

一种计算反射面天线辐射场的新方法 ——切比雪夫-贝塞尔级数方法*

易 力

(中国空间技术研究院)

提 要

本文构造了一种替代物理光学辐射积分的快速收敛级数——切比雪夫-贝塞尔 (Chebyshev-Bessel) 级数, 它能有效地用于反射面天线辐射场的分析和计算。

一、引 言

反射面天线辐射场计算问题一直是面天线分析中的重要内容。目前, 在地面, 特别是卫星广播通信中应用的多波束、赋形波束反射面天线的、变形反射面天线的以及反射面天线的近场分析和近场测量方面, 都需要某种快速而有效的计算手段, 以解决上述复杂面天线的辐射场分析和电性能设计问题。目前在这方面通常采用的方法是, 以某种快速收敛的级数或高频技术 (GTD) 来取代计算上十分费时的物理光学辐射积分, 如球面波展开法^[1]、雅科毕-贝塞尔 (Jacobi-Bessel) 级数方法^[2]和伪取样展开方法^[3]等。

本文则提出另外一种计算面天线辐射场的级数展开方法——切比雪夫-贝塞尔 (Chebyshev-Bessel) 级数方法, 即采用第一类切比雪夫多项式为正交基来展开反射面上的等效电流分布, 从而构造出一种快速收敛的三重级数。该级数的主项是形如未被扰动方向图的零阶贝塞尔函数 $J_0(x)$, 其高阶项构成的扰动是渐近衰减的; 而该级数系数与辐射场坐标无关, 可以用十分完善的快速傅立叶变换 (FFT) 数值算法加以确定, 且具有简单的代数递推关系。初步的分析结果表明, 这一方法用于分析不同类型口径的反射面天线辐射场是比较有效的。将所构造的级数在形式上做若干修改, 亦可适用于分析变形反射面天线辐射场。

二、方 法

以下均仅以抛物面天线为例进行讨论, 但不失其一般性。

在非涅尔 (Fresnel) 区场近似下, 如图 1 所示的偏置抛物面天线的电场可表示为^[4]

$$E^F(\mathbf{R}) = -\frac{jk e^{-ikR}}{4\pi\omega\epsilon R} (\hat{\mathbf{i}} - \hat{\mathbf{R}}\hat{\mathbf{R}}) \cdot \int_{\Sigma} \mathbf{J}_{\text{eff}} e^{-ikr'} ds, \quad (1)$$

* 1985年6月4日收到, 1985年10月31日修改定稿。

其中, k 为传播常数, \hat{i} 为单位并矢, 而 \mathbf{J}_{eff} 是由天线表面, 经雅科毕变换后, 到其投影口径 Σ 上的等效电流分布, 它的任一直角坐标分量 $g(x_1, y_1)$ 所相应产生的标量场(只计辐射积分部分)为

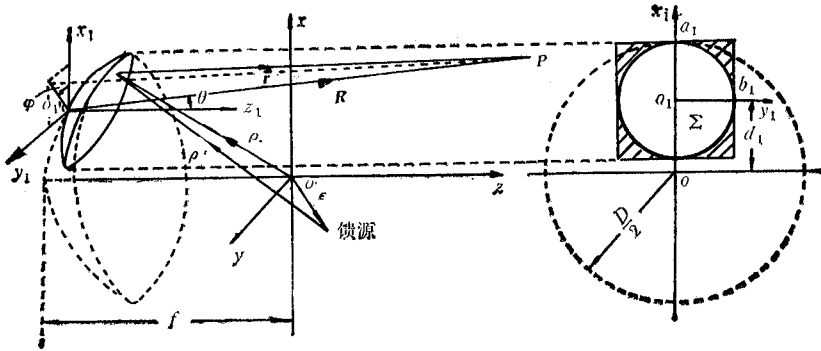


图1 偏置抛物面天线几何关系

$$F(\mathcal{R}, \theta, \varphi) = \int_{\Sigma} g(x_1, y_1) e^{-ikr^F} ds. \quad (2)$$

问题的实质就在于如何计算辐射积分(2)式。

菲涅尔距离 r^F 在菲涅尔小角度近似(FSA)下成为

$$\begin{aligned} r^{FSA} = & - \left(\sin \theta \cos \varphi + \frac{d_1}{2f} \cos \theta \right) x_1 - \sin \theta \sin \varphi y_1 \\ & + \left(\frac{1}{2\mathcal{R}} - \frac{\cos \theta}{4f} \right) (x_1^2 + y_1^2). \end{aligned} \quad (3)$$

