

偏置抛物面天线圆极化版图成形波束 工程理论的研究*

刘 振 威 傅 振 宣

(中国空间技术研究院总体部) (北京信息控制研究所)

提 要

本文根据矩形波导中隔片式圆极化器传输波型的渐变过程,导出了圆极化馈源的辐射场公式,并利用 R. Mittra 等作者提出的物理光学辐射积分 Jacobi-Bessel 级数展开方法对偏置抛物面天线圆极化版图成形波束的工程理论进行了研究. 它包括:圆极化馈源辐射场公式;偏置抛物面电流“等效投影孔径”分布;二次辐射场计算公式;版图成形波束等效各向同性辐射功率(EIRP)工程计算公式;天线坐标、版图经纬度坐标与卫星坐标之间的变换关系;给出了七元馈源阵成形的我国西部版图圆极化波束的数值结果,其 EIRP 等电平曲线是计算机自动打印的. 本文研究的理论方法可作为研制版图成形波束天线各阶段的基本分析工具.

一、引 言

为了有效地照明同步卫星视场的不规则形状的区域,天线辐射图应当赋形,以适合要求的版图覆盖. 馈源阵照明反射面多波束成形天线是实现这种复杂截面波束的基本手段^[1-3]. 本文根据矩形波导中隔片式圆极化器传输波型的渐变过程,导出了圆极化馈源的数学模型;并利用 R. Mittra 等作者提出的物理光学辐射积分 Jacobi-Bessel 级数展开方法,对偏置抛物面天线圆极化版图成形波束的工程理论进行了研究. 它包括:圆极化馈源辐射场公式;偏置抛物面电流“等效投影孔径”分布,简称“等效孔径”分布函数;二次辐射场计算公式;版图成形波束等效各向同性辐射功率(EIRP)工程计算公式;版图经纬度坐标、天线坐标与卫星坐标之间的变换关系;给出了七元馈源阵成形的我国西部版图圆极化波束的数值结果,其 EIRP 等电平曲线是计算机自动打印的. 由于满足工程要求的馈源阵在焦平面中的定位、馈源单元辐射图型函数、抛物面参量等方面的数据,要从上述的基本关系中去寻找,因此本文研究的理论方法,是研制偏置反射面-馈源阵版图成形波束天线的基本分析工具.

二、圆极化馈源辐射场公式

偏置抛物面天线的几何关系如图 1 所示. 图中, xyz 是天线系统的直角坐标系,原点

* 1982年12月2日收到,
1984年2月9日修改定稿.

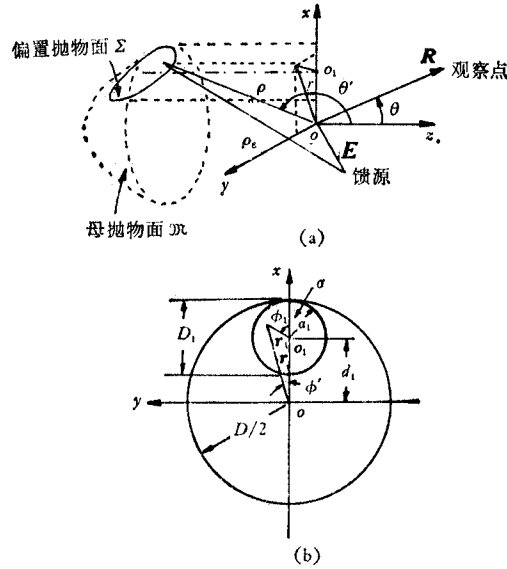


图 1 偏置抛物面天线的几何关系

O 选择在焦点上, x, y 轴选择在母抛物面 \mathcal{M} 的焦平面内, x 轴通过偏置抛物面 Σ 在焦平面投影孔径的中心点 O_1 . 假定由 Q 个馈源形成版图成形波束, 其中第 (j) 馈源在天线坐标系中的坐标位置矢量为 $\boldsymbol{\epsilon}_{e(j)}(\boldsymbol{\epsilon}_{x(j)}, \boldsymbol{\epsilon}_{y(j)}, \boldsymbol{\epsilon}_{z(j)})$, 以 $(\boldsymbol{\epsilon}_{x(j)}, \boldsymbol{\epsilon}_{y(j)}, \boldsymbol{\epsilon}_{z(j)})$ 点为原点 $O_{(j)}$, 建立其馈源坐标系 $(x_{e(j)}, y_{e(j)}, z_{e(j)})$, 对应的球面坐标为 $(\rho_{e(j)}, \theta_{e(j)}, \phi_{e(j)})$, 则第 (j) 馈源 $\hat{\boldsymbol{y}}_{e(j)}$ 极化辐射场 $\boldsymbol{E}_{i(j)}^{\hat{\boldsymbol{y}}_{e(j)}}$ 的表达式可写为^[4,5]:

