

适于—维相控阵宽角扫描的非对称单脊波导裂缝线源¹

鲁加国

(华东电子工程研究所 合肥 230031)

摘 要 非对称单脊波导裂缝线源是一种新型相控阵天线辐射单元。由该种单元垂直放置构成的平面相控阵天线在水平面可实现宽角($\pm 60^\circ$)扫描,在波束扫描时,还可以避免寄生副瓣的出现。同时,该种单元本身在垂直面易于实现较低的副瓣电平。本文从理论和实验上对非对称单脊波导裂缝阵天线进行了研究,解决了该种线源设计过程中的基本理论和关键技术。十六单元样品线源远场实验结果与理论值的一致性说明了本文的理论分析和实现途径是正确有效的。

关键词 本征值,阻抗匹配,导纳,互耦,宽角扫描,非对称单脊波导裂缝天线
中图分类号 TN820

1 引 言

众所周知,波导裂缝天线由于结构紧凑、重量轻、便于加工,所以它在很多领域都有着广泛的应用。对于常规矩形波导宽边纵向裂缝天线而言,裂缝分布在波导宽边中心线两旁,由于波导的宽边尺寸通常为 $0.7\lambda_0$ 左右,这样由该种线源构成的阵列天线,波束在扫描 $\pm 25^\circ$ 时就开始出现栅瓣,同时难于实现较低的副瓣电平。因此,常规的矩形波导宽边纵向裂缝天线大多用于要求重量轻,非电扫描机载雷达上。单脊波导纵向裂缝天线有两种形式:对称单脊波导纵向裂缝天线和非对称单脊波导纵向裂缝天线。与常规矩形波导相比,标准对称单脊波导的宽边尺寸明显地减小,尺寸约为 $0.58\lambda_0$,从理论上讲,这种型式裂缝线源组成的阵列天线最大扫描角为 $\pm 48^\circ$ 左右。在实际运用中还可以进一步压窄对称单脊波导的宽边尺寸,来保证它能进行更宽的角度扫描。但是,该种型式裂缝天线和矩形波导宽边裂缝天线一样,难以避免寄生副瓣。作为一种新型辐射单元,非对称单脊波导裂缝线源是理想的相控阵天线辐射单元,它除具有其他裂缝天线所有的特点外,还具有适于—维宽角扫描,无寄生副瓣,易于实现较低的副瓣电平等优点。因此,非对称单脊波导裂缝线源将广泛地运用于机载相控阵雷达,载体卫星移动通信系统中。

非对称单脊波导裂缝线源是由 H. Shnitkin^[1] 提出的, H. Shnitkin 等在该方面做了大量的实验工作,但没有进行足够的理论分析。本文从理论和实验上对该种天线单元进行了深入研究,基于积分方程法的分析途径,提出了计算任意截面柱形金属波导中基模和高次模的本征值和本征向量的数值方法,并运用此方法对非对称单脊波导进行了分析;对非对称单脊波导交错排列阻抗失配进行了分析,提出了阻抗匹配的方法,给出了匹配长度的精确计算实验结果;本文建立了非对称单脊波导孤立缝谐振电导值的数学模型,并且利用归一化 S 参数法,对孤立缝的导纳进行了测试,获得孤立缝谐振电导的理论和实验值;为了考虑裂缝天线外部互耦的影响,将 R. S. Elliott^[2] 矩形波导裂缝阵天线理论推广运用到非对称单脊波导裂缝阵天线上,给出了理论模型。根据上述理论分析和实验结果设计了十六单元非对称单脊波导裂缝线源,样品天线的测试结果与理论结果有很好的—致性。

2 理论分析

2.1 非对称单脊波导积分方程法分析

均匀各向同性介质填充任意形状的金属柱形波导,其横截面如图 1 所示,波导壁为完纯导体,以闭合曲线 Γ 表示, Γ 的外法向矢量以 n 表示,切向矢量以 τ 表示。

¹ 1999-01-12 收到, 1999-06-06 定稿

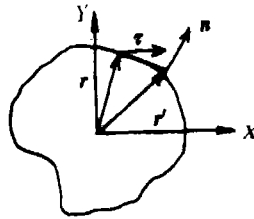


图 1 任意形状波导柱形截面

如果 r 在其所在的空间内趋近于 Γ 上的点 ($r \in \Gamma$), 利用边界上点的 Kirchhoff 积分公式, 并按其分量展开, 可以导出边界上的积分方程:

$$\frac{1}{2}H_z(r) + \oint_{\Gamma} \frac{\partial G_0(r, r')}{\partial n} H_z(r') d\Gamma' = 0 \quad (1)$$

$$\oint_{\Gamma} G_0(r, r') \frac{\partial E_z}{\partial n} d\Gamma' = 0 \quad (2)$$

