

波导宽边缝隙天线的改进共形 FDTD 分析

李 龙,张 玉,梁昌洪

(西安电子科技大学电子工程学院,陕西西安 710071)

摘 要: 本文提出一种改进的局部网格共形 FDTD 技术(MLC-FDTD)来分析波导宽边缝隙天线,包括辐射纵缝和辐射组合斜缝. MLC-FDTD 不仅解决了局部网格共形技术的不稳定性因素,还针对缝隙边缘场的复杂性,部分修改电场的更新迭代方程,以提高计算精度. 此方法分析和实施都较简单,精度较高. 另外,本文是直接对工程中采用的圆头形缝隙进行分析,文中给出了等面积和等周长两种工程中常用的矩形头和圆头形缝隙等效方法的等效变换误差,结果表明,等面积等效的误差是很小的.

关键词: 局部网格共形时域有限差分法; 波导宽边缝隙天线; 等效变换误差

中图分类号: TN823 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 06-0860-04

A Modified Locally Conformal Finite-Difference Time-Domain Technique for a Slot Antenna in a Rectangular Waveguide Broadwall

LI Long, ZHANG Yu, LIANG Chang-hong

(School of Electronics Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: A modified locally conformal Finite-Difference Time-Domain technique (MLC-FDTD) is presented in this paper, which is used to analyze the broadwall radiating slots in a finite wall thickness waveguide, including the longitudinal slot and the compound inclined slot. MLC-FDTD not only removes the instability of the original locally conformal FDTD algorithm, but also improves the computational accuracy by partly modifying E-field update equations according to the complexity of the slot fringe fields. In this paper, we make a direct analysis of the bulletheaded slots by using MLC-FDTD, and give the equivalent errors of two kinds of equivalent methods frequently used in the engineering design, which are the equal-area and the equal-perimeter transformations from the square-headed to bulletheaded slot. The result shows that the equal-area transformation is more accurate.

Key words: MLC-FDTD; slot antenna; equivalent transformation error

1 引言

波导缝隙天线具有结构紧凑,口径利用率高,容易实现超低副瓣等特点而被广泛用于雷达和通讯领域. 从 Bathe^[1] 和 Stevenson^[2] 提出缝隙辐射问题开始,经过四十多年的研究,从 Stevenson 的缝隙阻抗理论和 A. A. Oliver 的变分法^[3],到 R. W. Lyon 和 A. J. Sangster^[4] 提出的 Galerkin 法,历经准静态法,散射法,变分法和矩量法的缝隙分析理论已基本趋于完善. 文献[4]是在考虑波导壁厚和边壁影响的情况下,用矩量法分析矩形波导宽边上的窄缝. 实质上,矩量法被用来求解一组用格林函数技术在电磁场边值条件下推导出的耦合积分方程,以得出缝隙的上下表面上的切向电场,这是目前缝隙分析中最常用的方法. 但是,矩量法在波导缝隙上应用的难易程度取决于格林函数技术和具体的缝隙形状及其边值条件,最终还要求解耦合积分方程组. 这是矩量法分析的一个瓶颈.

随着高速大容量计算机技术的发展,近年来, FDTD 技术获得了突飞猛进的发展. Yee 于 1966 年提出的 FDTD 算法^[5] 是直接求解时域 Maxwell 方程的微分形式,它不需要涉及任何 Green 函数的知识,也不需要求解复杂的多维积分方程和多维无穷级数的求和. 本文基于 FDTD 算法,并提出一种改进的局部网格共形技术(MLC-FDTD),对波导圆头型宽边辐射缝隙进行了精确的分析,包括宽边辐射纵缝和辐射组合斜缝. MLC-FDTD 不仅解决了局部网格共形技术的不稳定性还针对缝隙边缘场的复杂性,部分修改磁场的更新迭代方程和插值虚拟迭代电场,提高了计算精度. 另外,以往的缝隙分析均是针对矩形头缝隙,但实际工程中使用的一般是圆头形缝隙. 目前工程中采用的方法一般是等周长等效或等面积等效,但对其等效精度尚未进行严格的理论计算. 本文采用共形 FDTD 算法将直接对圆头形辐射缝隙进行精确分析,两种近似方法的等效精度将在本文中体现.

