

圆柱共形微带天线的迭代方法研究

王元源, 谢拥军, 冯鹤

(西安电子科技大学天线与微波技术国家重点实验室 西安 710071)

【摘要】提出一种快速分析柱面共形微带结构的高效率迭代方法。基于传输线理论与快速模式变换理论的方法通过在圆柱形分界面上引入横电磁波的概念代替以往的切向电磁场,加快了计算过程。由混合模式基函数表征圆柱分层介质中的横电磁波,最终推导出模式导纳算子和谱域反射算子的具体形式。并运用波概念迭代过程计算出了带线馈电的圆柱面共形微带天线的表面电场及表面电流,在此基础上,进一步得到了天线的输入阻抗,通过与参考文献结果的对比,证明了该方法的准确性与高效性。

关键词 柱面共形微带天线; 快速模式变换; 输入阻抗; 迭代方法

中图分类号 TN823

文献标识码 A

doi:10.3969/j.issn.1001-0548.2010.04.004

Analysis of Cylindrically Conformal Microstrip Antennas Using an Iterative Method

WANG Yuan-yuan, XIE Yong-jun, and FENG He

(National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University Xi'an 710071)

Abstract An efficient iterative method is presented for fast analysis of cylindrically conformal microstrip structure. Based on the transmission line modeling (TLM) method and the fast mode transform (FMT) theory, this method accelerates the process of the calculation by introducing the concept of the transverse electromagnetic waves instead of the transverse fields considered in the traditional algorithm. In the cylindrically stratified media, the transverse electromagnetic waves are represented by mixed modal basis functions. Ultimately, the material form of the modal admittance and the spectral reflection operator are deduced. The surface electric field and electric current of the cylindrically conformal microstrip antenna fed by means of a microstripline are calculated via wave concept iterative process. On this basis, the input impedance of the antenna can also be obtained. The results gained by utilizing WCIP are compared with those from published references to demonstrate the accuracy or efficiency of the method.

Key words cylindrically conformal microstrip antenna; fast mode transform(FMT); input impedance; iterative method

近年来,曲面共形微带天线^[1-5]被越来越广泛地应用于火箭、导弹以及卫星等各种高速运动的飞行器,其中与圆柱面共形的微带天线最为普遍。共形微带天线具有传统微带天线体积小、重量轻、低剖面的优点,更能够保证载体的空气动力学性能以及机械结构不受影响。许多不同的方法和模型已经被用于分析圆柱面共形微带天线。空腔模型^[2]以及广义传输线模型^[4]作为较早的近似模型只适于计算一些简单的柱面微带结构或薄介质基底情况;矩量法^[6]、有限元方法^[7]等数值方法也被广泛采用。但对于矩量法来说,需要首先计算复杂的柱面分层格林函数^[8],并且现在广泛采用的正旋基函数的收敛性较差,而有限元方法则需要产生大量的剖分单元模拟

整个空间结构。传统的数值方法耗费大量的计算资源及计算时间,不适用于高效的仿真及优化设计。

文献[9-12]首先提出了一种基于传输线以及横向电磁波传播理论的波概念迭代方法(WCIP),并将其成功地应用于各种平面微带电路的快速分析中,提高了计算效率。此外,该方法也被推广至柱坐标系,以分析金属开槽圆柱的散射^[13-14]与耦合^[15]问题以及自由空间散射体^[16]、介质涂覆导体目标的散射问题^[17]。但对于电磁特性更为复杂的柱面共形微带结构的应用却未见报道,主要原因是由于柱面微带结构中的电磁波形式较之平面微带结构更为复杂,其中TE与TM模式并不独立存在而是相互耦合,造成了更为复杂的模式反射算子。而与单层金属开槽

收稿日期: 2008-11-25; 修回日期: 2009-05-04

基金项目: 国家自然科学基金(60771040)