我们设投影口径上的电流分布函数为

$$f(x_1, y_1) = \begin{cases} g(x_1, y_1), & \text{在 } \Sigma \text{ 上;} \\ 0, & \text{在 } \Sigma \text{ 外;} \end{cases} \quad (4)$$

并将直角坐标分量归一化

$$x_2 = \frac{x_1}{a_1}, \quad y_2 = \frac{y_1}{b_1}, \quad (5)$$

再把(3)、(5)两式代入(2)式, 则辐射积分变为

$$\begin{aligned} F(\mathcal{R}, \theta, \varphi) = & a_1 b_1 \iint_{-1}^{+1} f(x_2, y_2) \exp \left\{ jk \left[a_1 x_2 \left(\sin \theta \cos \varphi + \frac{d_1}{2f} \cos \theta \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + b_1 y_2 \sin \theta \sin \varphi + \left(\frac{\cos \theta}{4f} - \frac{1}{2\mathcal{R}} \right) (a_1^2 x_2^2 + b_1^2 y_2^2) \right] \right\} dx_2 dy_2. \end{aligned} \quad (6)$$

设

$$L(\theta, x_2, y_2) = \frac{\cos \theta}{4f} (a_1^2 x_2^2 + b_1^2 y_2^2), \quad (7)$$

则

$$L(\theta, x_2, y_2) - L(\theta_0, x_2, y_2) - L(\theta, x_c, y_c) + L(\theta_0, x_c, y_c) \\ = \frac{(\cos\theta - \cos\theta_0)}{4f} [a_1^2(x_2^2 - x_c^2) + b_1^2(y_2^2 - y_c^2)]. \quad (8)$$

因此, 可将 (6) 式进一步变换为

$$F_1(\mathcal{R}, \theta, \varphi) = F(\mathcal{R}, \theta, \varphi) a_1^{-1} b_1^{-1} \exp[-jkG(a_1^2 x_2^2 + b_1^2 y_2^2)] \\ = \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} f_0(x_2, y_2) \exp\{jkG[a_1^2(x_2^2 - x_c^2) + b_1^2(y_2^2 - y_c^2)]\} \\ \times \exp[j(u_2 x_2 + v_2 y_2)] dx_2 dy_2, \quad (9)$$

其中

$$G = \frac{1}{4f} (\cos\theta - \cos\theta_0) - \frac{1}{2\mathcal{R}}, \quad (10)$$

$$u_2 = ka_1 \left[u - u_0 + \frac{d_1}{2f} (\cos\theta - \cos\theta_0) \right], \quad (11a)$$

$$v_2 = kb_1(v - v_0). \quad (11b)$$

$$u = \sin\theta \cos\varphi, \quad (12a)$$

$$v = \sin\theta \sin\varphi, \quad (12b)$$

$$u_0 = \sin\theta_0 \cos\varphi_0, \quad (12c)$$

$$v_0 = \sin\theta_0 \sin\varphi_0. \quad (12d)$$

(θ_0, φ_0) 为辐射场某参考点的方向, 一般选作波束最大辐射方向. 由于对方向图远旁瓣的贡献主要来自口径边缘电流产生的绕射场, 故应根据口径边缘的形状, 适当选择常数 x_c, y_c , 使 $a_1^2(x_2^2 - x_c^2) + b_1^2(y_2^2 - y_c^2)$ 在口径边缘的模值最小. 下面将会看到, 这种经验校正, 能使所构造的级数在较大观察角范围内迅速收敛. 此外, (9) 式中的 $f_0(x_2, y_2)$ 是变换后口径 Σ 上的电流分布

$$f_0(x_2, y_2) = \begin{cases} f(x_2, y_2) \exp\left\{jk\left[\left(u_0 + \frac{d_1}{2f} \cos\theta_0\right)a_1 x_2 \right. \right. \\ \left. \left. + v_0 b_1 y_2 + L(\theta_0, x_2, y_2)\right]\right\}, & \text{在 } \Sigma \text{ 上;} \\ 0, & \text{在 } \Sigma \text{ 外.} \end{cases} \quad (13)$$

注意, 它不含辐射场点坐标关系, 下面可进一步将 (9) 式中平方律相位的指数项展开成泰勒 (Taylor) 级数

$$F_1(\mathcal{R}, \theta, \varphi) = \sum_{p=0}^{p \rightarrow \infty} \frac{(jkG)^p}{p!} \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} f_0(x_2, y_2) [a_1^2(x_2^2 - x_c^2) \\ + b_1^2(y_2^2 - y_c^2)]^p \exp[j(u_2 x_2 + v_2 y_2)] dx_2 dy_2. \quad (14)$$

若将上式中 $[\cdot]$ 的项纳入 f_0 中, 则该式中的积分便是标准的傅立叶变换.