收稿日期:2002-01-20;修回日期:2002-11-12

基金项目:国家自然科学基金重点项目(No. 69931030)

2 改进的局部网格共形技术

K. S. Yee^[5]于 1966 年提出的时域有限差分法(FDID)是在空间和时间上离散取样时域电磁场,直接求解时域 Maxwell 旋度方程,数值模拟电磁波传播以及与结构的相互作用。采用基本 Yee 网格剖分模拟空间比较简单,但也带来一些问题,其中之一就是必须采用阶梯近似来逼近不规则边界,它是时域有限差分的一个重要误差来源,阶梯近似还可能引起虚拟表面波。Cangellaris 和 Wright 较深入地分析了这种误差^[6]。为了减少阶梯近似引入的误差,现有的文献已提出了多种改进方法。J. F. Lee^[7]采用全域曲线坐标网格来模拟物体几何结构,但这种算法对分析任意复杂结构的电磁问题缺乏灵活性,而且所需计算资源和时间是标准直角坐标 FDID 的三倍左右。Taflover 和 Mittra 等提出围线路径时域有限差分算法(CPFID)^[8,9],通过局部网格变形来模拟弯曲表面,实施简单,精度较高,获得了很好的应用。但由于其围线路径均是沿着变形网格的边缘进行,而且对某些场量采用最近邻场借代近似(Nearest Neighbor),因此,这种方法的稳定性条件和精度强烈地依赖于变形网格的形状和大小。大量的研究实例表明^[10],当变形网格的大小仅为全网格尺寸的 5%时,或出现细长畸形时,常规的局部网格共形技术将出现不稳定,我们对这种不稳定情况,采用全网格围线路径,可消除不稳定性。由于缝隙边缘的电磁场是相当复杂和敏感的,我们也将改进“最近邻场借代近似”,修改变形网格的迭代电场,以提高缝隙分析的计算精度。如图 1 所示的两类局部共形网格。

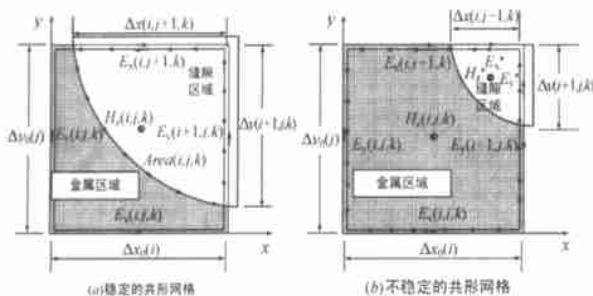


图 1 局部网格共形示意图

对于图 1(a)所示的稳定的共形网格,我们应用 Faraday s Law 仅在变形网格区域,围线路径如图 1(a)所示,其中,FDID 网格中各取样点的电场和磁场位置保持不变,Area(i, j, k)表示缝隙区域的围线面积。H_z的迭代方程修改为:

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{t}{\mu_z(i, j, k) Area(i, j, k)} \times \begin{bmatrix} E_x^n(i, j+1, k) & x(i, j+1, k) \\ -E_y^n(i+1, j, k) & y(i+1, j, k) \end{bmatrix} \quad (1)$$

对于图 1(b)所示的非稳定的共形网格,我们将应用 Faraday s Law 在整个 FDID 网格,而不是仅在缝隙网格变形部分,即围线路径是整个网格边缘。在小缝隙区域,假设存在虚拟场 E_x^{*}, E_y^{*}和 H_z^{*},它们与 FDID 网格中取样点场量的位置不同,与缝隙围线长度和围线面积有关。如图 1(b)所示。此时 H_z的围线迭代方程变为:

$$H_z^{n+1/2}(i, j, k) = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + H_z^*(i, j, k) \frac{Area^*(i, j, k)}{Area_0(i, j, k)} = H_z^{n-1/2}(i, j, k) + \frac{t}{\mu_z(i, j, k) Area_0(i, j, k)} \times \begin{bmatrix} E_x^*(i, j+1, k) & x(i, j+1, k) \\ -E_y^*(i+1, j, k) & y(i+1, j, k) \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中,Area^{*}(i, j, k)表示缝隙区域的面积,Area₀(i, j, k)表示整个网格的面积,即 Area₀(i, j, k) = x₀(i) × y₀(j)。式(1)和(2)中已将金属区域中电场为零的条件代入。

