中国科学

1991 年 6 月　　A 辑　　第 6 期

环焦改进型双镜天线

章日荣　杜树祥　王汉礼　周康健　王　涛

（机械电子工业部第 54 研究所，石家庄 050002）

摘　　要

本文导出了环焦改进型天线主副镜轮廓的计算公式，天线各种极化辐射场的计算公式，并扼要介绍这种新型天线的性能和设计方法.

关键词：高增益，低旁瓣，低驻波比，环焦中小孔径反射镜天线

天线主镜的焦点绕主镜的对称轴呈环状分布，故称环焦天线，也有人称为偏焦轴天线和紧缩（compact）双镜天线. 在这种天线中，初级馈源(喇叭)的轴向射线经副镜反射指向主镜的边沿. 因此副镜的反射线远离喇叭，副镜对喇叭的反射小，获得良好的驻波比. 同时不必担心喇叭的遮挡，使用较大孔径的喇叭，并与副镜靠近，降低对副镜的边沿照射电平，从而获得良好的低旁瓣性能. 国内外对环焦标准型双镜天线已有多人研究[1)1)-3)]. 但由于标准型天线主副镜的母线均为二次曲线，不能随意控制主镜孔径场分布，使高增益与低旁瓣难以同时实现. 我们把 Galindo 控制主镜孔径场的方法[2]用于环焦双镜天线，在副镜边沿照射电平极低时主镜孔径场仍然获得满意的分布规律，使低驻波比、低旁瓣和高增益得以同时实现. 这种新型天线称为环焦改进型双镜天线，其主副镜的母线是高次曲线. 文中介绍这种天线主副镜轮廓计算公式和天线辐射场各种极化的计算公式，利用这些公式设计的环焦改进型双镜天线可以达到国际通信组织规定的卫星通信中小孔径地球站天线 90 年代的新指标[4)].

一、副镜反射波主曲率半径和主镜孔镜场分布

图 1 表示环焦双镜天线在（Rz）半平面上的投影，喇叭在 θ 角的射线交副镜于 P 点，其反射线交主镜于 P'. 当 θ 由零变化到 θ_M 时：P 点由 A 移动到 B，其轨迹 $\widehat{AB}$ 为椭圆(标准型)或为接近椭圆的高次曲线(改进型). 副镜反射线的交点 F_1 为副镜母线 $\widehat{AB}$ 的焦点. 在标准型中 F_1 在（Rz）半平面上是固定不变的，与 θ 的变化无关；在改进型中 F_1 随 θ 的变化略有移动呈散焦状态. 与此相应，主镜上 P' 点也由 A' 点移动到 B' 点，其轨迹 $\widehat{A'B'}$ 为抛

1990 年 8 月 15 日收到修改稿.

1) Lee, J. L., Patent of Great Britain, No. 973583, Cl. H04d, Prior from 11, IV, 1962.

2) 熊继衮，第二届天线年会论文集，中国天线学会，昆明 1981.

3) 李振兴，第三届天线年会论文集，中国天线学会，1983，406－411.

4) 杜树祥、王汉礼、周康健等(机电部 54 所)，中国专利号 89217475.7，890929，1989.