$$\boldsymbol{E}_{i(j)}^{\hat{\boldsymbol{y}}_{e(j)}} = C_{i(j)} G_{e(j)}^{1/2} \max [U_{(j)}(\theta_{e(j)}, \phi_{e(j)}) \hat{\boldsymbol{\theta}}_{e(j)} + V_{(j)}(\theta_{e(j)}, \phi_{e(j)}) \hat{\boldsymbol{\phi}}_{e(j)}] \times \frac{e^{-jk\rho_{e(j)}}}{4\pi\rho_{e(j)}} \tag{1}$$

式中, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\hat{\boldsymbol{\theta}}_{e(j)}, \hat{\boldsymbol{\phi}}_{e(j)}$ 为第 (j) 馈源球面对应坐标的单位矢量; $C_{i(j)} = 4\pi\sqrt{60P_{i(j)}}$, $P_{i(j)}$ 是第 (j) 馈源的辐射功率; $G_{e(j)\max}$ 为第 (j) 馈源的功率增益;

$$\left. \begin{aligned} U_{(j)}(\theta_{e(j)}, \phi_{e(j)}) &= \cos^{q(j)}(\theta_{e(j)}) \sin \phi_{e(j)}, \\ V_{(j)}(\theta_{e(j)}, \phi_{e(j)}) &= \cos^{q(j)}(\theta_{e(j)}) \cos \phi_{e(j)}, \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

式中, $q(j)$ 表示幂次, 它表征馈源辐射图定向性程度的量. 根据空间对偶关系 $\hat{\boldsymbol{x}}_{e(j)}$ 极化第 (j) 馈源辐射场表达式为:

$$\boldsymbol{E}_{i(j)}^{\hat{\boldsymbol{x}}_{e(j)}} = C_{i(j)} G_{e(j)}^{1/2} \max [-V_{(j)}(\theta_{e(j)}, \phi_{e(j)}) \hat{\boldsymbol{\theta}}_{e(j)} + U_{(j)}(\theta_{e(j)}, \phi_{e(j)}) \hat{\boldsymbol{\phi}}_{e(j)}] \times \frac{e^{-jk\rho_{e(j)}}}{4\pi\rho_{e(j)}} \tag{3}$$

由式 (1) 和式 (3), 我们构成第 (j) 馈源一般椭圆极化辐射场的表达式为:

$$\boldsymbol{E}_{i(j)}^{eP_{e(j)}} = A_{1(j)} e^{j\psi_{1(j)}} \boldsymbol{E}_{i(j)}^{\hat{\boldsymbol{x}}_{e(j)}} + A_{2(j)} e^{j\psi_{2(j)}} \boldsymbol{E}_{i(j)}^{\hat{\boldsymbol{y}}_{e(j)}} \tag{4}$$

令 $A_{1(j)} = 1, \psi_{1(j)} = 0; A_{2(j)} = 1, \psi_{2(j)} = 90^\circ$, 则右旋圆极化第 (j) 馈源的辐射场用列

矢量的形式表示为

$$\mathbf{E}_{i(j)}^{\text{RHCP}_{\epsilon(j)}} = \begin{bmatrix} E_{\theta_{\epsilon(j)}}^{\text{RHCP}_{\epsilon(j)}} \\ E_{\phi_{\epsilon(j)}}^{\text{RHCP}_{\epsilon(j)}} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} C_{i(j)} G_{\epsilon(j)\text{max}}^{1/2} \begin{bmatrix} -V_{(j)} + e^{j90^\circ} U_{(j)} \\ U_{(j)} + e^{j90^\circ} V_{(j)} \end{bmatrix} \times \frac{e^{-jk\rho_{\epsilon(j)}}}{4\pi\rho_{\epsilon(j)}}. \quad (5)$$