虽然, 在归一化矩形区域上用以展开等效电流分布的正交基有多种选择, 但这里应给出如下限制:

(1) 所选择的正交基的傅里叶变换不但应是解析可积的, 而且应具有 $\text{sinc}(x)$ 函数或贝塞尔函数的类似形式, 即所构造的级数主项应具有未经扰动的方向图的形式, 而级数

的高阶项则作为对这一方向图的校正,且具有渐近衰减的特点;

(2) 所构造的级数中的系数不但应与辐射场点坐标无关,而且应便于用解析或数值方法生成。

本文选择第一类切比雪夫多项式 $T_m(x)$ 作为归一化矩形区域上的正交基来展开 (14) 式中的电流分布。首先设

$$f_p(x_2, y_2) = f_0(x_2, y_2)[a_1^2(x_2^2 - x_2^2) + b_1^2(y_2^2 - y_2^2)]^p [(1 - x_2^2)(1 - y_2^2)]^{1/2} \\ = \sum_{m=0}^{M \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{N \rightarrow \infty} {}^p C_m^n T_m(x_2) T_n(y_2), \quad (15)$$

再利用切比雪夫多项式的正交性

$$\int_{-1}^{+1} T_l(t) T_{l'}(t) \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}} = \begin{cases} 0, & l \neq l'; \\ \pi, & l = l' = 0; \\ \frac{\pi}{2}, & l = l' = 1, 2, \dots, \end{cases} \quad (16)$$

可确定 (15) 式中的级数系数

$${}^p C_m^n = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\pi^2} \iint_{-1}^{+1} f_p(x_2, y_2) \frac{T_m(x_2) T_n(y_2)}{\sqrt{(1-x_2^2)(1-y_2^2)}} dx_2 dy_2, \quad (17)$$

其中

$$\varepsilon_l = \begin{cases} 1, & l = 0; \\ 2, & l = 1, 2, \dots, \end{cases} \quad (18)$$

现将 (15) 式代入 (14) 式,并利用切比雪夫多项式的傅里叶变换公式^[5]

$$\int_{-1}^{+1} T_l(t) \frac{e^{i\zeta t}}{\sqrt{1-t^2}} dt = \pi j^l J_l(\zeta), \quad (19)$$

便最终得到辐射积分的级数代换形式

$$F_1(\mathcal{R}, \theta, \varphi) = \pi^2 \sum_{p=0}^{P \rightarrow \infty} \frac{(jkG)^p}{p!} \sum_{m=0}^{M \rightarrow \infty} j^m J_m(u_2) \sum_{n=0}^{N \rightarrow \infty} j^n J_n(v_2) {}^p C_m^n, \quad (20)$$

式中的 J_m 、 J_n 为第一类整数阶贝塞尔函数。由图 2 可见,贝塞尔函数具有的特点使 (20) 式满足了前述第一个构造条件。下面将会看到,级数系数 ${}^p C_m^n$ 可采用一种十分有效的数值和解析方法加以确定。这是由于我们利用了切比雪夫多项式独特的二重性,即它兼备特殊函数和三角函数的性质,这使我们在确定级数系数 ${}^p C_m^n$ 的过程中可找到一个简单的

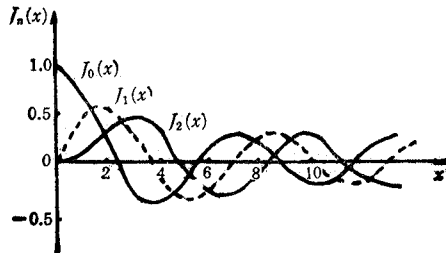


图 2 贝塞尔函数图象

代数递推关系,并可以使用十分完善的 FFT 数值算法,以获得最优的计算效率。

三、级数系数 ${}^p C_m^n$ 的确定

1. 级数系数 ${}^0 C_m^n$ 的确定

当 $p = 0$ 时, (17) 式变为

$${}^0 C_m^n = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\pi^2} \iint_{-1}^{+1} f_0(x_2, y_2) T_m(x_2) T_n(y_2) dx_2 dy_2. \quad (21)$$