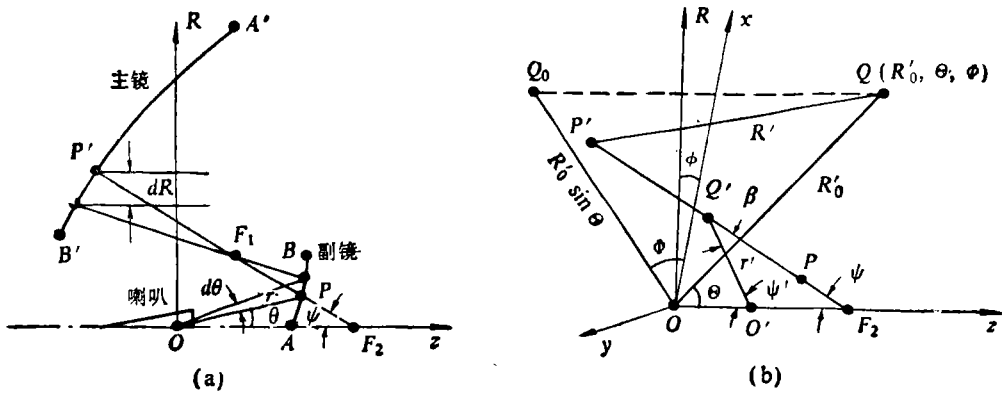

图 1　环焦反射镜天线

物线(标准型)或为接近抛物线的高次曲线(改进型)．主镜母线 $\widehat{A'B'}$ 的焦点也是 F_1，在标准型中是定焦的，在改进型中是散焦的．主镜的反射线与 z 轴平行且同向．O 点为副镜另一焦点，是与 θ 无关的固定点．图 1 中 (Rz) 半平面上的图形绕 z 轴旋转一周即构成环焦反射镜天线．F_1 的轨迹是以 z 轴为轴的环线(标准型)或环带(改进型)，因此名曰环焦．在 (Rz) 半平面上副镜 P 点反射波的曲率半径 $\bar{\rho}_1$ 即为 $\overline{F_1P}$．副镜反射波的另一焦点为 F_2 位于 P 点反射线延线与 z 轴的交点．过反射线且与 (Rz) 平面正交的平面上副镜反射波的曲率半径 $\bar{\rho}_2$ 即为 $\overline{F_2P}$．$\bar{\rho}_1$ 和 $\bar{\rho}_2$ 与反射线 $\overline{PP'}$ 同向时为正，反向时为负．由于旋转对称性，可知副镜 P 点上反射波的两个主曲率半径为 $\bar{\rho}_1$ 和 $\bar{\rho}_2$．根据微波光学的反射定律和几何学有关定理可得

$$\bar{\rho}_1 = \overline{PP'} \Big/ \left(\frac{dR}{rd\theta} - 1\right), \tag{1}$$

$$\bar{\rho}_2 = \overline{PP'} \cdot r\sin\theta/(R - r\sin\theta). \tag{2}$$

在环焦双镜天线中，$\frac{dR}{d\theta} \leqslant 0$，故 $\bar{\rho}_1$ 与 $\overline{PP'}$ 反向，ρ_1 为负值；$R > r\sin\theta$，故 $\bar{\rho}_2$ 与 $\overline{PP'}$ 同向，ρ_2 为正值．到达 P' 点的副镜反射波也就是在该点上主镜的入射波，其主曲率半径 $\bar{\rho}_1'$ 和 $\bar{\rho}_2'$ 为

$$\bar{\rho}_1' = \overline{PP'} \cdot \frac{dR}{rd\theta} \Big/ \left(\frac{dR}{rd\theta} - 1\right), \tag{3}$$

$$\bar{\rho}_2' = \overline{PP'} \cdot R/(R - r\sin\theta). \tag{4}$$

按几何光学的反射定律和强度定律，在 P' 点主镜反射波的功率密度为

$$AF_0^2(R) = \frac{f_0^2(\theta)}{r^2}\left|\frac{\rho_1\rho_2}{\rho_1'\rho_2'}\right| = -\frac{f_0^2(\theta)\sin\theta}{R\dfrac{dR}{d\theta}}, \tag{5}$$

式中 $f_0(\theta)$ 为理想初级馈源的方向图，$F_0(R)$ 表示预期的主镜孔径场分布，A 为常数．

二、主镜和副镜的轮廓方程

在设计环焦改进型双镜天线时，往往以一个给定的初级馈源方向图 $f_0(\theta)$ 作为源函数，以

选定的主镜孔径场分布 $F_0(R)$ 作为目标函数，解算出主副镜轮廓参数，为此需要导出解算主副镜轮廓的方程式和计算式.

由 (5) 式得 R 与 θ 的关系式为

$$A\int_{R_0}^{R} F_0^2(R)RdR = \int_{\theta}^{\theta_M} f_0^2(\theta)\sin\theta d\theta, \tag{6}$$

式中 $A = \int_0^{\theta_M} f_0^2(\theta)\sin\theta d\theta \int_{R_0}^{R_M} F_0^2(R)RdR$.

主副镜母线的坐标：A' 点为 (R_M, z_M)，B' 点为 (R_0, z_0)，P' 点为 (R, z)；A 点为 $(r_0, 0)$，B 点为 (r_M, θ_M)，P 点为 (r, θ). 由 (6) 式即可解出满足源函数 $f_0(\theta)$ 和目标函数 $F_0(R)$ 时 $R(\theta)$ 的数值解.

反映主镜反射定律的公式如下：

$$\frac{dz}{dR} = \operatorname{tg}\frac{\Psi}{2}, \tag{7}$$

式中 Ψ 为 $\overline{PP'}$ 与 $(-\hat{z})$ 的交角. 主镜孔径(位于过 A' 点与 z 轴正交的平面)上电磁场应同相，故得同相条件方程及 z，与 Ψ 的计算式为

$$C = r + |\overline{PP'}| + z_M - z, \tag{8}$$

$$z = -\frac{C_1^2 - R^2 - 2C_1 r + 2Rr\sin\theta}{2(C_1 - r + r\cos\theta)}, \tag{9}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\Psi}{2} = \frac{R - r\sin\theta}{C_1 + r\cos\theta - r}, \tag{10}$$

式中 $C_1 = C - z_M$.