同理,得到第 (j) 馈源左旋圆极化辐射场为:

$$\mathbf{E}_{i(j)}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} = \begin{bmatrix} E_{\theta_{\epsilon(j)}}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \\ E_{\phi_{\epsilon(j)}}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} C_{i(j)} G_{\epsilon(j)\text{max}}^{1/2} \begin{bmatrix} -V_{(j)} + e^{-j90^\circ} U_{(j)} \\ U_{(j)} + e^{-j90^\circ} V_{(j)} \end{bmatrix} \times \frac{e^{-jk\rho_{\epsilon(j)}}}{4\pi\rho_{\epsilon(j)}}. \quad (6)$$

式(5)、(6)是从 $\hat{\mathbf{y}}_{\epsilon(j)}$ 极化和 $\hat{\mathbf{x}}_{\epsilon(j)}$ 极化关系导出的馈源辐射场公式,它们反映了圆极化器最后形成的场型与照明反射面的初级场的关系. 利用式(5)和式(6)馈源辐射场照射抛物面,将分别得到左旋圆极化和右旋圆极化二次辐射场.

三、“等效孔径”分布函数

根据天线的基本理论,物理光学辐射积分方法,对于反射面天线的主瓣和主瓣以外的若干相邻副瓣的远区场提供了十分精确的解. 为了使用这一方法,在本节将研究偏置抛物面电流“等效投影孔径”分布函数. 下面的分析都是以获得右旋圆极化二次辐射场进行的.

反射面上表面感应电流 \mathbf{J}_s 为 $\mathbf{J}_s = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i$. 根据式(6),左旋圆极化第 (j) 馈源辐射磁场为:

$$\mathbf{H}_{i(j)}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} = \begin{bmatrix} H_{i\theta_{\epsilon(j)}}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \\ H_{i\phi_{\epsilon(j)}}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} C_{i(j)} G_{\epsilon(j)\text{max}}^{1/2} \frac{e^{-jk\rho_{\epsilon(j)}}}{4\pi\eta\rho_{\epsilon(j)}} \times \begin{bmatrix} -[\cos^{q_2(j)}_{\hat{\mathbf{x}}_{\epsilon(j)}}(\theta_{\epsilon(j)}) \sin \phi_{\epsilon(j)} + e^{-j90^\circ} \cos^{q_2(j)}_{\hat{\mathbf{y}}_{\epsilon(j)}}(\theta_{\epsilon(j)}) \cos \phi_{\epsilon(j)}] \\ -\cos^{q_1(j)}_{\hat{\mathbf{x}}_{\epsilon(j)}}(\theta_{\epsilon(j)}) \cos \phi_{\epsilon(j)} + e^{-j90^\circ} \cos^{q_1(j)}_{\hat{\mathbf{y}}_{\epsilon(j)}}(\theta_{\epsilon(j)}) \sin \phi_{\epsilon(j)} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

在理论分析中,我们把每个馈源坐标系都统一变换到天线坐标系,并且使用直角坐标分量的形式,对于辐射积分的计算,这是方便的. 式(7)的天线系统的直角坐标分量的表达式为:

$$\mathbf{H}_{i(j)}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} = \begin{bmatrix} H_{x(j)}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \\ H_{y(j)}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \\ H_{z(j)}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \end{bmatrix} = \mathbf{A}_{(j)}^t \mathbf{B}_{(j)} \begin{bmatrix} 0 \\ H_{i\theta_{\epsilon(j)}}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \\ H_{i\phi_{\epsilon(j)}}^{\text{LHCP}_{\epsilon(j)}} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中 $\mathbf{B}_{(j)}$ 是第 (j) 馈源球面坐标 $(\rho_{e(j)}, \theta_{e(j)}, \phi_{e(j)})$ 向其直角坐标 $(x_{e(j)}, y_{e(j)}, z_{e(j)})$ 的变换矩阵, 并且由下式给出:

$$\mathbf{B}_{(j)} = \begin{bmatrix} \sin \theta_{e(j)} \cos \phi_{e(j)} & \cos \theta_{e(j)} \cos \phi_{e(j)} & -\sin \phi_{e(j)} \\ \sin \theta_{e(j)} \sin \phi_{e(j)} & \cos \theta_{e(j)} \sin \phi_{e(j)} & \cos \phi_{e(j)} \\ \cos \theta_{e(j)} & -\sin \theta_{e(j)} & 0 \end{bmatrix}; \quad (9)$$