作者简介: 王元源(1983-),男,博士生,主要从事电磁快速算法方面的研究。

圆柱相比, 由于其介质基底中同时存在驻波与行波分量, 导致模式基函数的选择也必须同时包含两种分量, 且电场与磁场需要分开表示。

基于以上考虑, 本文在平面微带电路分析的基础之上, 提出了适于计算柱面共形微带的迭代方法, 推导出柱面微带结构中相应的模式导纳与模式反射算子, 并采用多种模式基函数混合表示介质层中的横电磁波, 使得等效电路模型更加精确。最终通过与传统数值方法的计算结果进行对比, 验证了该迭代方法的准确性, 进一步体现出本文方法在研究柱面共形微带问题时的高效性。

1 理论分析

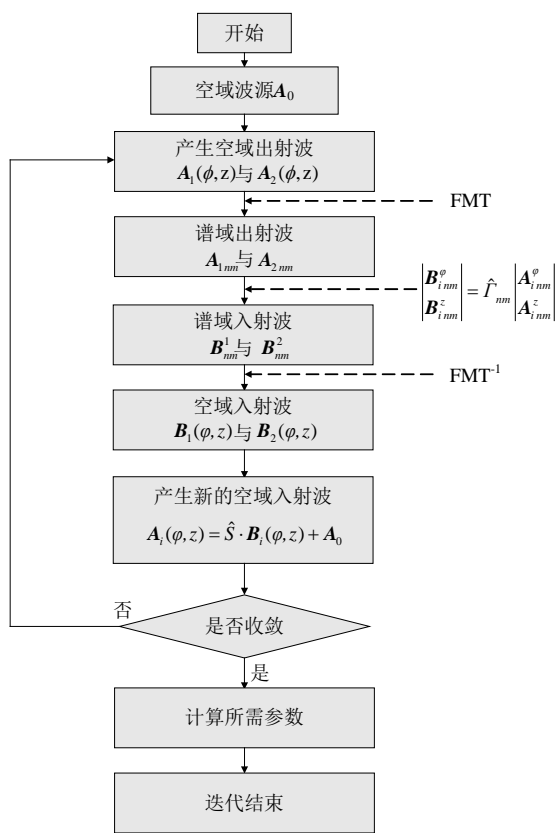


图1 迭代过程示意图

波概念迭代过程是一种在空域与谱域之间不断转换的迭代方法, 该方法将横向电磁波的概念引入计算中以代替电场积分方程中惯常使用的电场强度

及电流密度。该方法根据所研究的结构不同, 定义相应的分界面(本文中的分界面为金属贴片所在的圆柱面), 分界面两侧的半空间依据边界条件被等效为模式传输线。在此基础上, 进一步将分界面划分为多个矩形单元, 通过在空域及谱域中分别定义反射算子并由快速模式变换(FMT)^[10]进行连接, 最终实现整个迭代过程。具体流程如图1所示。

1.1 波概念的引入

根据传输线理论, 关于分界面的入射波 B_i 和出射波 A_i 可表示为切向电压与切向电流的线性组合:

$$\begin{cases} A_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} (E_i + Z_{0i} J_i) \\ B_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} (E_i - Z_{0i} J_i) \end{cases} \quad (1)$$