反映副镜反射定律公式如下：

$$\frac{dr}{rd\theta} = \frac{R + C_1\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} - 2r\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}}{C_1 - R\operatorname{tg}\frac{\theta}{2}}. \tag{11}$$

以 (6) 式的解 $R(\theta)$ 代入 (11) 式，并且选定初始参数 C_1, R_M, R_0, θ_M 和 r_M 后可解出副镜轮廓参数 $r(\theta)$. 以 $R(\theta)$ 和 $r(\theta)$ 代入 (9) 式可解出主镜轮廓的另一参数 $z(\theta)$. 初始参数 R_M 是天线孔径的半径，是设计时早已规定的. R_0 是天线中央静区半径，可以根据副瓣的要求选定. θ_M 是副镜的最大照射角，可以根据初级馈源对副镜边沿照射电平选定. $2r_M\cdot\sin\theta_M$ =副镜孔径直径，根据副镜边沿绕射漏泄选定. C_1 可供选择的自由度较大，但如果选择不适当将使天线结构形状极不合理，不便于制造和使用. 因此往往需要多次选择 C_1 进行反复计算. 由于标准型双镜轮廓与改进型的相似，但更容易计算，人们可以利用标准型双镜轮廓计算公式进行反复试算选择 C_1 的最佳值. 标准型双镜轮廓计算公式已经导出[1]，但繁杂而不便于应用；我们将在附录 I 中提出更简洁的计算公式，并讨论 C_1 的选择方法.

三、环焦改进型双镜天线的辐射场

由射线描迹法[3]得主镜上 P' 点的反射场为

$$\bar{E}_A(P') = jr\sqrt{A}\,\frac{F_0(R)}{f_0(\theta)}\,e^{-iks}\left\{\frac{\hat{z}-\hat{S}}{1-(\hat{S}\cdot\hat{z})}\left[\frac{(\hat{S}\cdot\hat{z}-\hat{\rho}\cdot\hat{z})(E_\theta(\hat{S}\cdot\hat{\theta})+E_\phi(\hat{S}\cdot\hat{\phi}))}{1-(\hat{S}\cdot\hat{\rho})}\right.\right.$$
$$\left.\left.-(\bar{E}_h\cdot\hat{z})\right]-(\hat{S}-\hat{\rho})\frac{E_\theta(\hat{S}\cdot\hat{\theta})+E_\phi(\hat{S}\cdot\hat{\phi})}{1-(\hat{S}\cdot\hat{\rho})}+\bar{E}_h\right\}, \tag{12}$$

式中 $\hat{S}$ 为 $\overline{PP'}$ 的单位矢，S 为 $|\overline{PP'}|$，$\bar{E}_h$ 为喇叭在 P 点的辐射场，E_θ 为 $\bar{E}_h$ 的 θ 分量，E_ϕ 为 $\bar{E}_h$ 的 ϕ 分量. 以 $\hat{S}$, $\hat{\theta}$, $\hat{\phi}$ 和 $\hat{\rho}$ 的 Descartes 坐标表示式代入得

$$\bar{E}_A(P') = E_{Ax}(P')\hat{x} + E_{Ay}(P')\hat{y}, \tag{13}$$

式中 k 为自由空间波数，$k=\frac{2\pi}{\lambda}$，λ 为自由空间波长. 上标"—"表示矢量，"∧"表示单位矢量.

$$E_{Ax}(P') = j\sqrt{A}\,\frac{F_0(R)}{f_0(\theta)}\,e^{-iks}r(E_\theta\cos\phi - E_\phi\sin\phi), \tag{14}$$

$$E_{Ay}(P') = j\sqrt{A}\,\frac{F_0(R)}{f_0(\theta)}\,e^{-iks}r(E_\theta\sin\phi + E_\phi\cos\phi). \tag{15}$$

显而易见，在主镜面上 P' 点的反射场投射到主镜孔径即为主镜孔径场，其值为 $\bar{E}_A(P')$，$E_{Ax}(P')$ 和 $E_{Ay}(P')$ 乘以传播因子 $e^{j(z-z_M)k}$. 当喇叭辐射场方向图与原设计给定的源函数 $f_0(\theta)$ 相同时，主镜孔径场也与原设计规定的目标函数 $F_0(R)$ 相同；当实际喇叭的辐射场方向图与原定源函数 $f_0(\theta)$ 不同时，主镜孔径场即随着有相应的变化而不再与原定的目标函数 $F_0(R)$ 相同，可以把实际喇叭的辐射场 E_θ 和 E_ϕ 代入 (14) 和 (15) 式再乘以 $e^{j(z-z_M)k}$ 得到主镜孔径场的实际值.