上角标“ i ”表示矩阵的转置, $\mathbf{A}_{(j)}^i$ 是第 (j) 馈源直角坐标 $(x_{e(j)}, y_{e(j)}, z_{e(j)})$ 向天线直角坐标 (x, y, z) 的变换矩阵. 根据坐标系之间的正交投影关系, 求得 $\mathbf{A}_{(j)}$ 为:

$$\mathbf{A}_{(j)} = \begin{bmatrix} a_{11}^{(j)} & a_{12}^{(j)} & a_{13}^{(j)} \\ a_{21}^{(j)} & a_{22}^{(j)} & a_{23}^{(j)} \\ a_{31}^{(j)} & a_{32}^{(j)} & a_{33}^{(j)} \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中,

$$a_{11}^{(j)} = 0,$$

$$a_{12}^{(j)} = \frac{1}{\Delta_{1(j)}},$$

$$a_{13}^{(j)} = \frac{-\sigma_{y(j)}/(d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)})}{\Delta_{1(j)}},$$

$$a_{21}^{(j)} = \left[\frac{\sigma_{y(j)}^2}{d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)}} + (d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)}) \right] / \Delta_{2(j)},$$

$$a_{22}^{(j)} = \left[\frac{(d_1 - \sigma_{x(j)})\sigma_{y(j)}}{d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)}} \right] / \Delta_{2(j)},$$

$$a_{23}^{(j)} = (d_1 - \sigma_{x(j)}) / \Delta_{2(j)},$$

$$a_{31}^{(j)} = \frac{d_1 - \sigma_{x(j)}}{\Delta_{3(j)}},$$

$$a_{32}^{(j)} = -\sigma_{y(j)} / \Delta_{3(j)},$$

$$a_{33}^{(j)} = \frac{-(d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)})}{\Delta_{3(j)}};$$

$$\Delta_{1(j)} = \sqrt{1 + [-\sigma_{y(j)}/(d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)})]^2},$$

$$\Delta_{2(j)} = \sqrt{\left[\frac{\sigma_{y(j)}^2}{d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)}} + (d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)}) \right]^2 + \left[\frac{(d_1 - \sigma_{x(j)})\sigma_{y(j)}}{d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)}} \right]^2 + (d_1 - \sigma_{x(j)})^2},$$

$$\Delta_{3(j)} = \sqrt{(d_1 - \sigma_{x(j)})^2 + (-\sigma_{y(j)})^2 + [-(d_1 \operatorname{ctg} \phi_c + \sigma_{z(j)})]^2},$$

式中 ϕ_c 为抛物面焦点至偏置反射面表面中心的连线与焦距之间的夹角, d_1 为偏置抛物面投影孔径中心 O_1 至抛物面焦点的距离. 抛物面法向单位向量 \hat{n} 的直角坐标分量的表达式为:

$$\hat{n} = \begin{bmatrix} n_{x'} \\ n_{y'} \\ n_{z'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos \varphi' \sin \frac{180^\circ - \theta'}{2} \\ -\sin \varphi' \sin \frac{180^\circ - \theta'}{2} \\ \cos \frac{180^\circ - \theta'}{2} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

式中 (θ', ϕ') 为抛物面上点的天线坐标。

根据式 (8) 和式 (11) 以及抛物面表面与投影孔径之间的 Jacobi 变换, 则对应于第 (j) 个左旋圆极化馈源的“等效孔径”分布函数为:

$$\begin{aligned} \mathbf{g}_{(j)}(r, \phi') &= \begin{bmatrix} g_{x(j)}(r, \phi') \\ g_{y(j)}(r, \phi') \\ g_{z(j)}(r, \phi') \end{bmatrix} \\ &= 2[1 + (r/2f)^2]^{1/2} \begin{bmatrix} n_y H_{z(j)}^{\text{LHCP}_{e(j)}} - n_z H_{y(j)}^{\text{LHCP}_{e(j)}} \\ n_x H_{x(j)}^{\text{LHCP}_{e(j)}} - n_x H_{z(j)}^{\text{LHCP}_{e(j)}} \\ n_x H_{y(j)}^{\text{LHCP}_{e(j)}} - n_y H_{x(j)}^{\text{LHCP}_{e(j)}} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