根据切比雪夫多项式的定义

$$T_l(t) = \cos l\xi, \quad (22)$$

$$t = \cos \xi, \quad (23)$$

可证明下式成立

$$\begin{aligned} T_m(x_2) T_n(y_2) &= T_m(\cos \alpha) T_n(\cos \beta) \\ &= \frac{1}{4} [e^{j(m\alpha+n\beta)} + e^{-j(m\alpha+n\beta)} + e^{j(m\alpha-n\beta)} + e^{-j(m\alpha-n\beta)}]. \end{aligned} \quad (24)$$

将 (24) 式代入 (21) 式便得到

$${}^0 C_m^n = D_m^n + D_m^{-n} + D_m^{-m} + D_m^n, \quad (25)$$

其中

$$\begin{aligned} D_m^n &= \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{4} \iint_0^{+1} [f_0(\cos \pi\alpha, \cos \pi\beta) \sin \pi\alpha \sin \pi\beta] \\ &\quad \times \exp[j\pi(m\alpha + n\beta)] d\alpha d\beta, \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots. \end{aligned} \quad (26)$$

我们定义

$$f'_0(\alpha, \beta) = f_0(\cos \pi\alpha, \cos \pi\beta) \sin \pi|\alpha| \sin \pi|\beta|, \quad |\alpha| \leq 1, |\beta| \leq 1, \quad (27)$$

则 (25) 式可进一步化为

$${}^0 C_m^n = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{4} \iint_{-1}^{+1} f'_0 e^{j\pi(m\alpha+n\beta)} d\alpha d\beta. \quad (28)$$

这便是标准的傅里叶变换形式,它的离散形式 (DFT) 为

$$\begin{aligned} {}^0 C_m^n &= \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{K_1 K_2} (-1)^{m+n} \sum_{k_1=0}^{K_1-1} \sum_{k_2=0}^{K_2-1} f'_0 \left(\frac{2k_1}{K_1} - 1, \frac{2k_2}{K_2} - 1 \right) \\ &\quad \times \exp \left[j2\pi \left(\frac{m}{K_1} k_1 + \frac{n}{K_2} k_2 \right) \right], \\ &\quad m = 0, 1, \dots, M; n = 0, 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (29)$$

一般地, K_1 与 M 、 K_2 与 N 并不相等,可采用“梳状”FFT 算法以提高计算效率。

因此,只要做一次变换,即可确定全部的 ${}^0 C_m^n$,而用传统的数值积分方法计算 (21) 式,则需要 $(M+1) \times (N+1)$ 次二重数值积分。相比之下,前者的计算速度要快得多,特别是当 M 、 N 较大时更是如此。

2. 级数系数 ${}^p C_m^n$ 的确定

由 (17) 式可见,对于 p 的不同取值,都需要做一次 DFT 变换。然而,在反射面是抛物面的情形下, p 的高阶系数 ${}^p C_m^n$ 的 DFT 过程可由一简单的代数递推公式取代。

切比雪夫多项式具有如下性质:

$$t^2 T_l(t) = \frac{1}{4} [T_{l+2}(t) + 2T_l(t) + T_{l-2}(t)] \quad (30)$$

或

$$(t^2 - t_e^2) T_l(t) = \sum_{i=1}^3 g_i T_{l+2i-4}(t), \quad (31)$$

其中

$$g_1 = g_3 = \frac{1}{4}, \quad g_2 = \frac{1}{2} - t_e^2. \quad (32)$$

于是,

$$\begin{aligned} [a_1^2(x_e^2 - x_c^2) + b_1^2(y_e^2 - y_c^2)] T_m(x_2) T_n(y_2) &= a_1^2 \sum_{i=1}^3 g_i^{(1)} T_{m+2i-4}(x_2) T_n(y_2) \\ &+ b_1^2 \sum_{i=1}^3 g_i^{(2)} T_m(x_2) T_{n+2i-4}(y_2), \end{aligned} \quad (33)$$