设场点 Q 上天线的辐射场以坐标系 (R_0', Θ, Φ) 表示，由镜面电流法可得天线辐射场[3]为

$$E_\Theta(Q) = -j\frac{1}{\lambda}\int_0^{2\pi}d\phi\int_{R_0}^{R_M}\left\{\cos\Theta\cos\Phi E_{Ax}(P') + \cos\Theta\sin\Phi E_{Ay}(P')\right.$$
$$\left.-\sin\Theta\,\mathrm{tg}\,\frac{\Psi}{2}\left[\cos\phi E_{Ax}(P') + \sin\phi E_{Ay}(P')\right]\right\}\frac{e^{-jkR'}}{R'}RdR, \tag{16}$$

$$E_\Phi(Q) = -j\frac{1}{\lambda}\int_0^{2\pi}d\phi\int_{R_0}^{R_M}\{-\sin\Phi E_{Ax}(P') + \cos\Phi E_{Ay}(P')\}\frac{e^{-jkR'}}{R'}RdR, \tag{17}$$

式中 R' 为源点 P' 与场点 Q 的距离，λ 为波长.

设实际馈源在 P 点的辐射场为

$$\bar{E}_h(P) = \frac{1}{r}e^{-jkr}[f_\theta(\theta)\cos\phi\hat{\theta} - f_\phi(\theta)\sin\phi\hat{\phi}], \tag{18}$$

式中 $f_\theta(\theta)$ 和 $f_\phi(\theta)$ 分别为 E_θ 和 E_ϕ 的方向图. 以 (18) 式代入 (14) 和 (15) 式再代入 (16) 和 (17) 式得天线的辐射场 Θ 分量和 Φ 分量为

$$E_\Theta(Q) = \frac{ke^{-jk(R_0'+C_1)}}{2R_0'\sqrt{A}}\cos\Phi\int_0^{\theta_M}\frac{f_0(\theta)}{F_0(R)}\left\{[f_\theta(\theta)+f_\phi(\theta)]J_0(kR\sin\Theta)\cos\Theta\right.$$
$$-[f_\theta(\theta)-f_\phi(\theta)]J_2(kR\sin\Theta)\cos\Theta$$
$$\left.-2j\sin\Theta f_\theta(\theta)J_1(kR\sin\Theta)\,\mathrm{tg}\,\frac{\Psi}{2}\right\}e^{-jkz(1-\cos\Theta)}\sin\theta d\theta, \tag{19}$$

$$E_\Phi(Q) = -\frac{ke^{-jk(R_0'+C_1)}}{2R_0'\sqrt{A}}\sin\Phi\int_0^{\theta_M}\frac{f_0(\theta)}{F_0(R)}\{[f_\theta(\theta)+f_\phi(\phi)]J_0(kR\sin\Theta)$$
$$+[f_\theta(\theta)-f_\phi(\theta)]\cdot J_2(kR\sin\Theta)\}e^{-jkz(1-\cos\Theta)}\sin\theta d\theta, \tag{20}$$

式中 R_0' 为原点 O 与场点 Q 的距离，$J_n(\ )$ 为 n 阶 Bessel 函数。天线辐射场主极化和交叉极化分量 $E_{C0}(Q)$ 和 $E_{Cr}(Q)$ 为

$$E_{C0}(Q) = \frac{ke^{-jk(R_0'+C_1)}}{2R_0'\sqrt{A}}\cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)\int_0^{\theta_M}\frac{f_0(\theta)}{F_0(R)}\left\{[f_\theta(\theta)+f_\phi(\theta)]J_0(kR\sin\Theta)\right.$$
$$\cdot\left(1-\mathrm{tg}^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)\cos 2\Phi\right)-[f_\theta(\theta)-f_\phi(\theta)]J_2(kR\sin\Theta)$$
$$\cdot\left(\cos 2\Phi-\mathrm{tg}^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right)-4jf_\theta(\theta)J_1(kR\sin\Theta)$$
$$\left.\cdot\ \mathrm{tg}\left(\frac{\Theta}{2}\right)\mathrm{tg}\left(\frac{\Psi}{2}\right)\cos^2\Phi\right\}e^{-jkz(1-\cos\Theta)}\sin\theta d\theta, \tag{21}$$

$$E_{Cr}(Q) = -\frac{ke^{-jk(R_0'+C_1)}}{2R_0'\sqrt{A}}\cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)\sin(2\Phi)\int_0^{\theta_M}\frac{f_0(\theta)}{F_0(R)}$$
$$\cdot\left\{[f_\theta(\theta)+f_\phi(\theta)]J_0(kR\sin\Theta)\cdot\mathrm{tg}^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right.$$
$$+[f_\theta(\theta)-f_\phi(\theta)]J_2(kR\sin\Theta)+2jf_\theta(\theta)\mathrm{tg}\left(\frac{\Theta}{2}\right)\mathrm{tg}\left(\frac{\Psi}{2}\right)$$
$$\left.\cdot\ J_1(kR\sin\Theta)\right\}e^{-jkz(1-\cos\Theta)}\sin\theta d\theta. \tag{22}$$

