

振子阵列天线的雷达截面积*

邓书辉 阮颖铮

(电子科技大学, 成都 610054)

摘要 本文用矩量法, 对大型平面阵列和圆柱阵列天线在不同加载情况下的散射进行了研究。在考虑振子互耦情况下, 计算出振子上的电流分布, 并得到阵列的雷达截面积 (RCS)。实验结果表明, 理论值与实验值两者基本趋势一致。文中采用的平面阵加载和共形曲面阵技术, 可大幅度地缩减振子阵列天线的 RCS, 具有实际的工程意义。

关键词 天线; 雷达截面; 电磁波散射

一、引言

天线是飞行目标的强散射源之一, 为了提高飞行器的隐身特性, 需要降低天线的雷达截面积 (RCS)。对振子天线散射的分析, 到目前为止大多局限于单振子或双振子^[1-4], 对大型振子阵列天线散射机理的详细分析, 还没有资料涉及。本文在严格考虑阵元互耦影响的情况下, 利用矩量法讨论了这种阵列天线; 并且由于利用了对称性简化技巧、Toeplitz特性和求逆技术, 使计算机机时耗费大为减少。本文采用的加载振子阵列天线和圆柱形阵列天线被证明是多种低 RCS 天线的两种可行方案。

二、理论分析

平面阵列和圆柱阵列天线振子的排列如图 1 所示。所有振子长度假设为 $2l$ 。当观察点 $P(r, \theta)$ 和人射电矢量场均位于 xoz 平面时称为水平 (TM) 极化; 当观察点 $P(r, \theta)$ 位于 $yo z$ 平面而人射电场垂直于该平面时称为垂直 (TE) 极化。在图 1(a) 中, x 方向的振子数目为 M , 相邻振子端点间距为 Δx ; y 方向振子数目为 N , 振子中心间距为 Δy 。在图 1(b) 中, 沿圆周方向振子数目为 N , 沿 x 方向振子层数为 M , 层间相邻振子端点间距为 Δx 。

对长为 $2l$ 的每个振子上的未知电流, 采用分段正弦函数展开成 $(2K_0 + 1)$ 个单元, 再根据每个振子表面上切向电场等于零的边界条件可得出一个方程组, 然后采用伽略金法, 得到下列匹配方程:

$$\sum_{m'=1}^M \sum_{n'=1}^N \sum_{k'=-K_0}^{K_0} Z(m, n, k; m', n', k') I(m', n', k') = V(m, n, k) \quad (1)$$