式中 下标 i 代表界面两侧的不同区域, Z_{0i} 为区域 i 的特性阻抗。值得注意的是, 波的传播方向定义为与界面法矢量同向或反向。

1.2 空域散射算子

图2为分界面上的空域散射与谱域反射图, 该图更加直观地表示了整个迭代过程。

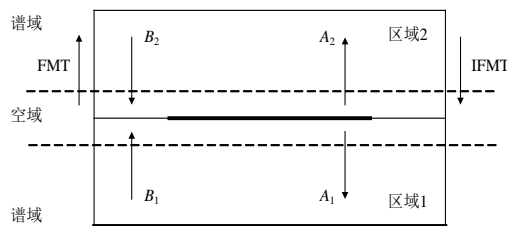


图2 分界面上的空域散射与谱域反射

从中可以看出, 界面对于波的作用是通过空域反射算子 \hat{S} 实现的。空域反射算子表示为二维矩阵形式, 其矩阵元素与界面的矩形剖分单元一一对应, 并且由空域中电场 E_i 与电流 J_i 在界面上不同区域匹配边界条件得到。以单层基底的微带结构为例, 选择金属贴片所在面为分界面, 则整个界面被划分为源区(对应馈电)、介质区和金属区3个部分, 分别用海维赛德单位函数 H_{me} 、 H_d 、 H_s 表示, 根据边界条件推导空域散射算子为:

$$\hat{S} = \begin{bmatrix} -H_{me} + \frac{1-N^2}{1+N^2} H_d + \frac{-1+n_1-n_2}{1+n_1+n_2} H_s & \frac{2N}{1+N^2} H_d + \frac{2m}{1+n_1+n_2} H_s \\ \frac{2N}{1+N^2} H_d + \frac{2m}{1+n_1+n_2} H_s & -H_{me} + \frac{N^2-1}{1+N^2} H_d + \frac{-1-n_1+n_2}{1+n_1+n_2} H_s \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中各因子的具体定义与文献[11]相同。

1.3 谱域反射算子

如前所述, 分界面两侧的半空间在谱域中依据边界条件被等效为模式传输线, 对于该种传输线, 可以推导出其终端的谱域导纳算子 $\hat{Y}_{nm}^{[9]}$:

$$\begin{bmatrix} J_{nm}^\varphi \\ J_{nm}^z \end{bmatrix} = \hat{Y}_{nm} \begin{bmatrix} E_{nm}^\varphi \\ E_{nm}^z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{nm}^{11} & Y_{nm}^{12} \\ Y_{nm}^{21} & Y_{nm}^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{nm}^\varphi \\ E_{nm}^z \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中自由空间区域中的导纳算子形式与金属开槽圆柱问题与文献[15]相同。

相对应, 由于介质基底位于圆柱分界面内侧, 同时存在外向波及驻波, 因此其模式导纳算子形式为:

$$Y_{nm_n}^{11} = -\frac{k_{1\rho} r^{(h)}}{j\omega\mu_0 \beta_1} \quad (4)$$

$$Y_{nm_n}^{12} = Y_{nm_n}^{21} = \frac{jn k_m r^{(h)}}{\omega\mu_0 b k_{1\rho} \beta_1} \quad (5)$$

$$Y_{nm_n}^{22} = -\frac{j\omega\varepsilon_1 \beta_1 r^{0e}}{k_{1\rho}} - \frac{k_{1\rho}}{j\omega\mu_0} \left(\frac{nk_m}{bk_{1\rho}^2} \right)^2 \frac{r^{(h)}}{\beta_1} \quad (6)$$

其中:

$$\begin{aligned} r^{(e)} &= \frac{\xi_2 - \eta_1}{\eta_2 - \eta_1} & r^{(h)} &= \frac{\eta_2 - \xi_1}{\xi_2 - \xi_1} \\ \eta_1 &= \frac{H_n^{(1)}(k_{1\rho}a)}{J_n(k_{1\rho}a)} & \eta_2 &= \frac{H_n^{(1)}(k_{1\rho}b)}{J_n(k_{1\rho}b)} \\ \xi_1 &= \frac{H_n^{(1)'}(k_{1\rho}a)}{J_n'(k_{1\rho}a)} & \xi_2 &= \frac{H_n^{(1)'}(k_{1\rho}b)}{J_n'(k_{1\rho}b)} \end{aligned}$$

在此基础上, 谱域反射算子可以经由导纳算子表示为:

$$\hat{\Gamma}_{nm} = (\mathbf{I} - Z_0 \hat{Y}_{nm})(\mathbf{I} + Z_0 \hat{Y}_{nm})^{-1} \quad (7)$$