利用式 (7)、(8)、(11)、(12), 可计算出偏置抛物面“等效孔径”分布函数的数值。

四、偏置抛物面天线远区辐射场计算公式

涉及偏置抛物面天线远区场辐射积分 $\mathbf{F}(\theta, \phi)$ 为:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\theta, \phi) &= \int_{\Sigma} \mathbf{J}_s \exp(jk\boldsymbol{\rho} \cdot \hat{\mathbf{R}}) ds \\ &= \int_{\sigma} \mathbf{g}(r, \phi') \exp(jk\boldsymbol{\rho} \cdot \hat{\mathbf{R}}) ds_1. \end{aligned} \quad (13)$$

根据物理光学辐射积分 Fourier 变换 Jacobi-Bessel 级数展开, 对应某直角分量 τ 的偏置抛物面天线的辐射积分变为:

$$F_{\tau}(\theta, \phi) = \Re E_{2\tau}(u, v), \quad (14)$$

式中 \Re 是抛物面参量的函数, τ 表示 x 或 y 或 z 分量. 物理光学辐射积分 Fourier 变换 Jacobi-Bessel 级数展开式^[4] $E_{2\tau}(u, v)$ 为:

$$\begin{aligned} E_{2\tau}(u, v) &= 2\pi \sum_{p=0}^P \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M j^n \frac{(jkG)^p}{p!} ({}^p C_m^n \cos n\alpha_1 + {}^p D_m^n \sin n\alpha_1) \\ &\quad \times \sqrt{2(n+2m+1)} \frac{J_{n+2m+1}(ka_1\eta_1)}{ka_1\eta_1}, \end{aligned} \quad (15)$$

式中, $u = \sin\theta \cos\phi$; $v = \sin\theta \sin\phi$; $G = (\cos\theta_M - \cos\theta)a_1^2/4f$; a_1 为投影孔径半径; $\eta_1 \cos\alpha_1 = \frac{d_1}{2f}(\cos\theta - \cos\theta_M) + (u - u_M)$, $u_M = \sin\theta_M \cos\phi_M$; $n_1 \sin\alpha_1 = v - v_M$, $v_M = \sin\theta_M \sin\phi_M$; (θ_M, ϕ_M) 为波束最大指向方向. 由于式 (15) 具有非常迅速收敛的性质, 对于我们感兴趣的大型偏置抛物面反射器, P, N, M 分别取 2、6、6 计算出的远区辐射场的数值已十分接近精确的结果^[4]. 式 (15) 中, 当 $p=0$ 时, ${}^0 C_m^n, {}^0 D_m^n$ 系数的表达式为:

$$\begin{cases} {}^0 C_m^n \\ {}^0 D_m^n \end{cases} = \frac{\epsilon_n}{2\pi} \int_0^1 \int_0^{2\pi} g_{1\tau}(s, \phi_1) \begin{cases} \cos n\phi_1 \\ \sin n\phi_1 \end{cases} F_m^n(s) ds d\phi_1, \quad (16)$$

式中, $\left(s = \frac{r_1}{a_1}, \phi_1\right)$ 是以投影孔径中心 o_1 为原点的孔径平面的极坐标;

$$F_m^s(s) = \sqrt{2(n+2m+1)} P_m^{(n,0)}(1-2s^2)s^n,$$

$$P_m^{(n,0)}(1-2s^2) = \frac{(-1)^{m-2m}}{m!} [1 - (1-2s^2)]^{-1}$$

$$\times \frac{d^m}{d(1-2s^2)^m} \{ [1 - (1-2s^2)]^{m+n} [1 + (1-2s^2)]^m \};$$

$$e_n = \begin{cases} 1 & n=0, \\ 2 & n \neq 0; \end{cases}$$

g_r 与 g_τ 之间仅差一个抛物面参量表示的系数关系^[4]. ${}^p C_m^n$, ${}^p D_m^n$ 系数的表达式为:

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} {}^p C_m^n \\ {}^p D_m^n \end{Bmatrix} &= \sqrt{\frac{n+2m+1}{n+2m-1}} a_{mn} \begin{Bmatrix} {}^{p-1} C_{m-1}^n \\ {}^{p-1} D_{m-1}^n \end{Bmatrix} + (b_{mn} - s_a^2) \begin{Bmatrix} {}^{p-1} C_m^n \\ {}^{p-1} D_m^n \end{Bmatrix} \\ &+ \sqrt{\frac{n+2m+1}{n+2m+3}} c_{mn} \begin{Bmatrix} {}^{p-1} C_{m+1}^n \\ {}^{p-1} D_{m+1}^n \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (17)$$

式中, 对于偏置抛物面, s_a 取 1 是适宜的; a_{mn} , b_{mn} , c_{mn} 是 m, n 的函数.