设圆极化馈源在 P 点的辐射场如

$$\bar{E}_h(P) = \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{2}\,r}[f_\theta(\theta)\hat{\theta}+jf_\phi(\theta)\hat{\phi}]e^{j\phi} \tag{23}$$

时，天线的辐射场为

$$\bar{E}(Q) = E_{C0}\frac{\hat{\Theta}+j\hat{\Phi}}{\sqrt{2}}+E_{Cr}\frac{\hat{\Theta}-j\hat{\Phi}}{\sqrt{2}}, \tag{24}$$

式中主极化 E_{C0} 和交叉极化 E_{Cr} 为

$$E_{C0} = \frac{ke^{-jk(R_0'+C_1)}}{2R_0'\sqrt{A}}\cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)e^{j\Phi}\int_0^{\theta_M}\frac{f_0(\theta)}{F_0(R)}\left\{[f_\theta(\theta)+f_\phi(\theta)]J_0(kR\sin\Theta)\right.$$
$$+[f_\theta(\theta)-f_\phi(\theta)]J_2(kR\sin\Theta)\mathrm{tg}^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)-2if_\theta(\theta)J_1(kR\sin\Theta)$$
$$\left.\cdot\ \mathrm{tg}\left(\frac{\Psi}{2}\right)\mathrm{tg}\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right\}e^{-jkz(1-\cos\Theta)}\sin\theta d\theta, \tag{25}$$

$$E_{Cr} = -\frac{ke^{-jk(R_0'+C_1)}}{2R_0'\sqrt{A}}\cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)e^{j\Phi}\int_0^{\theta_M}\frac{f_0(\theta)}{F_0(R)}\left\{[f_\theta(\theta)+f_\phi(\theta)]J_0(kR\sin\Theta)\right.$$
$$\cdot\ \mathrm{tg}^2\left(\frac{\Theta}{2}\right)+[f_\theta(\theta)-f_\phi(\theta)]J_2(kR\sin\Theta)+2jf_\theta(\theta)J_1(kR\sin\Theta)$$

$$\cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\Psi}{2}\right)\operatorname{tg}\left(\frac{\Theta}{2}\right)\Big\} e^{-ik\rho(1-\cos\Theta)}\sin\theta d\theta. \tag{26}$$

当馈源方向图与原设计源函数相同时 $f_\theta(\theta)=f_\phi(\theta)=f_0(\theta)$，由 (13)—(15) 式得到天线主镜孔径场分布与原设计的目标函数 $F_0(R)$ 相等的同时，由 (16)—(26) 式可得天线辐射场与原设计预期值相同。如果实际馈源方向图不同于原设计的源函数，$f_\theta(\theta)$ 和 $f_\phi(\theta)\neq f_0(\theta)$，则由 (13)—(15) 式可得天线主镜孔径场分布的实际值，与此同时由 (16)—(26) 式可得天线实际的辐射场。

四、天 线 性 能

为了提高同步卫星轨道利用率，从 80 年代初以来国际通信组织频频讨论建立地球站天线旁瓣新标准问题，但由于研究经济实用高性能中小孔径天线的努力还未取得令人满意的突破，因此新指标未能在 80 年代生效。近来国际无线电咨询委员会 (CCIR) 第 16 届大会通过建议 $35\leqslant D/\lambda\leqslant 100$ 的中小孔径地球站在 1991 年生效的天线旁瓣新标准为 (Θ 为离轴角，$D=2R_M$ 为天线孔径直径)

$$\Theta\leqslant 20^\circ \text{ 时，} 49-10\lg\frac{D}{\lambda}-25\lg\Theta \quad \text{dB}i,$$

$$20^\circ\leqslant\Theta\leqslant 48^\circ \text{ 时，} 52-10\lg\frac{D}{\lambda}-25\lg\Theta \quad \text{dB}i,$$

$$\Theta\geqslant 48^\circ \text{ 时，} 10-10\lg\frac{D}{\lambda} \quad \text{dB}i.$$

