

基于单元电流重构的平面近远场变换

于 丁, 傅德民, 刘其中, 毛乃宏

(西安电子科技大学天线与电磁散射研究所, 陕西西安 710071)

摘 要: 本文提出了一种新的基于单元电流重构的平面近远场变换方法, 给出了该方法的基本原理. 计算机模拟结果表明, 这种方法不要求取样间隔一定要满足奈奎斯特取样准则, 只需较少的取样点数即可达到很高的测试精度, 从而能够在保证测试精度的前提下, 提高测试速度并有效减小由于有限扫描面所引起的截断误差. 因此, 本文方法特别适合于大型相控阵天线的平面近场测量.

关键词: 单元电流; 重构; 平面近远场变换; 阵列天线; 奈奎斯特取样准则; 测试速度; 截断误差

中图分类号: TN82 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 09-1382-04

Planar Nearfield to Farfield Transformation Based on Element Current Reconstruction

YU Ding, FU De2min, LIU Qi2zhong, MAO Na2zhong

(Institute of Antennas and EM Scattering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: A method for planar nearfield to farfield transformation based on element current reconstruction is presented and the basic principle of this method is given. The results of computer simulation show that this method does not require the sampling interval to satisfy the Nyquist sampling criteria and only needs few sampling points to attain very high testing precision, so we can improve the testing speed and effectively reduce the truncation error caused by finite scanning plane on the premise of ensuring the testing precision. Therefore, the method presented in this paper is quite suitable for the planar nearfield measurements with large phased array antennas.

Key words: element current; reconstruction; planar nearfield to farfield transformation; array antenna; Nyquist sampling criteria; testing speed; truncation error

1 引言

平面近场测量已被广泛用于测量天线的远场方向图和其他远场电参数, 其理论基础便是平面近远场变换理论. 传统的平面近远场变换理论利用模式展开法^[1, 2]. 这种方法要求取样间隔必须满足奈奎斯特取样准则, 因此对于大型相控阵天线的平面近场测量势必要进行大量的近场取样, 从而使扫描面很大、测量时间很长, 对测量系统的稳定性和测量仪器的动态范围也提出很高的要求. 近年来, 又有一些学者提出基于等效流的平面近远场变换方法^[3, 4]. 原则上, 这种方法不要求取样间隔满足奈奎斯特取样准则. 但是, 这种方法实质上是一种数值方法, 在理论上没有传统的平面近远场变换理论严格. 另外, 在这种方法中, 由等效原理可知等效流分布于包含天线口径面的一个无限大平面上, 而由于计算机内存的限制在由近场数据确定等效流时, 只能考虑待测天线口径面或稍大区域内等效流的贡献, 加上平面近场测量中有限扫描面的影响, 使得利用该方法得到的远场方向图的精度受限. 为了解决以上两类平面近远场变换方法存在的问题, 本文提出了一种新

的平面近远场变换方法, 即基于单元电流重构的平面近远场变换方法.

2 基本原理

在阵列天线的结构和组成单元已知的情况下, 我们可以设法得到考虑单元互耦后的阵列单元电流分布与阵列天线近距离处电场的函数关系. 若设阵列天线由个 N 单元组成, 其中第 i 个单元上的电流为 I_i , 近场扫描面上共有个 M 取样点, 其中第 j 个取样点处的电场为 E_j , 则有如下关系式

$$\sum_{i=1}^N a_{ji} I_i = E_j, \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (1)$$

其中, a_{ji} 为第 i 个单元上的单位电流在第 j 个取样点处所产生的场, 为已知量.

将式(1)化为标量形式, 则有

$$\sum_{i=1}^N a_{ji} I_i = E_j, \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (2)$$

式中, a_{ji} 和 E_j 分别表示 a_{ji} 和 E_j 的扫描面切线分量.

式(2)可写成如下矩阵形式

$$AI = E \quad (3)$$

其中:

A 为 $M \times N$ 阶矩阵, 在阵列天线的结构和组成单元已知的情况下可以确定出来;

E 为扫描面上各个取样点处电场的扫描面切线分量值, 可以通过实际测量得到;

I 为阵列天线各个单元上的电流分布, 为待求量.