式中 \mathbf{I} 为单位算子; 下标 n 、 m 则分别代表柱坐标系中沿周向与轴向的模式数。将式(9)展开可以得到:

$$\hat{\Gamma}_{nm} = \frac{1}{D_{nm}} \begin{bmatrix} \Gamma_{nm}^{11} & \Gamma_{nm}^{12} \\ \Gamma_{nm}^{21} & \Gamma_{nm}^{22} \end{bmatrix} \quad (8)$$

通过一系列化简, 可得:

$$\begin{aligned} D_{nm} &= 2 + Z_0 (Y_{nm}^{11} + Y_{nm}^{12}) \\ \Gamma_{nm}^{11} &= -\Gamma_{nm}^{22} = Z_0 (Y_{nm}^{22} - Y_{nm}^{11}) \\ \Gamma_{nm}^{12} &= \Gamma_{nm}^{21} = -2Z_0 Y_{nm}^{12} \end{aligned}$$

对于微带结构, 由于界面两侧的半空间结构不同, 其等效的导纳算子 \hat{Y}_{nm} 也不同, 进一步地在界面两侧产生不同的谱域反射算子 $\hat{\Gamma}_{nm}$ 。在平面微带结构情况中, 电磁波可以被分解为TE模和TM模的组合。而柱面微带结构更为复杂, 在柱形分界面上, TE模与TM模互相耦合, 从而造成了更为复杂的谱

域反射算子。

本文中研究的柱面微带结构的两个区域由于边界条件不同, 因而需要选择不同的模式基函数展开。

1.4 快速模式变换(FMT)与逆变换(IFMT)

根据以上的方法, 在求出空域与谱域反射算子后, 迭代过程的两个主要部分可以表示为:

$$\begin{cases} \mathbf{A}_i = \hat{S}\mathbf{B}_i + \mathbf{A}_0 & \text{空域} \\ \mathbf{B}_{imn} = \hat{\Gamma}_{imn}\mathbf{A}_{imn} & \text{谱域} \end{cases} \quad (9)$$

为了将式(9)中的两部分连接起来, 实现图1所示的整个迭代过程, 需要在空域与谱域之间通过快速模式变换(FMT)与其逆变换(IFMT)进行转换:

$$\mathbf{A}_i(\varphi, z) \xrightarrow{\text{FMT}} \mathbf{A}_{imn} = \iint_s \mathbf{A}_i(\varphi, z) f_{imn}^*(\varphi, z) ds \quad (10)$$

$$\mathbf{B}_{imn} \xrightarrow{\text{IFMT}} \mathbf{B}_i(\varphi, z) = \sum_n \sum_m \mathbf{B}_{imn} f_{imn}(\varphi, z) \quad (11)$$

式中 谱域模式基函数 f_{imn} 是Helmholtz方程在柱坐标系中的解, 对于不同的区域, 基函数的形式并不完全相同。本文中, 对于圆柱分界面外侧的自由空间区域, 由于在谱域中不存在驻波分量, 其基函数的形式较为简单, 为:

$$f_{2nm} = \frac{1}{\sqrt{2\pi b d}} e^{-jn\varphi} e^{-jk_m z} \frac{H_n^{(2)}(k_{2\rho}\rho)}{H_n^{(2)}(k_{2\rho}b)} \quad (12)$$