1990.10.13 收到, 1991.11.14 定稿。

* 国家教委博士点基金和机电部电子科学研究院资助课题。

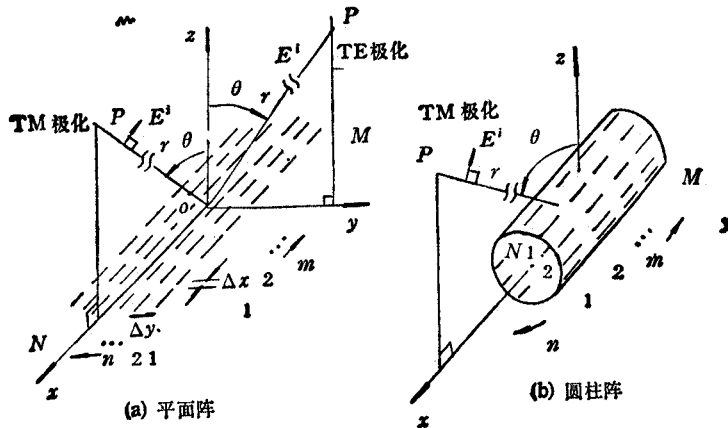


图1 天线阵几何

式中分段场元 (m, n, k) 与分段源元 (m', n', k') 之间的广义阻抗元素^[4]为

$$Z(m, n, k; m', n', k') = - \left[\int_{x_{i-1}}^{x_i} \sin \beta(x - x_{i-1}) + \int_{x_i}^{x_{i+1}} \sin(x_{i+1} - x) \right] \times j30 / \sin(\beta \Delta l) [\exp(-j\beta R_{J-1}) / R_{J-1} - 2 \cos(\beta \Delta l) \exp(-j\beta R_J) / R_J + \exp(-j\beta R_{J+1}) / R_{J+1}] \Delta x + Z_L \delta \quad (2)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \beta &= 2\pi/\lambda \\ R_J &= \sqrt{(x - x'_i)^2 + (y_n - y'_n)^2 + (z_n - z'_n)^2 + \delta_{nn'} a^2} \\ R_{J-1} &= \sqrt{(x + \Delta l - x'_i)^2 + (y_n - y'_n)^2 + (z_n - z'_n)^2 + \delta_{nn'} a^2} \\ R_{J+1} &= \sqrt{(x - \Delta l - x'_i)^2 + (y_n - y'_n)^2 + (z_n - z'_n)^2 + \delta_{nn'} a^2} \\ x_i &= (M - 1)l + (M - 1)\Delta x/2 - (m - 1)(\Delta x + 2l) + k\Delta l \\ x'_i &= (M - 1)l + (M - 1)\Delta x/2 - (m' - 1)(\Delta x + 2l) + k'\Delta l \\ \Delta l &= l/K_0 \\ \delta_{nn'} &= \begin{cases} 1, & n = n' \\ 0, & n \neq n' \end{cases} \\ \delta &= \begin{cases} 1, & m = m', n = n', k = k' = 0 \text{ (即振子中心加载)} \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

并且,对平面阵,有

$$\left. \begin{aligned} y_n &= (N - 1)\Delta y/2 - (n - 1)\Delta y \\ y'_n &= (N - 1)\Delta y/2 - (n' - 1)\Delta y \\ z_n &= z'_n = 0 \\ \Delta y &= y_i/(N - 1) \end{aligned} \right\} \quad (2b)$$

对圆柱阵,有

$$\left. \begin{aligned} y_n &= R \sin \varphi_n, \quad y'_n = R \sin \varphi'_n \\ z_n &= -R \cos \varphi_n, \quad z'_n = -R \cos \varphi'_n \\ \varphi_n &= (N - 1)\Delta y/2 - (n - 1)\Delta y \end{aligned} \right\} \quad (2c)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi'_n &= (N-1)\Delta y/2 - (n'-1)\Delta y \\ \Delta y &= 2\pi/N \end{aligned} \right\}$$

以上各式中, Z_L 为加载阻抗, λ 为工作波长, l 为振子半长, a 为振子半径, y_t 为阵的 y 向总长, R 为圆柱半径。

设入射电场幅值为 1, 可导出水平极化时(1)式右边的广义电压元素为

$$V(m, n, k) = g \exp(j\varphi) / (\pi \cos \theta) \quad (3)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} g &= [\cos(\beta \Delta l \sin \theta) - \cos(\beta \Delta l)] / \sin(\beta \Delta l) \\ \varphi &= \beta(x_i \sin \theta + z_n \cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (3a)$$

在垂直极化时, 有

$$V(m, n, k) = g \exp(j\varphi) / \pi \quad (4)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} g &= [1 - \cos(\beta \Delta l)] / \sin(\beta \Delta l) \\ \varphi &= \beta(y_n \sin \theta + z_n \cos \theta) \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

(3a)式中, x_i 定义与(2a)式相同; (4a)式中, y_n 定义与(2b)式和(2c)式相同; (3a)式和(4a)式中, z_n 定义为

$$z_n = \begin{cases} 0, & \text{平面阵} \\ -R \cos \varphi_n, & \text{圆柱阵} \end{cases}$$

