1\$ 之间夹角 \$\gamma_1\$、\$\gamma_2\$ 的余弦分别为:

$$\begin{cases} \cos \gamma_1 = \hat{s}_1^i \cdot \hat{x}_1 = -\sin \beta_m \sin \theta \cos \phi_i - \cos \beta_m \cos \theta \\ \cos \gamma_2 = \hat{s}_1^i \cdot \hat{y}_1 = -\cos \beta_m \sin \theta \cos \phi_i + \sin \beta_m \cos \theta \end{cases} \quad (17)$$

\$\hat{s}_1^i \hat{z}_1\$ 平面、\$\hat{s}^i \hat{z}_1\$ 平面与 \$\hat{x}_1 \hat{z}_1\$ 平面之间的夹角可以分别表示为:

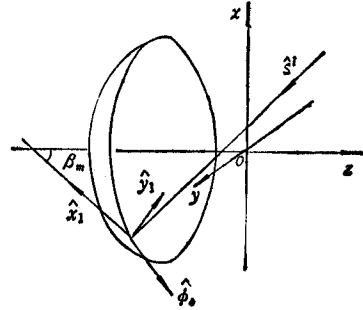


图 2 绕射的边缘局部坐标

$$\begin{cases} \xi' = \pi + \tan^{-1}\left(\frac{\cos \gamma_2}{\cos \gamma_1}\right) = \pi + \tan^{-1}\left(\frac{\sin \beta_m \cos \theta - \cos \beta_m \sin \theta \cos \phi_s}{-\cos \beta_m \cos \theta - \sin \beta_m \sin \theta \cos \phi_s}\right) \\ \xi = \xi' \end{cases} \quad (18)$$

如图 1 所示,对于由 (11) 式所给出的任意极化入射平面波,电场和磁场的 $\hat{\phi}_s$ 分量分别为:

$$\begin{cases} E_{\phi_s} = \mathbf{E}^i \cdot \hat{\phi}_s = E^i(-\cos \theta \sin \phi_s \sin \phi_s + \cos \phi_s \cos \phi_s) \\ H_{\phi_s} = \mathbf{H}^i \cdot \hat{\phi}_s = E^i Y_0(-\cos \theta \cos \phi_s \sin \phi_s - \sin \phi_s \cos \phi_s) \end{cases} \quad (19)$$

于是,等效电磁流可以写成^[4]:

$$\begin{cases} I_{\phi_s} = E_{\phi_s} \frac{jY_0(1 - \cos \xi')}{k \sin^2 \gamma' \cos \xi'} + H_{\phi_s} \frac{j2 \cos \gamma'(1 + \cos \xi')}{k \sin^2 \gamma' \sin \xi'} \\ M_{\phi_s} = H_{\phi_s} \frac{Z_0(1 + \cos \xi')}{jk \sin^2 \gamma' \cos \xi'} \end{cases} \quad (20)$$

利用辐射积分公式可得远区绕射电场:

$$\mathbf{E}^d = -\frac{jk b}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \left[\hat{\theta} \int_0^{2\pi} f_1(\phi_s) e^{jk b \sin \theta \cos \phi_s} d\phi_s + \hat{\phi} \int_0^{2\pi} f_2(\phi_s) e^{jk b \sin \theta \cos \phi_s} d\phi_s \right] \quad (21)$$

式中,

$$\begin{cases} f_1(\phi_s) = -Z_0 I_{\phi_s} \cos \theta \sin \phi_s + M_{\phi_s} \cos \phi_s \\ f_2(\phi_s) = Z_2 I_{\phi_s} \cos \phi_s + M_{\phi_s} \cos \theta \sin \phi_s \end{cases} \quad (21a)$$

(21) 式是一维积分,当 $kb \sin \theta$ 约在 1 的数量级内时,可在计算机上花少量 CPU 时间得到较高精度的结果;当 $kb \sin \theta \gg 1$ 时,可用驻相法对积分进行渐近计算,设

$$I_n = \int_0^{2\pi} f_n(\phi_s) e^{jk g(\phi_s)} d\phi_s, \quad n = 1, 2 \quad (22)$$