在此基础上, 结合式(10)与式(11), 可以完成在外侧区域中的空域谱域转换。

与之相对的, 对于分界面内侧的区域来说, 其谱域基函数则较为复杂, 同时包含驻波与行波分量, 并且要在内侧理想导体表面满足电场边界条件, 因此, 采用单一形式的基函数很难准确表达该区域中波的特性。本文分别采用电场与磁场两种不同形式的基函数表示内部区域的波, 在进行模式变换与逆变换时, 依照式(1)对电场与磁场(切向电流)分开处理, 可以取得很好的效果:

$$f_{1nm}^e = \frac{1}{\sqrt{2\pi b d}} e^{-jn\varphi} e^{-jk_m z} \times \left[\frac{H_n^{(2)}(k_{1\rho}a)}{H_n^{(2)}(k_{1\rho}\rho)} - \frac{J_n(k_{1\rho}a)}{J_n(k_{1\rho}\rho)} \right] \times \frac{J_n(k_{1\rho}\rho)}{H_n^{(2)}(k_{1\rho}a)} \quad (13)$$

$$f_{1nm}^h = \frac{1}{\sqrt{2\pi b d}} e^{-jn\varphi} e^{-jk_m z} \times \left[\frac{H_n^{(2)'}(k_{1\rho}a)}{H_n^{(2)}(k_{1\rho}\rho)} - \frac{J_n'(k_{1\rho}a)}{J_n(k_{1\rho}\rho)} \right] \times \frac{J_n(k_{1\rho}\rho)}{H_n^{(2)'}(k_{1\rho}a)} \quad (14)$$

式(12)~(14)中, $J_n(x)$ 与 $J_n'(x)$ 为第 n 阶贝塞尔函数及其导数; 而 $H_n^{(2)}(x)$ 与 $H_n^{(2)'}(x)$ 则分别表示第 n 阶第二类汉克尔函数及其导数; a 、 b 分别为内导

体半径以及贴片所在分界面的半径; d 为界面沿 z 方向的长度。基函数的表达式中, $k_m = 2\pi m/d$ 是波沿 z 方向的传播常数, 而 k_{ip} 则为沿径向的波数, 取值为:

$$k_{ip} = \begin{cases} \sqrt{|\varepsilon_{ri}k_0^2 - k_m^2|} & \sqrt{\varepsilon_{ri}k_0^2} \geq k_m \\ -j\sqrt{|\varepsilon_{ri}k_0^2 - k_m^2|} & \sqrt{\varepsilon_{ri}k_0^2} < k_m \end{cases} \quad (15)$$

为了保证快速模式变换的效率, 该模式总数 m 、 n 取与剖分单元一致的数目, 即超过剖分单元数目的高次模式可以忽略, 该假设在实际计算中被证明是合理的。

1.5 计算效率分析

FMT和IFMT的引入是连接空域和谱域的纽带。采用快速傅里叶模式变换, 避免了基函数的选取和大矩阵的逆转换, 节省了内存, 提高了计算效率。相比矩量法, 随着微带电路金属所占面积的增加而计算复杂度增加, 迭代方法却不会有计算复杂度方面的较大改变。

通过与矩量法进行对比, 证明本文迭代方法可在一定条件下大幅降低运算的复杂度。假定 P 为网格数, N 为迭代次数, K 为金属部分占界面总面积的比例, 则运用迭代方法的计算复杂度为 $N_T = N(4P + 12P \ln P)$, 而矩量法的计算复杂度则为 $(KP)^3/3$ 。因此, 当参数的选择满足 $N_T = N(4P + 12P \ln P) < (KP)^3/3$ 时, 迭代法比矩量法更加有效。

图3为波概念迭代过程和矩量法计算的复杂度的比较。图3a给出了当金属贴片面积占分界面总面积比例为 $K = 0.5$ 时, 分别进行100步、300步及500步迭代运算的复杂度与矩量法复杂度随剖分网格数目 P 的变化曲线。可以看出, 随着剖分网格数目 P 的增加, 迭代方法的计算复杂度要明显低于矩量法。

由于矩量法针对微带分界面的金属部分进行剖分, 因此, 当金属部分占比 K 增大时, 矩量法的复杂度呈现 K^3 上升。而迭代方法则是对整个界面进行剖分, 因此在保证剖分精度的前提下, 迭代法的复杂度与 K 值无关。在图3b中, 当迭代步数 $N = 500$ 时, 本文方法的复杂度与不同 K 值下矩量法的计算复杂度相比非常小, 其复杂度曲线几乎与横坐标轴重合。