式中 $G_0(r, r') = \frac{1}{4j} H_0^{(2)}(k_T |r - r'|)$, $k_T^2 = k_0^2 - \beta_{10}^2$, $H_0^{(2)}$ 为第二类零阶汉克尔函数, β_{10} 为波导中基模的传播常数, k 为自由空间传播常数, E_z, H_z 分别为波导中纵向电场和磁场分量。

采用矩量法将 (1) 式和 (2) 式转化为矩阵方程 (3) 式:

$$[U(K_c)_{n \times n}] \cdot [F_n] = 0 \quad (3)$$

式中 n 为边界 Γ 上的剖分段数, $[F_n]$ 是模式壁电流分布的系数矩阵, $[U(k_c)_{n \times n}]$ 为 $n \times n$ 方矩阵, 其元素为

$$U_{mn} = \delta_{mn} + \frac{k_c \eta}{2} \int_{\Delta \Gamma_n} \frac{\partial H_0^{(2)}(k_c |r - r'|)}{\partial n'} d\Gamma', \quad (\text{TE 模})$$

$$U_{mn} = \frac{k_c \eta}{2} \int_{\Delta \Gamma_n} H_0^{(2)}(k_c |r - r'|) d\Gamma', \quad (\text{TM 模})$$

式中 η 为波阻抗, $\delta_{mn} = 1$ (当 $m = n$ 时), $\delta_{mn} = 0$ (当 $m \neq n$ 时)。

针对非对称单脊波导来说, 若要 (3) 式有且只有唯一解, 须且只须 $[U(K_c)_{n \times n}]$ 为一奇异矩阵, 在奇异点上有 $\det[U(k_c)] = 0$, 由此可以得到波导的截止波数。求解模式电流分布时, 利用数值方法 (QR 法) 解 (3) 式的本征值和本征向量, 因为奇异矩阵 $[U(K_c)_{n \times n}]$ 的 n 个本征值中最小的就是波导的截止波数, 其对应的本征向量就是波导壁的模式电流分布。进而由波导壁的模式电流分布再求出波导内的电磁场分布。文献 [3] 运用积分方程法对非对称单脊波导进行了深入的研究, 给出了该种波导的本征值, 电中心线偏移量壁电流分布, 带宽特性, 损耗和功率容量等结果。

2.2 非对称单脊波导交错排列阻抗匹配分析

非对称单脊波导纵向裂缝线源与常规矩形波导纵向裂缝线源相比, 突出的优点就是压窄了宽边尺寸, 同时保证了所有裂缝在一条直线上。该种线源宽边上的电中心线 (定义为波导宽边上纵向磁场为零的点构成的直线) 产生了位移, 也就是电中心线与机械中心线不重合,

电中心线偏移机械中心线的偏移量随着非对称单脊波导不对称度的增加而增大。改变非对称单脊波导两臂的不对称度，可以改变波导宽边机械中心线上缝的辐射电导值。对于多个裂缝组成的线源来说，为了保证各个裂缝在空间同相辐射，非对称单脊波导必需每 $\lambda_g/2$ 长要进行交错排列，图 2 所示为非对称单脊波导的交错排列示意图，图中 CC，DD，EE 虚线为 $\lambda_g/2$ 长度波导的相接处。这样，在线源中的多个交错处都会引起阻抗失配，图 3 为图 2 的等效网络，从工程上实用的角度出发，采用了图 4 所示方案进行匹配，即非对称单脊波导交错相接时，波导两边腔体中较深的腔体向两端较浅的腔体延伸，使两个交错的非对称单脊波导间形成一个低阻抗的单脊波导，来匹配由于非对称单脊波导交错而引入的感性电纳。图 2 中阴影部分为较深的腔体和向较浅的腔体延伸的部分，向较浅的腔体延伸的长度即为配比长度，配比长度 L 的精确求解可以采用模匹配法和有限元法。如图 5 所示是匹配长度与电中心线偏移之间关系的模匹配法解和实验结果。利用模匹配法解的结果确定了 16 单元交错排列波导的匹配长度，加工样件 VSWR 的实测结果如图 6 所示。