式中,

$$g(\phi_s) = b \sin \theta \cos \phi_s$$

由 $g'(\phi_s) = 0$ 可在区间 $[0, 2\pi)$ 上得到两个驻相点 $\phi_1 = 0$ 与 $\phi_2 = \pi$, 因为其中一个驻相点 0 是积分端点,而另一个驻相点远离积分端点 0 与 2π , 因此对 ϕ_s 在 $(0, \infty)$ 区间上作周期性延拓,并只计入 $[0, 2\pi)$ 区间上驻相点的贡献,得到^[2]

$$\begin{aligned} I_n &= \int_0^{\infty} f_n(\phi_s) e^{jk g(\phi_s)} d\phi_s \\ &\simeq \sum_{i=1}^2 f_n(\phi_i) e^{jk g(\phi_i)} \sqrt{\frac{\pi}{k |g''(\phi_i)|}} e^{j\frac{\pi}{4} \epsilon_i} \end{aligned} \quad (23)$$

式中,

$$\epsilon_i = \begin{cases} -1, & i = 1 \\ 1, & i = 2 \end{cases}$$

因为

$$\begin{cases} g(\phi_1) = b \sin \theta \\ g''(\phi_1) = -b \sin \theta \\ g(\phi_2) = -b \sin \theta \\ g''(\phi_2) = b \sin \theta \end{cases} \quad (24)$$

将 (24) 式代入 (23) 式, 得

$$I_n = \sqrt{\frac{\pi}{kb \sin \theta}} [f_n(0) e^{j(kb \sin \theta - \frac{\pi}{4})} + f_n(\pi) e^{j(-kb \sin \theta + \frac{\pi}{4})}] \quad (25)$$

当 $\phi_i = 0, \pi$ 时, 根据 (15)、(18) 和 (19) 式, 有

$$\begin{cases} \gamma' = \frac{\pi}{2} \\ \xi' = \pi \pm \theta - \beta_m \\ E_{\phi_i} = \pm E^i |_{\phi_i=0} \cos \phi_i = \pm E_0 e^{\pm i k b \sin \theta} \cos \phi_i \\ H_{\phi_i} = \mp E^i |_{\phi_i=0} Y_0 \sin \phi_i = \mp E_0 e^{\pm i k b \sin \theta} \sin \phi_i \end{cases} \quad (26)$$

式中, E_0 为口径中心处的电场, 上下符号分别对应于 $\phi_i = 0$ 和 $\phi_i = \pi$ 。根据 (26)、(20) 和 (21a) 式得

$$\begin{cases} f_1(0) = M_{\phi_i} |_{\phi_i=0} = -E_0 e^{i k b \sin \theta} \sin \phi_i \frac{1}{jk} \left[1 - \frac{1}{\cos(\theta - \beta_m)} \right] \\ f_1(\pi) = -M_{\phi_i} |_{\phi_i=\pi} = -E_0 e^{-i k b \sin \theta} \sin \phi_i \frac{1}{jk} \left[1 - \frac{1}{\cos(\theta + \beta_m)} \right] \\ f_2(0) = Z_0 I_{\phi_i} |_{\phi_i=0} = E_0 e^{i k b \sin \theta} \frac{-j}{k} \left[1 + \frac{1}{\cos(\theta - \beta_m)} \right] \\ f_2(\pi) = -Z_0 I_{\phi_i} |_{\phi_i=\pi} = E_0 e^{i k b \sin \theta} \frac{-j}{k} \left[1 + \frac{1}{\cos(\theta + \beta_m)} \right] \end{cases} \quad (27)$$

绕射电场为

$$E^d = -\frac{jk b}{4\pi} \frac{e^{-ikr}}{r} (\hat{\theta} I_1 + \hat{\phi} I_2) \quad (28)$$