对应 64×64 cell 的剖分精度, 迭代过程在500步以下收敛, 因此在 $N = 500$ 时, 本文迭代法在效率上优于矩量法。特别地, 圆柱微带的矩量法分析需要计算复杂且收敛性很差的柱面分层格林函数, 使其较之平面微带的矩量法分析更加耗时。

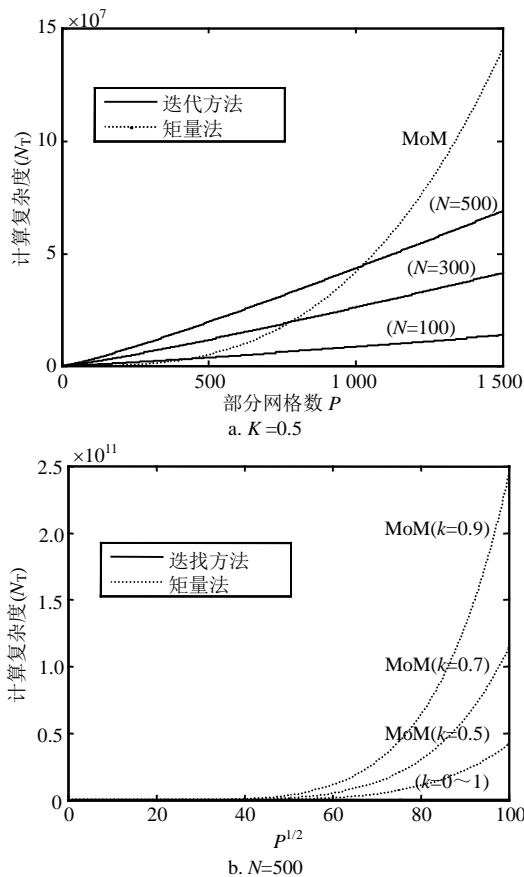


图3 波概念迭代过程和矩量法计算的复杂度

2 计算实例

为了证明本文方法的准确性与高效性, 采用波概念迭代过程(WCIP)对带线馈电的圆柱共形贴片天线^[5]进行快速分析。如图4所示, 两个圆柱分界面的半径分别为 $r_1 = 2.5$ cm 和 $r_2 = 2.659$ cm, 并且介质基底的介电常 $\varepsilon_1 = 2.57\varepsilon_0$ 。而贴片的几何参数 $W_0 = d_0 = 4.02$ cm, 馈线长度 $L_f = 4.02$ cm, 馈线宽度 $W_f = 0.477$ cm。

按照以上的结构参数, 整个模型的圆柱分界面被划分为 64×64 个四边形单元。本文中剖分单元数一般取为 2^n , 目的是保证二维快速傅里叶变换的速度。根据式(1)可推出:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_i^q = \sqrt{Z_{0i}} (\mathbf{A}_i^q + \mathbf{B}_i^q) \\ \mathbf{J}_i^q = \frac{1}{\sqrt{Z_{0i}}} (\mathbf{A}_i^q - \mathbf{B}_i^q) \end{cases} \quad (16)$$

式中 q 代表迭代过程进行的步数。当整个过程收敛后(一般选取 S 参数判定), 通过式(16)即可求得分界面上的表面电场及表面电流分布。图5a和图5b分别给出了在 2.25 GHz 频点上, 经过500步迭代运算后得到的圆柱面共形微带天线的周向及轴向电流密度分布。其中, 计算单个频点的表面电场及电流需时不超过9 s(剖分数目不同, 计算时间稍有差别)。