上述新标准以实线 B 示于图 2 和图 3，天线旁瓣超过此标准的峰数应小于 10%。我们研制的 3 m 天线在 3.7—4.2 GHz 和 5.925—6.425 GHz 两个频段内方向图完全满足上述新指标[1]。现把该天线在频率为 3.95 GHz 时的方向图 E_ϕ 与 E_θ 的实测值和计算值示于图 2 和图 3。$\theta\leqslant 12^\circ$ 时用 (19) 和 (20) 式，在 $12^\circ\leqslant\theta\leqslant 174^\circ$ 时用 GTD 方法，在 $174^\circ\leqslant\theta\leqslant 180^\circ$ 时用等效边沿环流法计算天线旁瓣[2]。旁瓣的实测值和计算值远低于新标准，超过新标准线 B 的峰数远

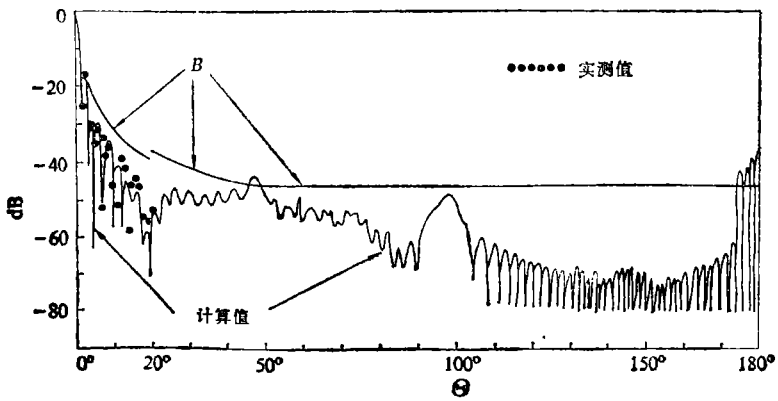

图 2　天线辐射场 E_ϕ

1) 见 638 页脚注 4).
2) 王涛，赋型环焦双镜天线的理论分析，机械电子工业部第 54 所电磁场与微波技术专业硕士学位论文，1989 年.

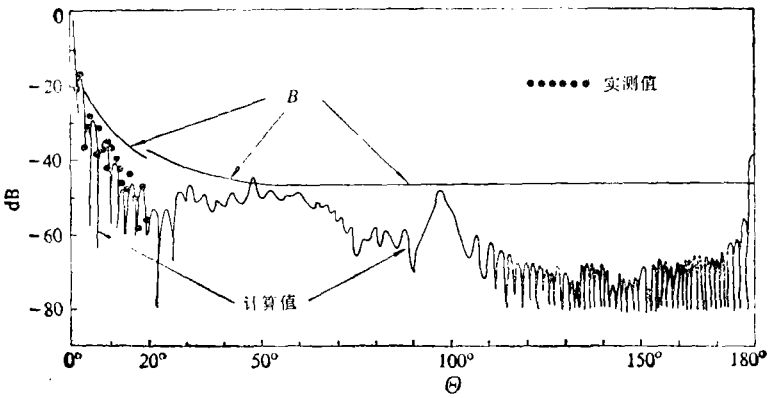

图 3 天线辐射场 E_Θ

小于 10%.

用场相关法计算副镜对喇叭的反射[1] 和喇叭本身的反射同相时合成的驻波比为上界 ρ_M; 反相时合成的驻波比为下界 ρ_m. ρ_M 和 ρ_m 均以虚线示于图 4 和图 5, 实测值以实线示于这两图. 可见实测值在 ρ_M 与 ρ_m 之间并小于 1.12.

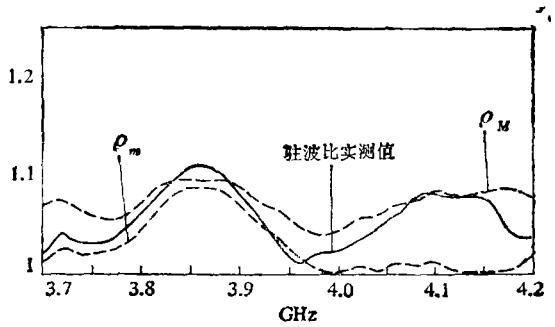

图 4 喇叭和副镜合成驻波比
(3.7—4.2GHz)

天线效率约为 70%[1].

实践和理论计算均表明, 环焦改进型双反射镜确实能使中小孔径天线获得高增益、低旁瓣和低驻波比的优良性能,使 CCIR 提出的卫星通讯中小孔径地球站天线的新标准获得能以实现的光明前景.

在天线研制工作过程中常常需要研究副镜的散射图. 附录 II 提供计算副镜理想散射图(或称期望值)的方法和公式, 以便作为与实测值比较的标准.