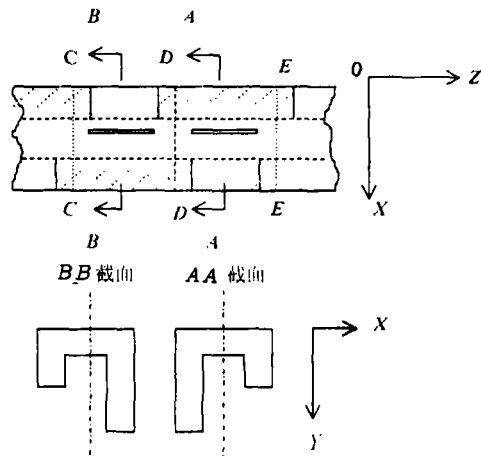


图 2 非对称单脊波导裂缝线源示意图

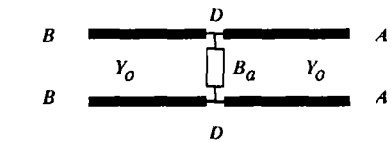


图 3 非对称单脊波导交错处等效电路

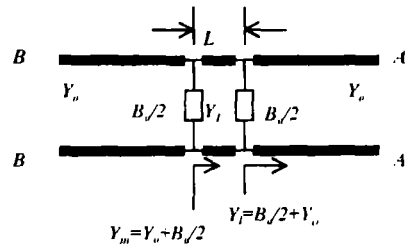


图 4 非对称单脊波导交错排列阻抗匹配方案

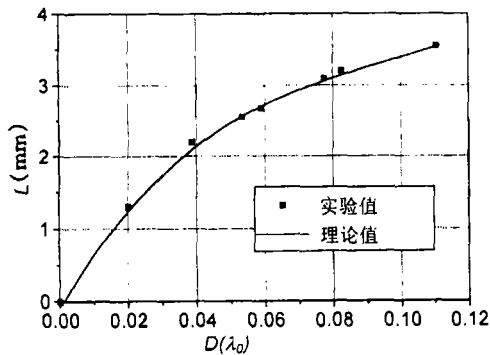


图 5 匹配长度与电中心线偏移之间的关系

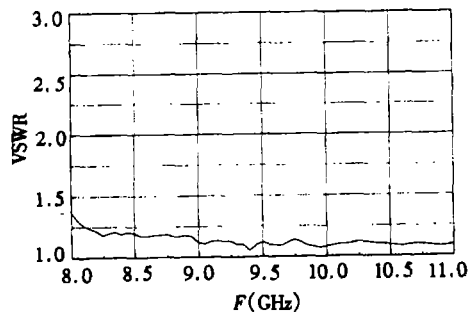


图 6 16 单元交错排列波导的 VSWR 与频率关系

2.3 非对称单脊波导孤立缝导纳分析

波导裂缝天线的孤立缝谐振电导是波导裂缝天线的基本参数，它决定了裂缝天线上电流的相对幅度和相位，也是裂缝天线互耦分析的前提，因此孤立缝谐振电导是设计裂缝天线的基础数据。获得该数据有两条途径：一是根据电磁场理论得出裂缝谐振电导的公式，或采用电磁场数值解法获得孤立缝的谐振电导；另一途径就是从实验中获得。我们在分析非对称

单脊波导孤立缝导纳时,从理论和实验两个方面,对其进行了研究,分析时认为非对称单脊波导宽边纵向裂缝是无限大平面上中馈缝,并忽略壁厚和内部储能的影响等,同时假设波导宽边上的纵向裂缝对波导主模的正向散射和反向散射是对称的,由等效网络理论,非对称单脊波导孤立缝的等效网络如图7所示,孤立缝归一化导纳与反射系数之间的关系为

$$\frac{Y}{G_0} = \frac{2\Gamma}{1+\Gamma} \tag{4}$$

假设非对称单脊波导只传输主模,并且其宽边上纵向窄缝对波导的散射是对称的,远离该缝处反射系数的表达式为

$$\Gamma = \left| \frac{\int_{\text{slot}} (\mathbf{E}_{\text{slot}} \times \mathbf{H}_{f_m}) \cdot \mathbf{a}_y ds}{2 \int_{\text{waveguide}} (\mathbf{E}_{f_m} \times \mathbf{H}_{f_m}) \cdot \mathbf{a}_z ds} \right| \tag{5}$$

式中 E_{slot} 是裂缝口径上的电场, E_{f_m}, H_{f_m} 分别是波导中电场和磁场的基模, a_y, a_z 分别为 Y 和 Z 轴向上的单位矢量(如图2所示)。