在原始的共形网格技术中,E_x^{*}和 E_y^{*}一般由场量 E_x(i+1, j+1, k)和 E_y(i+1, j+1, k)代替,这是根据最近邻居借代近似来处理的。由于缝隙边缘的电磁场复杂性,本文将根据缝隙围线长度,利用线性插值修改 E_x^{*}和 E_y^{*}的计算。E_x^{*}(i, j+1, k)是通过标准网格位置场量上的 E_xⁿ(i, j+1, k)和 E_xⁿ(i+1, j+1, k)线性插值得到的,即

$$E_x^*(i, j+1, k) = \frac{1}{1+\alpha} E_x^n(i+1, j+1, k) + \frac{\alpha}{1+\alpha} E_x^n(i, j+1, k) \quad (3)$$

E_y^{*}(i+1, j, k)是通过 E_yⁿ(i+1, j+1, k)和 E_yⁿ(i+1, j, k)线性插值得到的,即

$$E_y^*(i+1, j, k) = \frac{1}{1+\beta} E_y^n(i+1, j+1, k) + \frac{\beta}{1+\beta} E_y^n(i+1, j, k) \quad (4)$$

式中

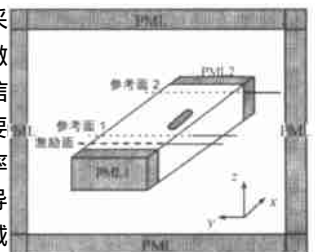
$$\alpha = \frac{x_0(i) - x(i, j+1, k)}{x_0(i) + x(i, j+1, k)}, \quad \beta = \frac{y_0(j) - y(i+1, j, k)}{y_0(j) + y(i+1, j, k)}$$

E_x^{*}和 E_y^{*}均是由同一时间步的电场求得,代入(2)式,我们可得磁场更新迭代公式。本文采用的局部网格共形技术可以很好地克服不稳定性,并能准确地计算缝隙特性。

3 吸收边界条件及波源设置

本文采用 Berenger^[11]提出的 PML 作为吸收边界条件,实施方式如图 2 所示。我们分析的是波导辐射缝隙,属辐射问题,必须进行空间截断,所以,我们在外层空间也设置三维 PML。

在本文的分析中,我们采用无内阻型电流馈源模型。激励信号采用 Gauss 调制脉冲信号。Gauss 脉冲信号的能量主要分布在低频端,而且直流频率信号的能量较大。但我们波导一般工作在高频端,因此,时域分析波导主模工作特性时,应采用正弦调制 Gauss 脉冲,为了



能更好地模拟主模的空间分布,也应进行位置调制。对于 TE₁₀模,我们可采用 x 方向上的正弦分布调制。本文中所采用的激励信号是空间和频率双调制的高斯脉冲,即

$$g(t) = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin(2\pi f_0 t) e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)^2} \quad (5)$$

适当选择 f₀, t₀, 可以使调制 Gauss 脉冲信号的主要频谱分

量落在波导主模工作频段范围内。值得注意的是,因为波导缝隙一般都工作在谐振状态, f_0 的选择最好避开缝隙的谐振频率,否则时域波形的收敛将是很慢的。

无内阻型电流源模型的加载,是将激励源加到电场迭代方程中去,这样不会产生寄生反射,又称为透过式电流源模型。源位置处的迭代公式应修改为:

$$E_z^{n+1}(i, j, k) = g(n, t) + E_z^n(i, j, k) + \frac{t}{z(i, j, k)} \left[\begin{array}{l} \frac{H_y^{n+1/2}(i+1, j, k) - H_y^{n+1/2}(i, j, k)}{x(i)} \\ - \frac{H_x^{n+1/2}(i, j+1, k) - H_x^{n+1/2}(i, j, k)}{y(j)} \end{array} \right] \quad (6)$$

4 波导辐射缝计算模型

在波导缝隙天线阵列中,常用的辐射缝隙单元一般为辐射纵缝和辐射组合斜缝,其示意图如图 3 所示。

4.1 圆头形辐射纵缝

圆头形辐射纵缝模型及局部网格划分如图 4(a) 所示。本文以 X 波段的辐射缝隙为例进行

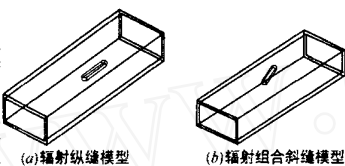


图 3 波导宽边辐射缝隙模型

FDID 分析。中心频率设为 10GHz,采用标准的 BJ-100(WR-90)波导。在结构尺寸中,最小维度是波导壁厚, $t = 1.27\text{mm}$,缝隙是开在波导壁上的。所以,为了能精确模拟辐射缝隙特性,波导壁厚至少划分两个网格,我们选择立方体网