其中, φ_n 定义与(2c)式相同。

利用计算机对(1)式排成的矩阵求解, 可得到每个振子上的电流分布。如图 1 所示, 设远区观察点为 $P(r, \theta)$, 对单个分段正弦电流产生的场量表达式^[6]求和, 可以得到

$$\left. \begin{aligned} E_x^i &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{k=-K_0}^{K_0} E_1, & E_y^i &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{k=-K_0}^{K_0} E_2 \cos \varphi_{mnk}, \\ E_z^i &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{k=-K_0}^{K_0} E_2 \sin \varphi_{mnk} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= -j30I(m, n, k)(c_1 + c_2 - c_3) \\ E_2 &= j30I(m, n, k)(x'_{p1}c_1 + x'_{p2}c_2 - x'_{p3}c_3) / (R_0 \sin \theta_{mnk}) \\ \varphi_{mnk} &= \cos^{-1}[y'_p / (R_0 \sin \theta_{mnk})] \end{aligned} \right\} \quad (5a)$$

而

$$\left. \begin{aligned} R_0 &= \sqrt{x_p'^2 + y_p'^2 + z_p'^2} \\ R_1 &= \sqrt{x_{p1}'^2 + y_p'^2 + z_p'^2} \\ R_2 &= \sqrt{x_{p2}'^2 + y_p'^2 + z_p'^2} \end{aligned} \right\} \quad (5b)$$

式中

$$x'_{p1} = x'_p - \Delta l, \quad x'_{p2} = x'_p + \Delta l$$

$$\begin{aligned}
 &\text{对水平极化} \quad \begin{cases} x'_p = r \sin \theta - x_i \\ y'_p = -y_n \\ z'_p = r \cos \theta - z_n \end{cases} \\
 &\text{对垂直极化} \quad \begin{cases} x'_p = -x_i \\ y'_p = r \sin \theta - y_n \\ z'_p = r \cos \theta - z_n \end{cases} \\
 &\theta_{mnk} = \cos^{-1}(x'_p/R_0) \\
 &c_1 = \exp(-j\beta R_1)/R_1, \quad c_2 = \exp(-j\beta R_2)/R_2 \\
 &c_3 = \exp(-j\beta R_0)2 \cos(\beta \Delta l)/(R_0 \sin \theta_{mnk})
 \end{aligned}$$

三、数值分析和实验结果

作为计算实例,本文分析了典型的 4×8 个振子的平面天线阵在水平 (TM) 和垂直 (TE) 极化时的 RCS。结果如图 2 所示,图中 RCS 的单位为 $\text{dB}\lambda^2$, 振子长度 $2l = 0.46\lambda$, 在 x 方向端点间距 $\Delta x = 0.35\lambda$, y 方向间距 $\Delta y = 0.70\lambda$, 振子半径 $a = 0.0078125\lambda$ 。从图 2 中可以得出如下结论: (1) 振子中心短路时主副瓣 RCS 值均为最大,轴向最大值为 $35.880\text{dB}\lambda^2$; 开路后,主副瓣要低得多,主瓣要低 24.350dB ; (2) 振子中心在容性加载 $Z_L = -j800$ 时, RCS 主副瓣比开路时要高一些,主瓣约高 2.57dB ;