在波导的截面尺寸如图9和表1所示的情况下,利用(4)式对非对称单脊波导孤立缝的谐振电导进行了计算,孤立缝的谐振电导的理论和实验结果^[4]如图8所示,图中 d/λ_0 为电中心线偏移量,它为电中心线偏移波导宽边上几何中心线的数值。

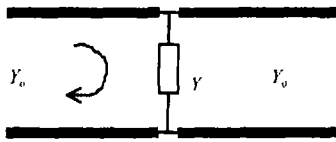


图7 非对称单脊波导孤立缝等效传输线电路

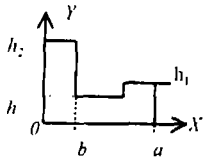


图9 $a=0.4600, b=0.1400, h=0.0800$

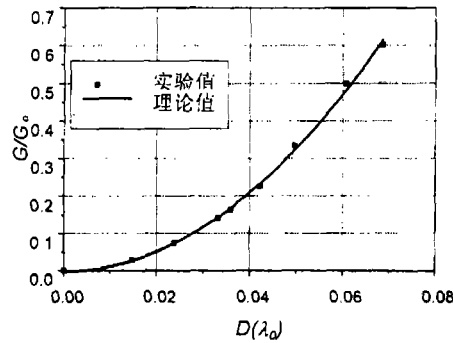


图8 G/G_0 与偏移量 d/λ 关系

表1 十六单元非对称单脊波导裂缝线源设计参数(表中的参数见图9)

编号	左臂长 h_1	右臂长 h_2	缝长 l	匹配长度 S
1	0.2046	0.2097	0.4954	0.0
2	0.2133	0.2010	0.4954	0.04214
3	0.1962	0.2181	0.4954	0.04857
4	0.2268	0.1888	0.4954	0.05726
5	0.1801	0.2364	0.5044	0.06787
6	0.2464	0.1727	0.5079	0.07849
7	0.1666	0.2548	0.5098	0.08749
8	0.2599	0.1631	0.5131	0.09361

注:表1中长度单位为波长,后八单元的结构参数为前八单元的反对称

2.4 非对称单脊波导裂缝阵的设计方程

R. S. Elliott^[2]在考虑外部互耦的前提下,提出矩形波导宽边纵向裂缝天线的设计方法,该方法在给定的口径幅、相分布和归一化导纳的要求下,能够确定宽边纵向裂缝天线中每个

单缝的长度和偏移量。与矩形波导相比, 非对称单脊波导的内场要复杂得多, 对此前文已作了分析。若在考虑外部互耦的条件下, 将文献 [2] 有关矩形波导裂缝阵天线理论推广运用到非对称单脊波导裂缝阵天线上, 可以得到以下两个设计方程 [5]:

$$\frac{Y_n^a}{G_0} = K_1 f_n \frac{V_n^s}{V_n}, \quad (\text{第一设计方程}) \quad (6)$$

$$\frac{Y_n^a}{G_0} = \frac{2f_n^2}{\frac{2f_n^2}{(Y_n/G_0)} + \frac{j\beta_{10}k_0^3}{4\pi k_T^4} \sum_{m=1}^N \frac{V_m^s}{V_n^2} g_{mn}}, \quad (\text{第二设计方程}) \quad (7)$$

式中 $K_1 = \frac{2k_T}{k_0} \sqrt{\frac{k_T^2}{\omega u_0 \beta_{10} G_0}}$, $f_n = \frac{(\pi k_0 l_n / 2) \cos(\beta_{10} l_n)}{(\pi k_0 l_n / 2)^2 - (\beta_{10} / k_0)^2} \cdot I(d_n)$, V_n^s, V_m^s 为第 n, m 缝的缝电压, V_n 为第 n 个缝等效模电压, Y_n/G_0 为第 n 个孤立缝的导纳, Y_n^2/G_0 为第 n 个缝的有源导纳, g_{mn} 为第 m, n 缝之间外部互耦, $I(d_n)$ 为第 n 缝所在的波导位置上归一化电流, 与电中心线偏移量有关, l_n 为宽边纵向裂缝长度的一半。

3 设计和实验验证

根据选定的口径分布和归一化导纳, 可以由 (6) 式和 (7) 式计算出非对称单脊波导裂缝天线的 d_n 和 l_n , 在计算过程中 $I(d_n)$ 和 Y_n/G_0 分别由 (3) 式和 (4) 式得到。根据 d_n 由 2.2 节的分析方法可以计算出非对称单脊波导交错排列的匹配长度 S 。