根据式 (14)、(15) 求得的对应用于左旋圆极化第 (j) 馈源的辐射积分直角坐标分量 $F_{x(j)}$, $F_{y(j)}$, $F_{z(j)}$ 变成球面坐标分量 $F_{\theta(j)}$, $F_{\phi(j)}$ 为:

$$\mathbf{F}_{(j)}(\theta, \phi) = \begin{bmatrix} F_{\theta(j)}(\theta, \phi) \\ F_{\phi(j)}(\theta, \phi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta \cos\phi & \cos\theta \sin\phi & -\sin\theta \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{x(j)} \\ F_{y(j)} \\ F_{z(j)} \end{bmatrix}. \quad (18)$$

根据式 (18), 求得其二次辐射场表达式为:

$$\mathbf{E}_{(j)}(\theta, \phi) = -jk\eta \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \begin{bmatrix} F_{\theta(j)}(\theta, \phi) \\ F_{\phi(j)}(\theta, \phi) \end{bmatrix}, \quad (19)$$

式中, 空间介质波阻抗 $\eta = 120\pi$.

五、版图成形波束 EIRP 工程计算公式及其数值结果举例

根据通量密度 \mathbf{S} 与实际得到的 EIRP 电平的基本关系, 并考虑天线系统的各种损耗和卫星至地面间的雨致损耗关系, 则 EIRP 表达式用分贝 (dB) 表示为:

$$\text{EIRP} = 10 \lg(4\pi R^2 \mathbf{S}) - L_\Sigma, \quad (20)$$

式中, L_Σ 表示馈电网络和组件、接口传输线、抛物面热变形, 制造误差等损耗和雨致损耗的总和. 通量密度 \mathbf{S} 表达式为:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \frac{|E(\theta, \phi)|^2}{\eta}. \quad (21)$$

对于第 (j) 馈源为左旋圆极化照明, 反射器二次远区辐射场 $E_{(j)}^{\text{RHCP}}(\theta, \phi)$ 为:

$$\mathbf{E}_{(j)}^{\text{RHCP}}(\theta, \phi) = -jk\eta \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} [F_{\theta(j)}(\theta, \phi) + jF_{\phi(j)}(\theta, \phi)]. \quad (22)$$

对于 Q 个左旋圆极化馈源组成的馈源阵照明, 反射器的二次远区辐射总场为:

$$E_I^{\text{RHCP}}(\theta, \phi) = -jk\eta \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \left[\sum_{(j)=1}^Q F_{\theta(j)}(\theta, \phi) + j \sum_{(j)=1}^Q F_{\phi(j)}(\theta, \phi) \right]. \quad (23)$$

对于版图成形波束, 必须把天线系统的坐标向卫星系统坐标变换, 同时还必须把版图经纬度坐标向卫星坐标变换, 才能使式 (20) 的 EIRP 电平曲线反映在版图上, 从而构成版图成形波束. 下面我们将直接给出这些关系式.

卫星坐标系与天线坐标的关系为:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \zeta_0 \cos \xi_0 & -\sin \zeta_0 \sin \xi_0 & \cos \zeta_0 \\ \sin \xi_0 & -\cos \xi_0 & 0 \\ \cos \zeta_0 \cos \xi_0 & \cos \zeta_0 \sin \xi_0 & \sin \zeta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \zeta \cos \xi \\ \cos \zeta \sin \xi \\ \sin \zeta \end{bmatrix}, \quad (24)$$

式中, $w = \cos \theta$; (ξ, ζ) 是以卫星观察地面远场点的角度坐标, 其参考轴为卫星与星下点的连线; ζ 表示纵坐标, ξ 表示横坐标, 单位为度; 而 (ξ_0, ζ_0) 表示天线机械轴的卫星坐标.