显然, 如果能够测出阵列天线近距离处扫描面上各取样点处的电场, 则由式(3)即可重构出考虑单元互耦后的阵列单元电流幅相分布, 进而可以计算出阵列天线的远场方向图. 这便是基于单元电流重构的平面近远场变换的基本原理.

为了能够得到阵列单元电流分布的稳定解, 在实际平面近场测量中取样点数应多于阵列单元数, 即有 $M > N$. 此时, 线性方程组(3)是一个超定方程组, 可以利用奇异值分解算法求其最小二乘解.

3 计算机模拟

3.1 建立计算模型

如图 1 所示, 由半波振子构成的矩形天线阵列位于 xoy 平面上, 半波振子沿 x 轴方向放置. 设沿 x 轴方向的半波振子数为 M , 沿 y 轴方向的半波振子数为 N . 阵列沿 x 方向的电流分布为 -55dB 副瓣的切比雪夫分布, 沿 y 方向的电流分布为余弦分布. 阵列单元沿 x 方向的间距为 dx , 沿 y 方向的间距为 dy . 扫描面到阵列中心 o 的距离为 d . 扫描面上沿 x 方向的取样点数为 M_c , 沿 y 方向的取样点数为 N_c . 沿 x 方向的取样间隔为 $\$x$, 沿 y 方向的取样间隔为 $\$y$. 不失一般性, 假定矩形天线阵列沿 x 轴和 y 轴方向的半波振子数以及扫描面上沿 x 方向和 y 方向的取样点数均为奇数, 且 $M = 2M_1 + 1$, $N = 2N_1 + 1$, $M_c = 2M_2 + 1$, $N_c = 2N_2 + 1$.

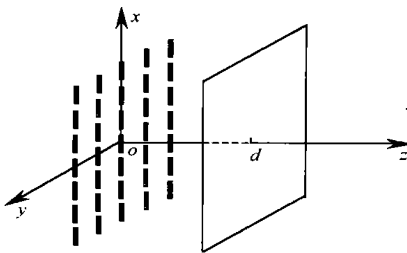


图 1 计算模型示意图

设 $x_{cm} = (m - M_1 - 1)dx + \frac{K}{4}$, $x_{dm} = (m - M_1 - 1)dx - \frac{K}{4}$, $y_n = (n - N_1 - 1)dy$, $x_{l_1} = (l_1 - M_2 - 1)\x , $y_{l_2} = (l_2 - N_2 - 1)\y , 其中, $m = 1, 2, 3, \dots, M$; $n = 1, 2, 3, \dots, N$; $l_1 = 1, 2, 3, \dots, M_c$; $l_2 = 1, 2, 3, \dots, N_c$. 则近场观察点处电场的切向分量为

$$E_x(x_{l_1}, y_{l_2}, d) = -j30I \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N A_{mn} \left[\frac{e^{-jkR_{1mn}}}{R_{1mn}} + \frac{e^{-jkR_{2mn}}}{R_{2mn}} \right] \quad (4)$$

式中: A_{mn} 为阵列单元上电流的相对幅度分布, 且有

$$R_{1mn} = \sqrt{(x_{cm} - x_{l_1})^2 + (y_n - y_{l_2})^2 + d^2} \quad (5)$$

$$R_{2mn} = \sqrt{(x_{dm} - x_{l_1})^2 + (y_n - y_{l_2})^2 + d^2} \quad (6)$$

在式(4)中, 令

$$C = -j30I \quad (7)$$

$$E_x(x_{l_1}, y_{l_2}, d) = E(l_1, l_2) \quad (8)$$

$$\frac{e^{-jkR_{1mn}}}{R_{1mn}} + \frac{e^{-jkR_{2mn}}}{R_{2mn}} = u_{mn}(l_1, l_2) \quad (9)$$

则式(4)可写成如下矩阵形式(略去不重要的常数 C)

$$UA = E \quad (10)$$

式中: U 为 $M_c N_c \times MN$ 阶矩阵, A 为 $MN \times 1$ 阶列矩阵, E 为 $M_c N_c \times 1$ 阶列矩阵.