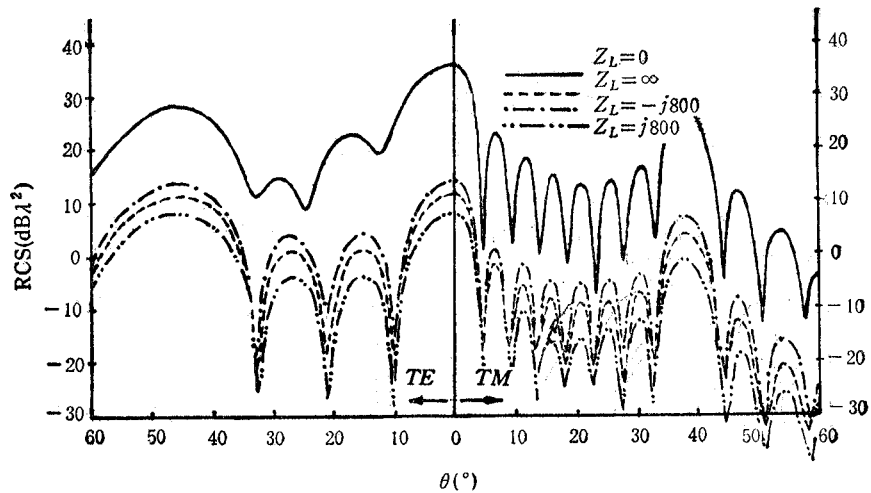


图 2 平面振子阵列在不同加载时 RCS 值随入射角的变化

(3) 振子中心在较大的感性加载 $Z_L = j800$ 时,主副瓣比开路时还要低 3.74dB , 在轴向最大值仅为 $7.79\text{dB}\lambda^2$ 。由此可见,振子处于谐振长度时,平面阵在振子开路和感性加载两种情况下都具有低 RCS 特性,其中以感性加载 RCS 为最低。实际应用中可通过对大型振子阵,在保证辐射性能的情况下,进行适当的感性加载来实现尽量低的 RCS 特性。感性加载的这种解释为电流幅值比开路时减小,且振子中心和周围电流倒相。这个结论与单个振子散射时电流分布情形完全类似^[4]。平面阵 4 个典型振子在不同加载情

况下的电流分布如图 3 右边所示。

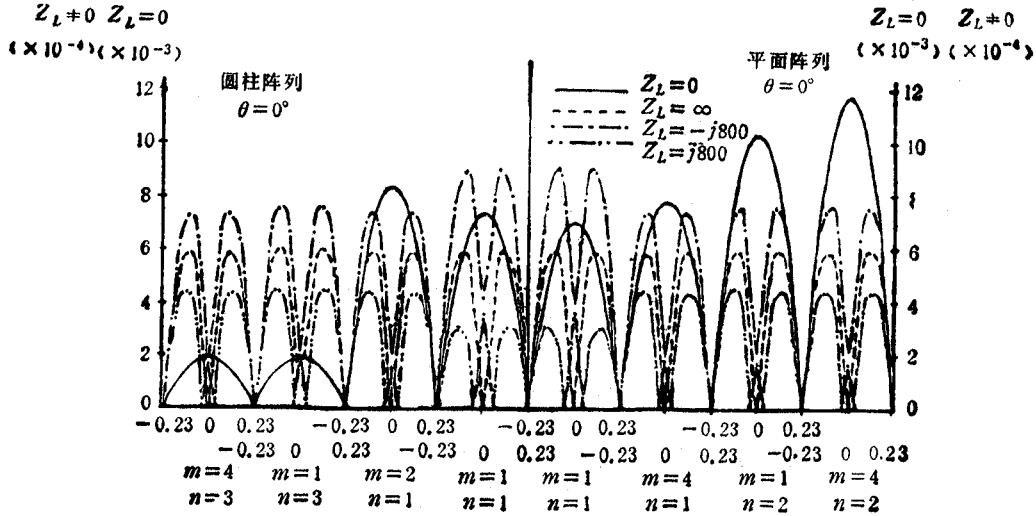


图 3 平面阵和圆柱阵典型振子的电流分布

本文还计算了沿圆周排列 10 个振子沿 x 向排列 4 层振子的共圆柱面阵列的 RCS 值。由于绕圆周的垂直 (TE) 极化 RCS 值几乎不变, 因此仅计算了水平 (TM) 极化 RCS 值, 结果如图 4 所示。圆柱周长为 7λ , 振子长度为 0.46λ (谐振长度), 振子沿 x 向端点间距为 0.35λ , 振子半径 $a = 0.0078125\lambda$ 。由图 4 可得: (1) 在同样加载情况下, 圆柱阵的 RCS 比平面阵要小得多, 即使在短路情况下, 轴向最大值也仅为 $23.875\text{dB}\lambda^2$, 在图中不同加载下, 轴向最大值比平面阵下降了 $7.775\sim 12.005\text{dB}$; (2) 在开路时, 主副瓣均比短路时要小得多, 主瓣要低 20.198dB ; (3) 振子中心在容性加载 $Z_L = -j800$ 时,