将 (27) 式代入 (25) 式, 再将 (25) 式代入 (28) 式, 得绕射场的 $\hat{\theta}$ 与 $\hat{\phi}$ 分量分别为

$$\begin{cases} E_{\theta}^d = \sqrt{\frac{b}{4\pi k \sin \theta}} \frac{1}{2r} e^{-ikr} E_0 \sin \phi_i \\ \quad \times \left\{ e^{j(2kb \sin \theta - \frac{\pi}{4})} \left[1 - \frac{1}{\cos(\theta - \beta_m)} \right] + e^{j(-2kb \sin \theta + \frac{\pi}{4})} \left[1 - \frac{1}{\cos(\theta + \beta_m)} \right] \right\} \\ E_{\phi}^d = -\sqrt{\frac{b}{4\pi k \sin \theta}} \frac{1}{2r} e^{-ikr} E_0 \cos \phi_i \\ \quad \times \left\{ e^{j(2kb \sin \theta - \frac{\pi}{4})} \left[1 + \frac{1}{\cos(\theta - \beta_m)} \right] + e^{j(-2kb \sin \theta + \frac{\pi}{4})} \left[1 + \frac{1}{\cos(\theta + \beta_m)} \right] \right\} \end{cases} \quad (29)$$

有趣的是, 用驻相法渐近后推得的表达式 (29) 式与我们所得的 UTD 结果完全一致。

3. 总散射电场的计算

为了求得总场, 必须把镜面场和绕射场相位相加, 但这两个场是在不同坐标系下表达的, 因此必须把它们统一到同一个坐标系中去, 这里选用固定的直角坐标比较方便。在此坐标系中, 反射电场可以表示为:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\psi}^r = \hat{x} E_{\psi_x}^r + \hat{y} E_{\psi_y}^r + \hat{z} E_{\psi_z}^r \\ \mathbf{E}_{\xi}^r = \hat{x} E_{\xi_x}^r + \hat{y} E_{\xi_y}^r + \hat{z} E_{\xi_z}^r \end{cases} \quad (30)$$

式中,

$$\begin{cases} E'_{\psi_x} = 0, & E'_{\xi_x} = E'_{\xi} \cos \theta \\ E'_{\psi_y} = -E'_{\psi}, & E'_{\xi_y} = 0 \\ E'_{\psi_z} = 0, & E'_{\xi_z} = -E'_{\xi} \sin \theta \end{cases} \quad (31)$$

绕射电场可以表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}^d_{\theta} = \hat{x}E^d_{\theta_x} + \hat{y}E^d_{\theta_y} + \hat{z}E^d_{\theta_z} \\ \mathbf{E}^d_{\phi} = \hat{x}E^d_{\phi_x} + \hat{y}E^d_{\phi_y} + \hat{z}E^d_{\phi_z} \end{cases} \quad (32)$$

式中,

$$\begin{cases} E^d_{\theta_x} = E^d_{\theta} \cos \theta, & E^d_{\phi_x} = 0 \\ E^d_{\theta_y} = 0, & E^d_{\phi_y} = E^d_{\phi} \\ E^d_{\theta_z} = -E^d_{\theta} \sin \theta, & E^d_{\phi_z} = 0 \end{cases} \quad (33)$$

总散射场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' = & \hat{x}(E'_{\psi_x} + E'_{\xi_x} + E^d_{\theta_x} + E^d_{\phi_x}) + \hat{y}(E'_{\psi_y} + E'_{\xi_y} + E^d_{\theta_y} + E^d_{\phi_y}) \\ & + \hat{z}(E'_{\psi_z} + E'_{\xi_z} + E^d_{\theta_z} + E^d_{\phi_z}) \end{aligned} \quad (34)$$

最后由 RCS 理论公式可得^[6]

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} \left(4\pi r^2 \frac{|\mathbf{E}'|^2}{|E_0|^2} \right) \quad (35)$$