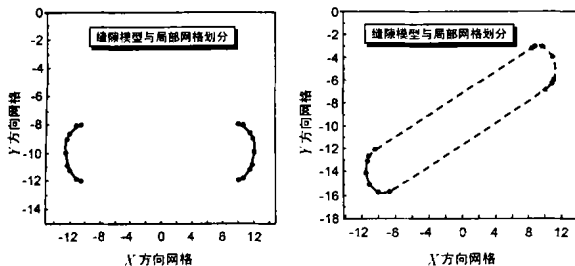


图 4 辐射缝隙模型与局部网格划分

格尺寸为 $\Delta = 0.635\text{mm}$ 。在 10GHz 上,波导波长为 $\lambda_0 = 39.7554\text{mm}$,因此,网格尺寸大约为 0.016 个波导波长。网格的划分需要兼顾计算机的资源 and 所要分析的波导缝隙特征之间的平衡。缝隙总长为 15.7851mm,缝宽为 2.54mm,偏置为 6.35mm。等效网络输入端和输出端参考面选择在离缝隙中心一个处。波导两端各设置 5 层 PML。实验检验,5 层 PML 已经达到很好的效果。缝隙等效 S 参数如图 5 所示。图中还给出了 Ansoft 高频仿真软件 HFSS 的仿真结果,两者取得很好一致。

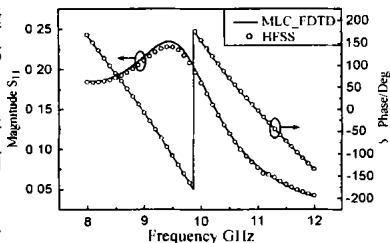


图 5 辐射纵缝等效 S 参数特性

在以往的缝隙分析中,为了理论分析

方法的简单,一般对矩形头缝隙建立积分方程,进行分析。但实际工程中,为了加工方便,一般采用圆头形缝隙,其间的等效一般通过等面积等效或等周长等效。实践证明,这样的等效有一定的可信度,但对其具体等效误差并未给出理论分析结果。本文通过 MLC-FDID 可分别对圆头缝和矩形头缝进行精确的数值分析,从中,我们可以看到两种等效的误差情况,如图 6 所示。两种等效的公式分别为:

$$\text{等面积等效: } l_{cir} = l_{ret} + w(1 - \frac{1}{4});$$

$$\text{等周长等效: } l_{cir} = l_{ret} + w(2 - \frac{1}{2}).$$

式中, l_{cir} 表示等效圆头形缝长, l_{ret} 表示矩形头缝长, w 表示缝隙宽度。

从图 6(a) 中结果可以看到,等面积等效与矩形头缝隙的计算结果是相当吻合的,而等周长等效在谐振频率和幅值上均有一定误差。从图 6(b) 所示的等效误差曲线可见,等面积等效变换的精度是更高的。等效相对误差

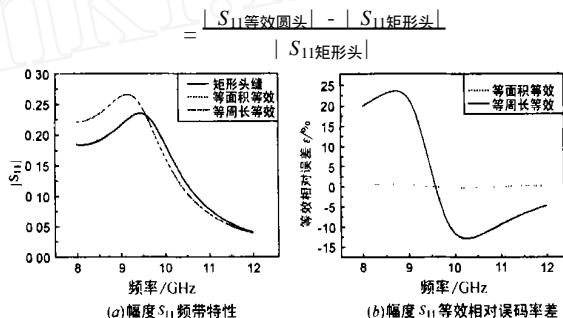


图 6 矩形头缝隙和两种等效圆头缝隙比较

4.2 圆头型辐射组合斜缝

宽边辐射组合斜缝也是波导缝隙天线阵中一种常用的辐射单元。但现有的矩量法方法对其进行精确分析仍具有很大的复杂性和难度。对于 FDID 共形技术,其分析难度与纵缝却是一致的。辐射组合斜缝的模型及局部网格划分如图 4(b) 所示。MLC-FDID 采用的立方体网格尺寸为 $\Delta = 0.635\text{mm}$,缝隙长为 15.7851mm,缝宽为 2.54mm,缝倾角为 25° ,缝偏置为 6.0mm。其缝隙等效 S 参数如图 7 所示。图中还给出了 $\Delta_{coarse} = 0.635\text{mm}$ 粗网格阶梯近似的结果和 $\Delta_{thin} = 0.3175\text{mm}$ 细网格阶梯近似的结果。从结果比较来看,MLC-FDID 的计算精度已超过细网格的阶梯近似精度,并与 HFSS 仿真结果取得很好一致。