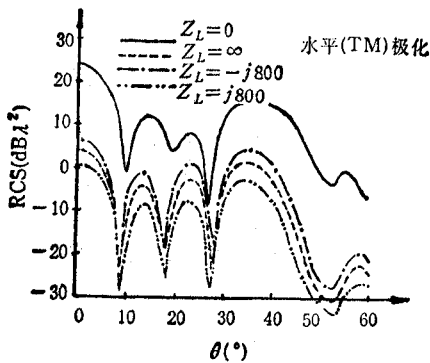


图 4 不同加载情况下圆柱面振子阵列的 RCS 值随入射角的变化

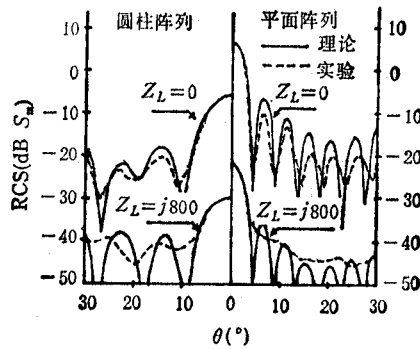


图 5 阵列天线 RCS 测试值

主副瓣比开路时要高, 主瓣高出 2.35dB ; (4) 振子中心在感性加载 $Z_L = j800$ 时, 主副瓣比开路时要低, 最大值仅为 $0.013\text{dB}\lambda^2$ 。圆柱阵 RCS 值比平面阵小得多的原因很明显, 因为圆柱阵在最大散射方向上各振子散射场不可能同相迭加而是部分反相相消, 因而总 RCS 可显著降低。圆柱阵 4 个典型振子的电流分布 (在不同加载情况下) 如图 3 左边所

示。

实验测试曲线如图 5 所示。由图可见,理论与实验两者基本趋势一致。

四、结 束 语

本文用矩量法分析了振子天线平面阵列和圆柱阵列的电磁散射和雷达截面,并经过实验得到验证,得出了重要结论:平面阵列在适当感性加载情况下可实现低 RCS 特性,如将振子排列在圆柱或其它形状的曲面上,可进一步降低天线阵的 RCS 值。本文分析方法也可用于其它型式的振子阵列,以及阵列振子中心任意加载情况。

参 考 文 献

- [1] K. M. Chen, V. Liepa, *IEEE Trans. on AP*, **AP-12**(1964), 576—582.
- [2] K. M. Chen, *IEEE Trans. on AP*, **AP-14**(1966), 318—323.
- [3] K. M. Chen, *IEEE Trans. on AP*, **AP-13**(1965), 263—270.
- [4] I. P. Yu, L. C. Shen, *IEEE Trans. on AP*, **AP-19**(1971), 554—557.
- [5] W. L. Stutzman, G. A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, Wiley, New York, (1981), p. 331.
- [6] K. F. Lee, *Principle of Antenna Theory*, John Wiley & Sons, (1984), pp. 91—92.

RADAR CROSS-SECTION ANALYSIS OF DIPOLE-ARRAY ANTENNAS

Deng Shuhui Ruan Yingzheng

(*University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054*)

Abstract The study of the back scattering from a planar or cylindrical array of loaded dipoles is presented. The current distribution on the dipoles and the radar cross-section (RCS) of the array in consideration of the interaction among dipoles are obtained by the moment method. Theoretical results are compared with the measured ones, and good agreement is achieved. The loading array technique and the curved surface array technique would greatly reduce the RCS of an array, which would be valuable for engineering applications.

Key words Antenna; Radar cross-section; Electromagnetic wave scattering