上式中的 $g_i^{(1)}$ 、 $g_i^{(2)}$ 表示 t_e 被分别代之以 x_e 、 y_e 后的 g_i . 当 $p=1$ 时, 将(33)式代入(17)式, 便得到

$$\begin{aligned} {}^1 C_m^n &= a_1^2 \sum_{i=1}^3 g_i^{(1)} \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_{|m+2i-4|}} {}^0 C_{|m+2i-4|}^n \\ &+ b_1^2 \sum_{i=1}^3 \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{|n+2i-4|}} g_i^{(2)} C_m^{|n+2i-4|}. \end{aligned} \quad (34)$$

一般地有

$${}^{p+1} C_m^n = a_1^2 \sum_{i=1}^3 g_i^{(1)} \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_{|m+2i-4|}} {}^p C_{|m+2i-4|}^n + b_1^2 \sum_{i=1}^3 g_i^{(2)} \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{|n+2i-4|}} {}^p C_m^{|n+2i-4|} \quad (35)$$

因此, 只要用 FFT 算法确定了 ${}^0 C_m^n$, 则指标为 p 的高阶系数均可由(35)式逐一递推出来. (29)、(35)两式的结合使用便构成了如前所述的最优步骤.

四、对级数(20)式的几点讨论

(1) 级数(20)式所具有的快速收敛性不仅表现在其中的贝塞尔函数的渐近衰减关系上, 而且表现在级数系数 ${}^p C_m^n$ 也同样具有这一渐近性质上. 下节的计算实例将表明, 即使在口径上的电流分布趋于复杂的情况下, 级数系数的递减仍是很快的, 这则要归结于切比雪夫多项式的最佳逼近特性;

(2) 由于采用了小角度近似方法^[2], 用级数(20)式去计算不同口径的抛物面天线的远区场可有助于方向图主瓣和远旁瓣的双重收敛; 在分析非涅尔区场或近区场时, (20)式中有关泰勒级数中的 G 会相应增加, 为保证收敛, 这层级数中的指数 P 至少应取到 $8a_1^2/\lambda \mathcal{R}^{[4]}$ (λ 为工作波长);

(3) 基于直角坐标变换的切比雪夫-贝塞尔级数在计算面天线二次方向图时, 具有较

大的自由度。以正馈抛物面天线 ($d_1 = 0$) 为例, 在二次场的某个主平面(对于线极化情形的 E 面或 H 面)上, 有 u_2 或 v_2 等于零(见 (11) 式)。根据贝塞尔函数的性质

$$J_l(0) = 0, l = 1, 2, \dots, \tag{36}$$

就使级数 (20) 式转化为双重级数, 无论这时抛物面上具有何种形式的电流分布。这也意味着, 级数系数 ${}^0C_m^0$ 的积分可仅相对于其中一个指标进行, 因而级数 (20) 式的计算得以大为简化。就单波束抛物面天线而言, 往往仅期望获得两主平面的方向图, 故切比雪夫-贝塞尔级数在这方面的优越性就更突出了;

(4) 级数 (20) 式的计算误差主要来自两方面: 一是由于级数取有限项求和产生的截断误差; 另一是由于实际的反射面口径形状与所选择的正交矩形域不一致而引起的口径失配误差。这两种误差在本质上都反映了级数 (20) 式在取有限项时, 高次谐波的损失。下节的数值结果表明, 这两种误差不但随级数 (20) 式中项数的增多而递减, 而且一般有一个临界点。从取样的意义上讲, 当取样点数 (M 或 N) 与所要计算的方向图波瓣数之比率大于 1.2 倍时, 误差会急剧下降而表现为方向图的快速收敛, 这是因为所选择的切比雪夫多项式具有三角函数的性质, 所以用它构造出的 (20) 式也可以看做一种傅里叶级数。根据山农-惠特克 (Shannon-Whittaker) 取样定理, 一个带宽为 $(-Q, Q)$ 的平方可积函数之傅里叶变换可以由间隔为 π/Q 采样序列完全确定; 对于天线辐射场则大体上是一个波瓣对应一个取样点。然而, 为使方向图完全收敛, 需要增大取样率。初步的分析计算表明, 取样率取 1.2 时较合适。