卫星坐标与版图坐标之间的关系为:

$$\begin{bmatrix} \cos \zeta \cos \xi \\ \cos \zeta \sin \xi \\ \sin \zeta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 6.611 - \cos \Delta\varphi_E \cos \Delta\lambda_E \\ -\cos \Delta\varphi_E \sin \Delta\lambda_E \\ \sin \Delta\varphi_E \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_E \\ S_E \end{bmatrix}, \quad (25)$$

式中, $\Delta\varphi_E$, $\Delta\lambda_E$ 分别是地球上远场点相对于星下点的纬度差和经度差; R_E 为地球半径; S_E 为卫星至地球上远场点的距离, 设 h_E 为地球同步轨道高度, 则

$$S_E = h_E [1 + 0.41999(1 - \cos \beta_E)]^{1/2}, \quad \cos \beta_E = \cos \Delta\varphi_E \cos \Delta\lambda_E.$$

根据上述的理论方法, 我们用七个左旋圆极化馈源组成的馈源阵照明偏置抛物面, 对我国西部版图进行了成形波束计算. 选择的抛物面的参量为: $D_1/\lambda = 50.00$; $a_1/\lambda = 25.00$; $f/\lambda = 56.48$; $d_1/\lambda = 44.48$. 图 2 给出了数值结果, 图中的 EIRP/W 等电平曲线是数字计算机自动打印的. 结果表明: 在单位功率 EIRP 等电平曲线 32dB 上很好地覆盖了我国西部版图, 在该区域内都高于 32dB, 成形波束与版图是比较匹配的. 由于满足工程要求的馈源阵在焦平面中的定位, 馈源单元辐射图型函数、抛物参量等方面的数据, 要从上述的基本关系中去寻找, 因此, 本文研究的理论方法, 是研制偏置反射面-馈源阵版

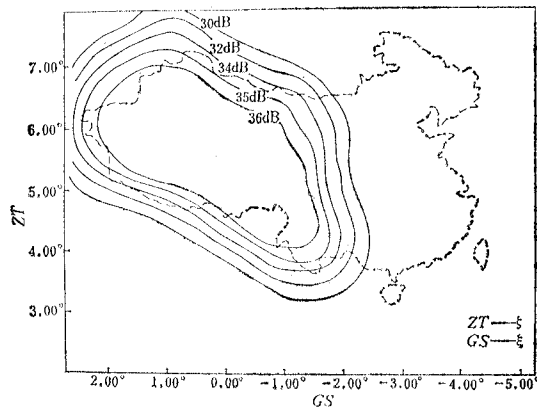


图 2 我国西部版图成形波束 EIRP/W 等电平图(七元馈源阵照明)

图成形波束天线的基本分析工具。

在这项工程理论研究过程中,自始至终都得到了王爵骥同志的具体指导,尹友田、马式明同志给予了许多有益的讨论和帮助,徐洪喜、吴进武同志给予了热情的支持,在此我们一并表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] A. W. Love, *Reflector Antennas*, New York, IEEE, 1978.
- [2] A. W. Rudge and N. A. Adatia, *Proc. of IEEE*, **66**(1978), 1592.
- [3] P. J. B. Clarricoats and G. T. Poulton, *Proc. of IEEE*, **65**(1977), 1470.
- [4] R. Mittra et al., *IEEE Trans. on AP*, **AP-27**(1979), 294.
- [5] S. Silver, *Microwave Antenna Theory and Design*, New York, McGraw-Hill, 1949, pp. 142—144.

CONTOURED BEAM ANTENNAS OF OFFSET PARABOLOID REFLECTOR—CIRCULARLY POLARIZED FEED ARRAY

Liu Zhenwei

(Institute of Spacecraft System Engineering, The Chinese Academy of Space Technology)

Fu Zhenxuan

(Beijing Institute of Information and Control)

The approach for the Jacobi-Bessel series expansion of the physical optics radiation integral studied by R. Mittra et al. is extended to the case of circularly polarized illumination, and a computation technique for the circularly polarized contoured beam of the offset reflector antennas is analysed. This paper deals with the following problems: the mathematical model of circularly polarized feed, the equivalent distribution of reflector projected aperture, the secondary radiation field formula of offset paraboloid reflector and the EIRP computation formula of the contoured beam. The EIRP/W contour-plot for the western zone coverage of the territory of China is given (illumination by 7-element feed array).