在本文的计算机模拟中, U 可通过式(9)、(5)、(6)得到, 而 E 可通过式(4)~(6)得到, 由于一般来说取样点数应大于阵列单元数, 即有 $M_c N_c > MN$, 故可以利用奇异值分解算法求方程组(10)的最小二乘解, 从而确定出阵列单元的电流分布 A, 一旦求出阵列单元的电流分布, 就可确定阵列天线的 E 面和 H 面远场方向图.

3.1.2 计算结果及讨论

在以下的计算中, 取工作频率 $f = 9375\text{MHz}$, $M = 21$, $dx = 0.17\text{K}$, $N = 15$, $dy = 0.17\text{K}$, $d = 4\text{K}$, 所计算的 E 面远场方向图的角域范围为 $-33^\circ \sim 33^\circ$, 所计算的 H 面远场方向图的角域范围为 $-34^\circ \sim 34^\circ$. 此时矩形天线阵列沿 x 和 y 方向的宽度分别为 $W_x = 14.150\text{K}$, $W_y = 9.18\text{K}$.

首先, 取 $M_c = 45$, $\$x = 0.145\text{K}$, $N_c = 35$, $\$y = 0.145\text{K}$, 此时扫描面沿 x 和 y 方向的宽度分别为 $W_{cx} = 19.18\text{K}$, $W_{cy} = 15.13\text{K}$. 图 2 给出了矩形天线阵列的理论 E 面和 H 面远场方向图及由常规的平面近远场变换方法所得 E 面和 H 面远场方向图, 由图中可以看出理论远场方向图与由常规的平面近远场变换方法所得远场方向图吻合得很好, 这说明所选择的扫描面宽度已足够大, 由于有限扫描面截断引起的截断误差可忽略不计. 然后, 在扫描面宽度基本不变的情况下, 增大取样间隔, 这里取 $M_c = 21$, $\$x = 1.10\text{K}$, $N_c = 17$, $\$y = 1.10\text{K}$, 此时扫描面沿 x 和 y 方向的宽度分别为 $W_{cx} = 20\text{K}$, $W_{cy} = 16\text{K}$. 图 3 给出了矩形天线阵列的理论 E 面和 H 面远场方向图及由本文所提出的基于单元电流重构的平面近远场变换方法所得 E 面和 H 面远场方向图, 由图中可以看出理论远场方向图与由本文的平面近远场变换方法所得远场方向图也吻合得很好. 注意到这里在扫描面宽度基本不变的情况下, 利用本文的平面近远场变换方法计算远场方向图所需的近场取样点数为 357 个, 而利用常规的平面近远场变换方法计算远场方向图所需的近场取样点数为 1575 个, 前者仅为后者的 22.167%, 而利用本文方法和常规方法所得远场方向图与理论远场方向图均吻合得很好; 另外, 利用本文方法计算远场方向图时取样间隔为 1.10K , 不满足奈奎斯特取样准则, 此时若用常规方法计算远场方向图必将会引入较大的混叠误差. 因此, 在扫描面宽度基本不变的情况下, 与常规的平面近远场变换方法相比, 本文的平面近远场变换方法不要求取样间隔一定要满足奈奎斯特取样准则, 从而可以在保证测试精度的前提下, 通过增大取样间隔使测试速度大大提高.