五、数值分析

图 3 是口径为 50λ 的偏焦抛物柱面天线的远区场方向图。馈源为平行于柱面轴向的各向同性电流源, 与文献 [3] 用直接积分法所得结果相比可以看出, 虽然本文的方向图因馈源偏焦而发生了很大畸变, 但级数 (20) 式却显示了较快的收敛。由于采用了小角度近似变换, (20) 式中的泰勒级数求和时, 指标 P 取 2 就足够了。表 1 中给出了在方向图主瓣右侧第一零点深度和第五旁瓣峰值附近电平随指标 M 变化的情况。结合图 3 可以看出, 当取样点数 M 约为所要计算的方向图波瓣数 (13 个) 的 1.2 倍时, 已与直接积分的精确结果很好吻合。我们还给出了本例中用 FFT 数值方法得到的级数系数 ${}^0C_m^0$, 借以进一步说明级数 (20) 式的收敛性质(见表 2)。

顺便指出, 与雅科毕-贝塞尔级数方法等一样, 在物理光学近似下, 切比雪夫-贝塞尔

表 1 随指标 M 变化的方向图电平 (dB)

M	$k a_1 \sin \theta = 38.0$	$k a_1 \sin \theta = 51.1$
6	25.557	29.136
8	28.51	27.3
12	29.481	27.23
16	29.509	27.117

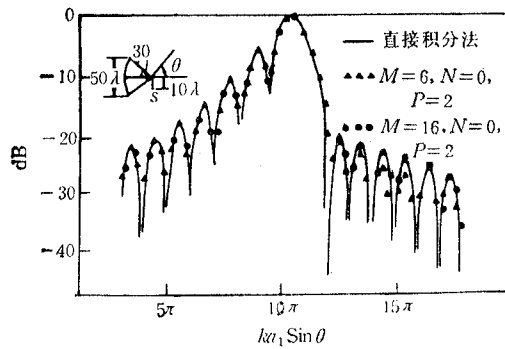


图 3 偏焦抛物柱面天线远区场方向图

表 2 级数系数 ${}^0C_m^0$

m	实部	虚部	m	实部	虚部
0	-0.509×10^{-2}	0.492×10^{-2}	8	0.220×10^{-3}	0.210×10^{-3}
1	0.203×10^{-2}	0.112×10^{-2}	9	-0.975×10^{-4}	0.566×10^{-4}
2	0.905×10^{-3}	-0.664×10^{-2}	10	0.756×10^{-4}	0.396×10^{-3}
3	-0.307×10^{-2}	-0.235×10^{-2}	11	-0.335×10^{-4}	0.607×10^{-4}
4	0.282×10^{-2}	0.137×10^{-2}	12	0.104×10^{-3}	0.106×10^{-4}
5	0.161×10^{-2}	0.125×10^{-3}	13	-0.181×10^{-4}	0.381×10^{-4}
6	0.410×10^{-3}	0.407×10^{-4}	14	0.730×10^{-4}	0.134×10^{-4}
7	-0.315×10^{-3}	0.718×10^{-3}	15	-0.132×10^{-4}	0.310×10^{-4}

级数的计算精度与直接积分法的大致相当，计算速度则快得多。直接积分法存在如下基本限制：积分工作量与辐射场观察点数目和反射面口径尺寸成正比，因此在计算大口径或多波束反射面天线辐射场时就十分费时。本文构造的切比雪夫-贝塞尔级数则克服了这种局限性，因而能有效地解决上述难题。图 3 示出直接积分结果的目的仅在于验证本方法的计算精度。