三、结果与分析

根据上述分析,编写了计算任意反射器天线 RCS 的通用程序。作为一个例子,本文

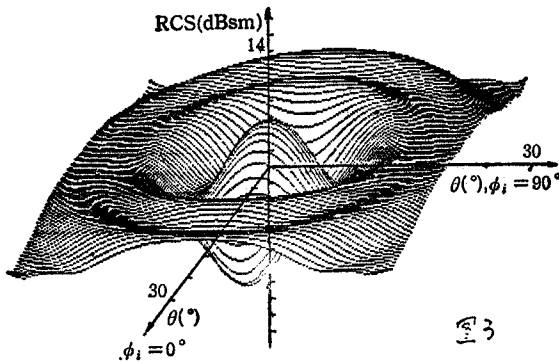


图3 频率为 2.3 GHz 时的单站 RCS 立体图

给出了口径为 $2b = 0.6096$ m, 焦距为 $f = 0.2522$ m 的抛物面天线 RCS 的计算结果。图 3、图 4 与图 5 分别表示频率为 2.3 GHz、4 GHz 与 7.84 GHz 时的单站 RCS 立体图。前二种频率时,图由 MEC 法求得的价值得到;后一种频率时,当 $\theta \leq 5^\circ$ 时的图由 MEC 法求得的价值得到,而当 $\theta > 5^\circ$ 时的图由 UTD 法求得的价值得到。当 $\phi_i = 0$ 时为垂直极化, $\phi_i = 90^\circ$ 时为水平极化。

从图中可见,任意极化的单站 RCS 总是在轴线上达到最大或较大,随着波源和观察点偏离轴向, RCS 逐渐减小并出现振荡特性,频率愈高,波峰愈多。图 6 和图 7 分别表示频率为 2.3 GHz 与 4 GHz 时本文用 MEC 法以及 UTD 法计算的结果,图 8 表示频率为 7.84 GHz 时,当 $\theta \leq 5^\circ$ 由 MEC 法求得的结果以及当 $\theta > 5^\circ$ 由 UTD 法求得的结果,这些结果在图中均与文献[2]中实验结果进行了比较。MEC 法和 UTD 法计算结果在轴线以外符合得很好;在轴线上及其邻域内 MEC 法结果与实验结果十分吻合,