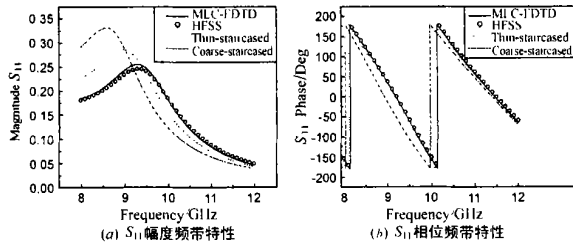


图 7 圆头组合斜缝等效 S 参数特性

5 结论

本文提出一种改进的局部网格共形 FDID 技术 (MLC-FDID) 来分析波导宽边辐射缝隙, 包括辐射纵缝和辐射组合斜缝. MLC-FDID 不仅解决了局部网格共形技术的不稳定性因素, 还针对缝隙边缘场的复杂性, 部分修改电场和磁场的更新迭代方程, 以提高计算精度. 此方法分析和实施都较简单, 精度较高, 实用于任意形状的缝隙模型.

本文是直接对工程中采用的圆头形缝隙进行分析, 但以往的分析方法均是基于矩形头缝隙. 为此, 文中给出了等面积和等周长两种工程中常用的等效方法的等效误差, 结果表明, 等面积等效的精度是更高的.

本文虽只针对单缝模型进行了计算, 但我们长远的目标是精确分析二维阵中缝隙的特性和互耦特性, 进一步的工作正在进行中.

参考文献:

- [1] H A Bethe. Theory of diffraction by small holes [J]. Physical Review, 1944, 66:163 - 182.
- [2] A F Stevenson. Theory of slots in rectangular waveguide [J]. Journal Applied Physics, 1948, 19:24 - 38.
- [3] A A Oliner. The impedance properties of narrow radiating slots in broad face of rectangular waveguide [J]. IRE Trans, 1957, AP-5:4 - 20.
- [4] R W Lyon, A J Sangstar. Efficient moment method analysis of radiating slots in a thick-walled rectangular waveguide [J]. IEEE Proc-H, 1981, 128:197 - 205.
- [5] K S Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media [J]. IEEE Trans, 1966, AP-14(4):302 - 306.
- [6] A C Cangellaris, D B Wrih. Analysis of the numerical error caused by the stairstepped approximation of a conducting boundary in FDID simulations of electromagnetic phenomena [J]. IEEE Trans, 1991, AP-39(10):1518 - 1525.
- [7] J F Lee, R R Palandech, R Mittra. Modeling three-dimensional discontinuities in waveguides using non-orthogonal FDID algorithm [J]. IEEE Trans, 1992, MTT-40(2):346 - 352.
- [8] T G Jurgens, A Taflov. Three-dimensional contour FDID modeling of

scattering from single and multiple bodies [J]. IEEE Trans, 1993, AP-41(12):1703 - 1708.

- [9] Wenhua Yu, R. Mittra. A conformal FDID algorithm modeling perfectly conducting objects with curved shaped surfaces and edges [J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2000, 42(5):28 - 39.
- [10] S Dey, R Mittra. A locally conformal finite difference time domain (FDID) algorithm for modeling three-dimensional perfectly conducting objects [J]. IEEE Microwave Guided Wave Lett, 1997, 7(9):273 - 276.
- [11] J Berenger. Three dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves [J]. Journal of Computational Physics, 1996, 127:363 - 379.

作者简介:



李 龙 1977 年 1 月出生于贵州安顺, 1998 年毕业于西安电子科技大学, 获电磁场与微波技术专业学士学位, 同年进入硕士研究生阶段的学习, 现为西安电子科技大学直接攻博研究生, 主要从事电磁场数值计算、电磁兼容、广义谐振、孔耦合理论等方面的研究工作.



张 玉 1978 年 4 月出生于安徽淮北, 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, 主要从事电磁场数值计算、电磁兼容、并行计算等方面的研究工作.



梁昌洪 1943 年 12 月出生于上海, 现为西安电子科技大学教授, 博士生导师, 并任中国电子学会微波学会副主任委员、中国电子学会会士、IEEE Senior member 等职. 研究方向包括计算场论、计算微波、微波网络理论、电磁散射与逆散射、电磁兼容等方面.