在图 4 中，本文还给出了偏焦的圆口径旋转对称抛物面天线的远区场方向图，并与文

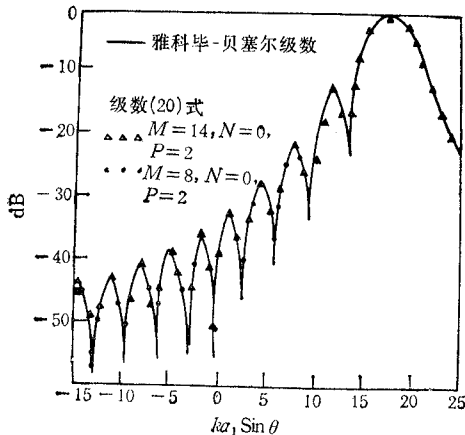


图 4 偏焦圆口径抛物面天线远区场方向图

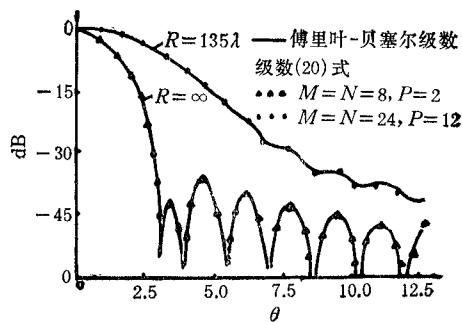


图 5 圆口径偏置抛物面天线非涅尔区场方向图

献 [2] 的图 3(d) 中用雅科毕-贝塞尔级数计算的结果做了比较。由于计算的是 E 面方向图, 有 $v_2 = 0$, 故 (20) 式可简化为双重级数。尽管此时存在着口径失配问题, 但 (20) 式中为确保方向图收敛的级数项数并未显著增加。表 3 中照例列出了方向图主瓣左侧第九旁瓣峰值及第九零点深度附近的电平变化一览表, 它有助于定量分析级数 (20) 式的收敛程度。

表 3 随指标 M 变化的方向图电平 (dB)

M	$ka_1 \sin \theta = -14.8$	$ka_1 \sin \theta = -13.1$
6	33.621	40.406
8	42.825	48.978
12	44.031	56.774
14	43.779	58.638
20	43.792	58.304

值得一提的是, 雅科毕-贝塞尔级数与切比雪夫-贝塞尔级数虽同属于对物理光学辐射积分的代换形式, 但各自的出发点有所不同。前者最适合用于计算圆口径反射面天线的辐射场, 而用于处理其它类型口径问题时, 口径失配的矛盾会变得很突出。本文在矩形区域上构造切比雪夫-贝塞尔级数的主要目的不仅是要解决矩形口径的反射面天线辐射场问题, 而是更侧重于解决其它类型口径的反射面天线辐射场问题。图 4 的例子可以说明, 级数项数达到临界值后, 口径失配的影响就不十分明显了。在该例中, 虽然雅科毕-贝塞尔级数的取项少于切比雪夫-贝塞尔级数, 但后者在数值方法上 (采用了 FFT 数值算法) 要优于前者, 因而其计算速度不逊于前者。当然, 这两种级数方法仅适用于物理光学近似下反射面天线的前向辐射区域, 但这对于多数工程问题已是足够了, 至于对方向图更远旁瓣和背瓣的精确描述则需引入 GTD 方法, 它不在本文讨论之列。此外, 对切比雪夫-贝塞尔级数在形式上做若干修改, 亦不难将其推广用于变形反射面天线辐射场计算, 由于篇幅所限, 这里不赘述。

最后, 本文用一种圆口径偏置抛物面天线的非涅尔区场方向图实例^[6]来进一步验证级数 (20) 式。正如第四节讨论 (2) 中分析的那样, 图 5 中非涅尔区场方向图的收敛速度要比远区场方向图慢得多, 距离 \mathcal{R} 越小越慢, 因此在计算大角度的非涅尔区场方向图时, 将占用较大的计算机机和内存。这一问题尚待进一步解决。

六、结 束 语

本文提出了一种收敛较快的切比雪夫-贝塞尔级数, 并结合 FFT 算法加代数递推关系的计算程序, 可以作为分析大口径、大馈源偏焦的反射面天线辐射场的一种有效方法。

作者十分感谢王爵骐、刘振威等诸位老师对本文工作的热心支持和鼓励。

参 考 文 献

- [1] P. J. Wood, *Marconi Rev.*, **34**(1971), 149.
- [2] V. Galindo-Israel and R. Mittra, *IEEE Trans. on AP*, **AP-25**(1977), 631.
- [3] O. M. Bucci, G. Franceschetti and R. Pierri, *ibid*, **AP-29**(1981), 580.
- [4] V. Galindo-Israel and Y. Rahmat-Samii, *ibid*, **AP-29**(1981), 885.
- [5] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Tables of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, New York, 1980, p. 836.
- [6] H. H. Lai and R. F. Rudolph, *IEEE Antennas and Propagation Symposium*, Houston, 1983, p. 436.

A NEW METHOD FOR COMPUTING RADIATION FIELDS OF REFLECTOR ANTENNAS—CHEBYSHEV- BESSEL SERIES TECHNIQUE

Yi Li

(*Chinese Academy of Space Technology*)

A fast convergent series——Chebyshev-Bessel series for representing the radiation integral of physical optics is constructed. It can be effectively applied to analyse the radiation fields of reflector antennas.