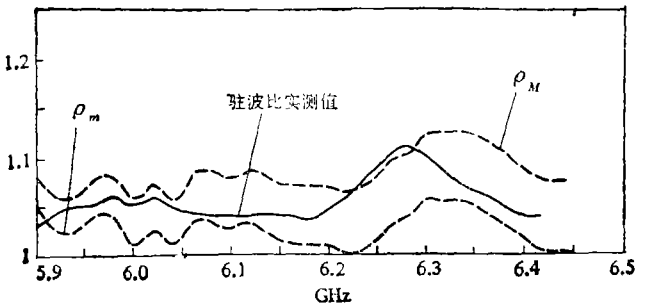

图 5 喇叭和副镜合成驻波比
(5.9—6.425GHz)

1) 王涛,赋型环焦双镜天线的理论分析,机械电子工业部第 54 所电磁场与微波技术专业硕士学位论文, 1989 年.

附录 I　标准型环焦双镜天线

上文导出的计算公式仍然适用于标准型双镜天线．但是标准型双镜的母线均为二次曲线，因而可以建立更为简便的计算公式．标准型环焦副镜母线 $\widehat{AB}$ 为以 O 和 F_1 为焦点的椭圆，其轴为 $\overline{OF_1}$，与 z 轴的夹角为 θ_0，F_1 与 z 轴的距离为 a，其值应在 R_0 与 $r_M\sin\theta_M$ 之间．主镜的母线 $\widehat{A'B'}$ 为以 F_1 为焦点的抛物线，其轴过 F_1 并与 z 轴平行，Ψ_M 为 Ψ 的最大值，即 $\overline{AA'}$ 与 $(-\hat{z})$ 的交角．

由椭圆的几何特性得

$$r_0+\frac{a}{\sin\Psi_M}=r+\frac{a-r\sin\theta}{\sin\Psi},\tag{I.1}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\Psi}{2}=\frac{(M-1)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)-\left[M+\operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\right]\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)}{1+M\operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)-(M-1)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)},\tag{I.2}$$

式中 M 为放大系数与椭圆离心率 e 的关系为

$$M=(1+e)/(1-e).\tag{I.3}$$

由抛物线的几何特性得

$$R-a=2F\operatorname{tg}\frac{\Psi}{2},\tag{I.4}$$

$$z-z_a=(R-a)^2/(4F).\tag{I.5}$$

以 A，B，A 和 B 的坐标 (R_M, z_M)，(R_0, z_0)，$(r_0, 0)$ 和 (r_M, θ_M) 代入 (I.1)，(I.2) 和 (I.4) 式得

$$r_0+\frac{a}{\sin\Psi_M}=r_M+\frac{a-r_M\sin\theta_M}{\sin\Psi_0},\tag{I.6}$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\Psi_M}{2}\right)=\frac{(M-1)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)}{1+M\operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)}=\frac{R_M-a}{2F},\tag{I.7}$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\Psi_0}{2}\right)=\frac{(M-1)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)-\left[M+\operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\right]\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_M}{2}\right)}{1+M\operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)-(M-1)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_M}{2}\right)}=\frac{R_0-a}{2F},\tag{I.8}$$

式中 F 为抛物线的焦距，Ψ_0 为 $\overline{B'B}$ 与 $\hat{z}$ 的夹角．选定 $r_M, \theta_M, R_M, R_0, r_0$ 和 Ψ_M 后，由 (I.6)—(I.8) 式联立可解出 F, a, Ψ_0, M 和 θ_0．由图 1 可见

$$z_M=r_0-\frac{R_M}{\operatorname{tg}\Psi_M}.\tag{I.9}$$

以 R_M, z_M, F 和 a 值代入 (I.4) 和 (I.5) 式，可得主镜母线各点坐标量 R 和 z 及母线的延线 $R=a$ 时的纵坐标量 z_a．以 r_0，a 和 Ψ_0 各值代入 (I.1) 式得副镜母线各点的坐标量 $r(\theta)$．从而确定了环焦标准型双镜的轮廓．由于主副镜是二次曲线，因此主镜孔径场分布不能任意选择．R 对 θ 的变化率 $\frac{dR}{d\theta}$ 和主镜孔径场分布 $F_0(R)$ 为

$$\frac{dR}{d\theta}=-\frac{MF\sec^4\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\sec^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\left[1+M\operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)-(M-1)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]^2},\tag{I.10}$$

$$F_0^2(R) = f_0^2(\theta)\sin\theta\cos^4\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\left[1 + M\,\mathrm{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right) - (M-1)\mathrm{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\mathrm{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]^3 \Big/$$
$$\left\{AMFa\left[1 + M\,\mathrm{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right) - (M-1)\mathrm{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\mathrm{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] + 2AMF^2\left[(M-1)\right.\right.$$
$$\left.\left.\cdot\,\mathrm{tg}\left(\frac{\theta_0}{2}\right) - \mathrm{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)\left(M + \mathrm{tg}^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right)\right)\right]\right\}. \tag{I.11}$$

这就说明了环焦标准型双镜天线的主镜孔径场分布由式(I.11)决定,而不能随意选择,只能适当选择 M, F, θ_0 和 θ_M 在某程度内控制主镜孔径场分布,有限度地改善天线特性.