根据上述的理论分析和设计方法, 设计了十六单元非对称单脊波导纵向裂缝线源, 线源的口径分布为 -35dB 台劳分布, 线源各项参数的计算结果如表 1 所示。样品的照片如图 10 所示, 理论和实测波瓣如图 11 所示。从图 11 可以看出, 理论设计为 -35dB 副瓣电平的线源能获得 -32.5dB 实测值是令人满意的结果。

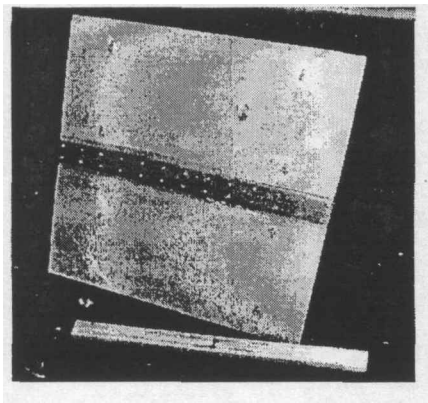


图 10 十六单元非对称单脊波导裂缝线源照片

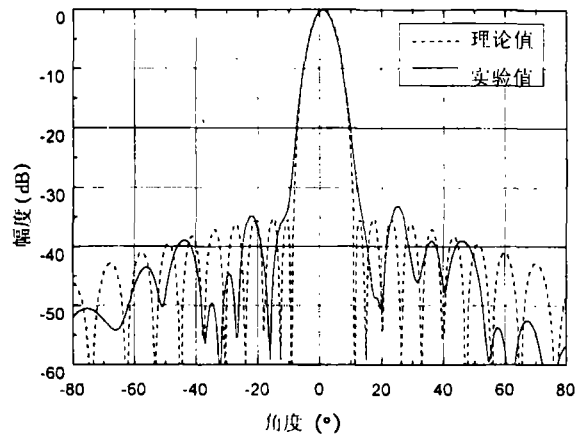


图 11 十六单元非对称单脊波导裂缝线源理论和实测波瓣图

4 结 论

本文就非对称单脊波导纵向裂缝天线设计中的基本理论和主要技术难点进行深入研究, 着重给出了非对称单脊波导的积分方程法分析, 非对称单脊波导交错排列阻抗匹配、非对称

单脊波导孤立缝导纳的理论和实验结果,以及在考虑外部互耦的条件下,导出了非对称单脊波导裂缝阵的设计方程。这些结果已经在机载多模相控阵天线设计中得到应用。

参 考 文 献

- [1] Green J, Shnitkin H. Asymmetric ridge waveguide radiating element for a scanned planar array. IEEE Trans. on AP, 1990, AP-38(8): 161-165.
- [2] Elliott R S. The design of small slot arrays. IEEE Trans. on AP, 1978, AP-26(2): 214-219.
- [3] 鲁加国,樊德森. 非对称单脊波导的积分方程法分析. 微波学报, 1998, 14(2): 108-115.
- [4] 鲁加国,吴双桂,张祖稷. 非对称单脊波导孤立缝导纳. 无线电通信技术, 1998, 24(4): 56-59.
- [5] 鲁加国,吴双桂,陈嗣乔. 非对称单脊波导裂缝阵天线分析. 电波科学学报, 1998, 13(4): 388-392.

ASYMMETRIC RIDGE WAVEGUIDE SLOT LINEAR ARRAY FOR ONE DEMENSION WIDE SCAN-ANGLE PHASED ARRAY

Lu Jianguo

(East China Research Institute of Electronic Engineering, Hefei 230031)

Abstract An asymmetric ridge waveguide slot array is a novel linear array radiating element for phased array antenna. The phased array can scan to wide angle ($\pm 60^\circ$) in azimuth, and can eliminate the secondary beams when the beam is scanned, which is consisted of many vertical asymmetric ridge waveguide slot linear array elements. And at the same time, the linear array can be easy to get low side-lobe. The theoretical and experimental studies for the linear array are presented in this paper. The basic theory and key technique for the linear array are performed on which systematic design procedure can be based. A constructed sixteen-slot array is tested under the far field, the results in agreement with the theory validate the theoretical analysis and the design procedure for collinear slot array of asymmetric ridge waveguide.

Key words Eigen-value, Impedance match, Admittance, Mutual coupling, Wide angle scan, Asymmetric ridge waveguide slot antenna

鲁加国: 男, 1964年生, 高级工程师, 硕士, 主要从事雷达天线系统研究和设计工作。