然后, 在取样间隔满足奈奎斯特取样准则的情况下, 减小取样点数, 这里取 $M_c = 23$, $\$x = 0.145\text{K}$, $N_c = 19$, $\$y = 0.145\text{K}$,

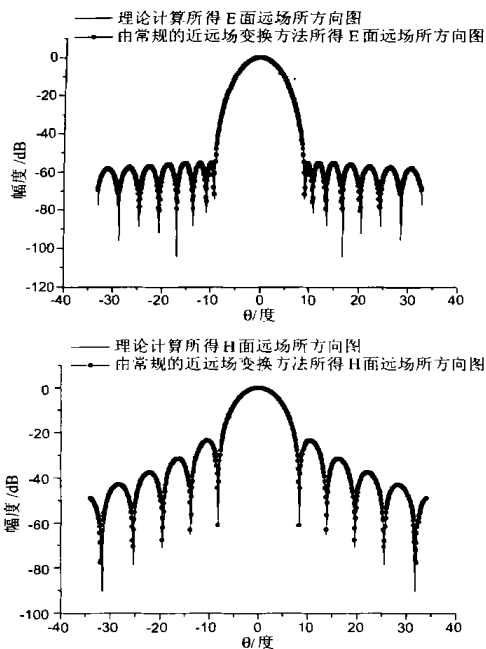


图2 理论计算及由常规的平面近远场变换方法所得 E 面和 H 面远场方向图

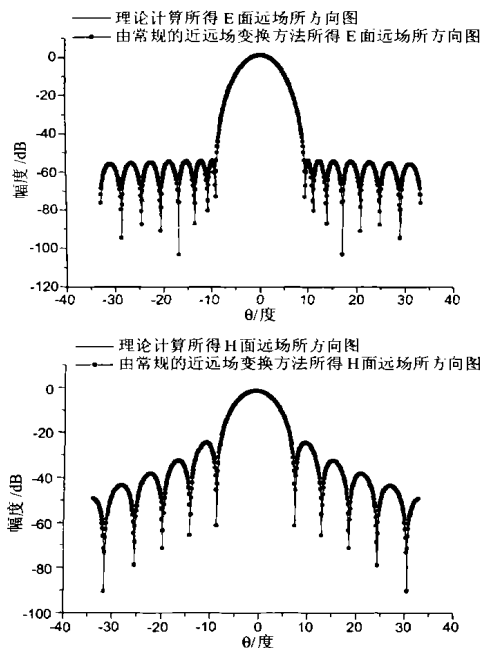


图3 理论计算及由本文的平面近远场变换方法所得 E 面和 H 面远场方向图

此时扫描面沿 x 和 y 方向的宽度分别为 $W_x = 91.9\text{K}$, $W_y = 81.1\text{K}$ 图4给出了矩形天线阵列的理论 E 面和 H 面远场方向图、由常规的平面近远场变换方法所得 E 面和 H 面远场方向图以及由本文的平面近远场变换方法所得 E 面和 H 面远场方向图。可以看出,由常规方法所得 E 面和 H 面远场方向图与理论 E 面和 H 面远场方向图存在很大的偏差,这主要是由于扫描面的宽度过小,从而引入很大的有限扫描面截断误差。事实上,这里扫描面沿 x 和 y 方向的宽度比矩形天线阵列沿

x 和 y 方向的宽度还要小,因而按照扫描面宽度选择原则^[5],此时不存在可信角域,即所得 E 面和 H 面远场方向图是不可信的。然而,由本文方法所得 E 面和 H 面远场方向图与理论 E 面和 H 面远场方向图仍然吻合得很好。注意到利用本文的平面近远场变换方法计算远场方向图所需的近场取样点数为 437 个,而前面利用常规的平面近远场变换方法计算远场方向图所需的近场取样点数为 1575 个,前者仅为后者的 27.746%。因此,当取样间隔满足奈奎斯特取样准则时,本文方法只需较少的取样点数即可达到很高的测试精度,从而能够在保证测试精度的前提下,大大提高测试速度并有效减小由于有限扫描面所引起的截断误差。

本文方法与常规方法相比之所以具有上述优点,是因为常规方法将待测天线当作一个“黑盒子”,而本文方法则充分利用阵列天线的结构和组成单元已知的先验信息,通过设法得到考虑单元互耦后的阵列单元电流分布与阵列天线近距离处电场的函数关系,将确定待测天线远场方向图的问题转化为由测出的阵列天线近距离处扫描面上各取样点处的电场重构出阵列单元电流分布的问题,从而把阵列单元的电流分布作为未知量,减少了未知数的个数。一旦求解出阵列单元的电流分布,便可以计算出阵列天线的远场方向图。