当实际馈源方向图并非源函数 $f_0(\theta)$ 时,以(I.11)式代入(13)—(15)式得标准型主镜实际孔径场,以(I.1.1)式代入(16)—(26)式得标准型环焦双镜天线各种极化的辐射场.

以 $\theta = 0$, $r = r_0$, $z = z_M$, $R = R_M$ 代入(8)式可得 C_1.

因为标准型双镜轮廓计算公式比较简单,可利用(I.1)—(I.9)式反复选择参数进行试算以期获得结构上比较满意的双镜形状后,由此标准型天线的参数 C_1, r_M 和 θ_M, 连同早已选定的 R_M 和 R_0 作为设计改进型的初始参数代入(6),(9)—(11)式可得环焦改进型双镜天线主副镜轮廓诸参数 $R(\theta)$, $r(\theta)$, $z(\theta)$ 和 $\Psi(\theta)$, 目标函数 $F_0(R)$ 不受(I.11)式限制而可以随意选择,最大限度地改善天线性能,同时在结构上也获得比较满意的双镜形状,接近有相同初始参数的标准型双镜的形状. 因此在工程设计中,利用标准型双镜轮廓计算公式反复试算选择初始参数作为设计改进型双镜的依据是简便有利的.

附录 II 副镜的理想散射图

首先选择计算和实测副镜散射图时的参考中心 O'. 例如可以选择 F_1 分布区域的中值点为 O', O' 必在 z 轴上. 以 O 为中心, r' 为半径的圆上任意点作为场点 Q'. 副镜 P 点与 Q' 的联线交主镜于 P' 即为与 Q' 的对应点, $\overline{PP'}$ 和 $\overline{PQ'}$ 与 $(-\hat{z})$ 的交角均同为 Ψ. $\overline{O'Q'}$ 与 $\overline{PQ'}$ 的交角为 β, $\overline{O'Q'}$ 与 $(-\hat{z})$ 的交角为 Ψ'. $|\overline{P_2Q'}| = S$. 根据几何光学的强度定律,副镜投射图 E 面幅度方向图为 $F_0(Q')_E$, H 面幅度方向图 $F_0(Q')_H$ 和相位方向图 $\Phi_0(Q')$ 应为

$$F_0(Q')_E = \frac{f_0(\theta)}{r}\left|\frac{\rho_1\rho_2}{(\rho_1 + S')(\rho_2 + S')}\right|^{1/2}\cos\beta, \tag{II.1}$$

$$F_0(Q')_H = \frac{f_0(\theta)}{r}\left|\frac{\rho_1\rho_2}{(\rho_1 + S')(\rho_2 + S')}\right|^{1/2}, \tag{II.2}$$

$$\Phi_0(Q') = k(r + S')\ (\text{弧度}). \tag{II.3}$$

(II.1)—(II.3)式即为副镜理想散射图幅度和相位的计算式,其计算值如与散射图实测值相同,则主镜孔径场分布与目标函数相同且满足同相条件;散射图实测值与(II.1)—(II.3)式计算值的偏差,即为主镜孔径场在相应点 P' 上的偏差值,由此即可预计天线的实际性能.

如果在(II.1)—(II.3)式中以实际馈源方向图 $f_\theta(\theta)$, $f_\phi(\theta)$ 置换 $f_0(\theta)$, 并补加上馈源相位方向图对球面波的相位偏差, 则由此3式所得的计算值为实际馈源经副镜反射后的几何光学值. 此值对实测值的偏差可用以估量边沿绕射和漏泄等的影响, 同时此几何光学值对副镜理想散射图的偏差显示喇叭实际方向图的影响. 人们可据此判断实际副镜散射图产生偏差的原因.

参 考 文 献

[1] T. Z. 爱金堡等,超高频天线(汪茂光等译),人民邮电出版社, 1981, 下册: 33—56.
[2] Galindo, V., *IEEE Trans.*, **AP-12**(1964) 403—406.
[3] 章日荣,无线电通信技术, 1985,1: 21—47.