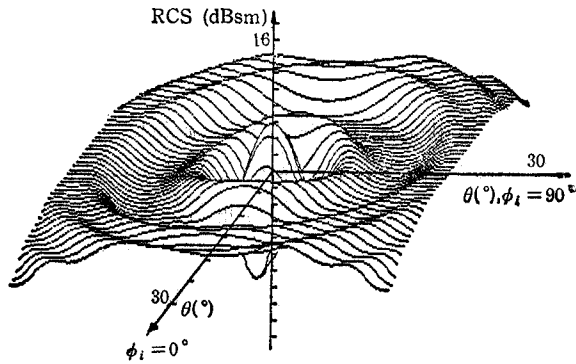


图 4 频率为 4 GHz 时的单站 RCS 立体图

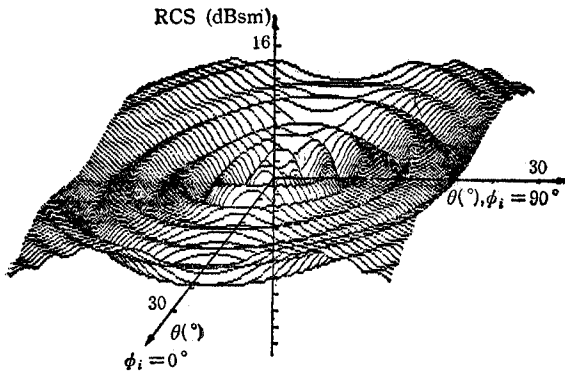


图 5 频率为 7.84 GHz 时的单站 RCS 立体图

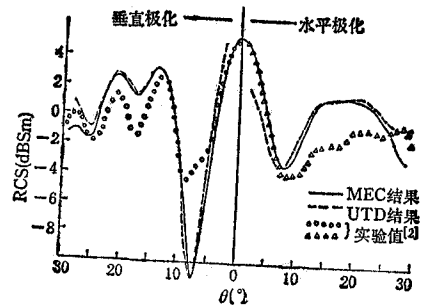


图 6 频率为 2.3 GHz 时理论与实验结果的比较

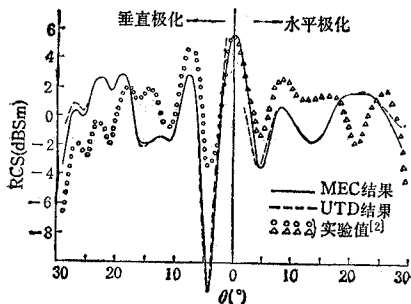


图 7 频率为 4 GHz 时理论与实验结果的比较

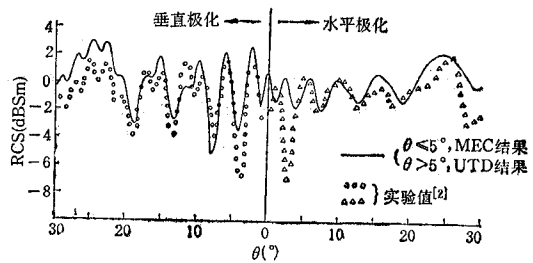


图 8 频率为 7.84 GHz 时理论与实验结果的比较

如图 6 和图 7 所示。在轴线以外，理论曲线与实验结果一致。文献[2]用 Sommerfeld 半平面解得的水平与垂直极化的结果，由于该文献(14)式根号前少了一个因子 r/a ，因而偏离实验结果较远，把这个因子乘上后，算得的结果与我们的 UTD 法结果完全一致。

四、结 束 语

本文用几何光学法与等效电磁流法分析了任意旋转反射器天线的单站 RCS, 作出了典型反射器天线的单站 RCS 立体图, 无论水平极化或垂直极化, 其理论结果与实验结果都吻合较好。本文理论可用来计算任意旋转圆锥曲面与任意极化入射的单站 RCS, 具有普遍适用的特点。

本文分析中已假定天线馈源匹配良好, 故只计入了天线被动散射引起的结构项 RCS 贡献, 而忽略了天线再辐射引起的模式项 RCS 贡献^[1]。如果馈源匹配不良, 则还应根据反射系数大小和天线的辐射特性来计算模式项贡献。

参 考 文 献

- [1] G. T. Ruck, Radar Cross Section Handbook, Vol. 2, Plenum Press, New York, (1970), pp. 661—669.
- [2] P. S. S. Kao, Backscatter Cross Section of A Paraboloidal Antenna, AD 370012, (1973).
- [3] G. L. James, Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves, Peter Peregrinus Ltd., England, (1981), pp. 212—216.
- [4] Arie Michaeli, *IEEE Trans. on AP*, AP-32 (1984), 252—258.
- [5] 汪茂光主编, 几何绕射理论, 西北电讯工程学院出版社, 1985年, 第19—22页。
- [6] E. F. Knott et al., 阮颖铮等译, 雷达散射截面, 电子工业出版社, 北京, 1988年, 第156—160页。

MONOSTATIC RADAR CROSS-SECTION FOR REFLECTOR ANTENNAS

Deng Shuhui Ruan Yingzheng

(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu)

Abstract The calculation formulas of monostatic radar cross-section (RCS) of arbitrary reflectors with arbitrarily polarized plane-wave incidence are derived, where the specular field is obtained by geometrical optics and the edge-diffracted field is calculated by the method of equivalent currents (MEC). Some typical results calculated are given by means of RCS spatial graphs. For both horizontal and vertical polarizations, the theoretical results obtained in this paper agree very well with the experimental results as well as the results from uniform theory of diffraction.

Key words Antenna; Radar cross-section; Electromagnetic scattering