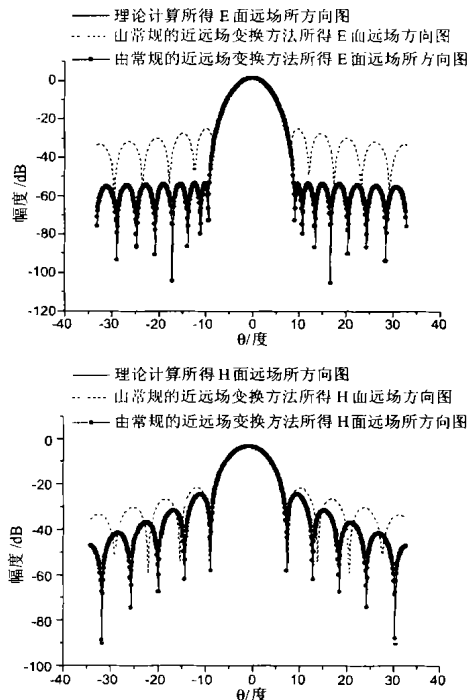


图4 E 面和 H 面远场方向图的比较

4 结论

本文提出了一种新的基于单元电流重构的平面近远场变换方法。计算机模拟结果表明,本文方法与常规的平面近远场变换方法相比具有如下优点:

(1) 在扫描面宽度基本不变的情况下,本文方法不要求取样间隔一定要满足奈奎斯特取样准则,从而可以在保证测试精度的前提下,增大取样间隔以提高测试速度;

(2) 当取样间隔满足奈奎斯特取样准则时, 本文方法只需较少的取样点数即可达到很高的测试精度, 从而能够提高测试速度并有效减小由于有限扫描面所引起的截断误差。

因此, 本文方法特别适合于大型相控阵天线的平面近场测量。应当指出, 本文方法是在阵列天线的结构和组成单元已知的情况下提出的, 如何将本文方法推广应用到结构和组成单元未知的阵列天线和任意型式天线的平面近场测量中去尚需进一步的深入研究。另外, 为简单起见, 本文方法没有考虑探头补偿的情况, 即假定探头能够测出近场的真实值, 如何将本文方法推广应用到考虑探头补偿的平面近场天线测量中去也需进一步的深入研究。

参考文献:

- [1] D M Kems. PlaneWave ScatteringMatrix Theory of Antennas and Antenna Interactions [M]. Washington: NBS Monograph 162, DC, June 1981.
- [2] D T Paris, W M Leach, E B Joy. Basic theory of probe compensated nearfield measurements[J]. IEEE Trans on AP, 1978, 26: 373- 379.
- [3] P Petre, T K Sarkar. Planar nearfield to farfield transformation using an equivalent magnetic current approach[J]. IEEE Trans on AP, 1992, 40(11): 1348- 1356.
- [4] T K Sarkar, A Taaghoul. Nearfield to near/ farfield transformation for arbitrary nearfield geometry utilizing an equivalent electric current and MoM[J]. IEEE Trans on AP, 1999, 47(3): 566- 573.
- [5] A C Newell. Error analysis techniques for planar nearfield measurements[J]. IEEE Trans on AP, 1988, 36(6): 754- 768.

作者简介:



于 丁 男, 1974 年 1 月生于陕西省宝鸡市, 现为西安电子科技大学电磁场与微波技术专业博士研究生, 主要研究方向为超低副瓣天线平面近场测量、近场散射测量、时域近场测量、天线与电磁场数值计算以及电磁散射。

傅德民 男, 1941 年生于陕西, 现为西安电子科技大学教授、博士生导师。获得部级以上奖三项, 现在主要的研究方向为近场测量技术、天线理论与工程设计和智能天线等。