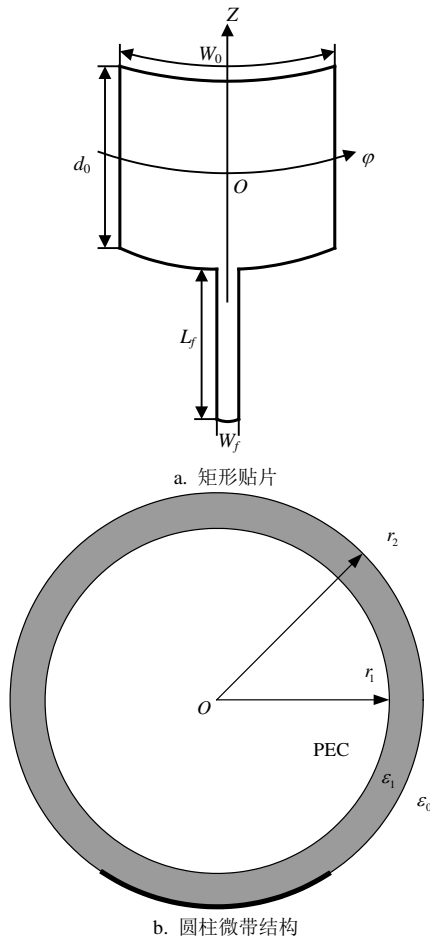


图4 柱面共形微带天线结构示意图

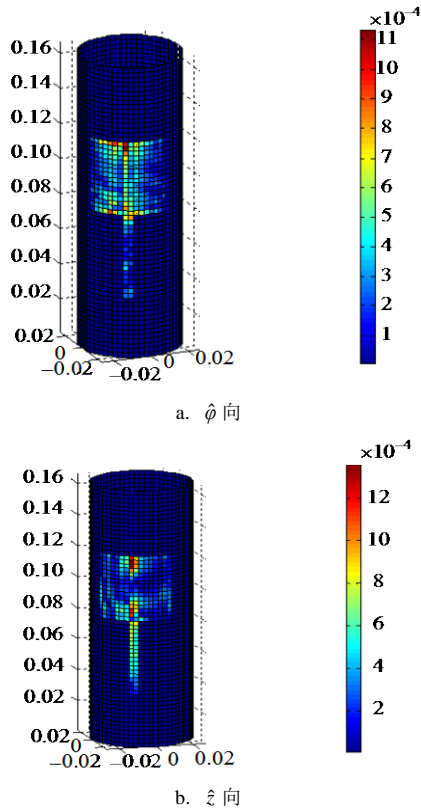
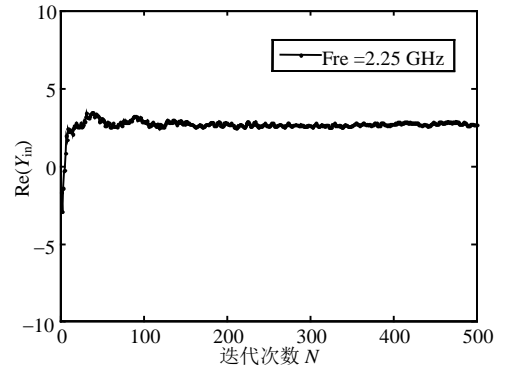
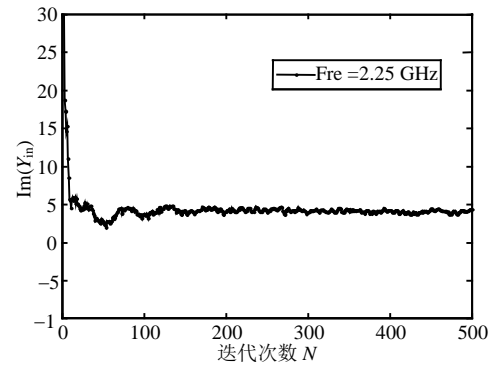


图5 表面电流密度

选取迭代误差为0.05, 微带线端的输入导纳在迭代250步后即达到收敛, 如图6所示。如果将该误差设为0.08, 仅用200步即可达到收敛状态。

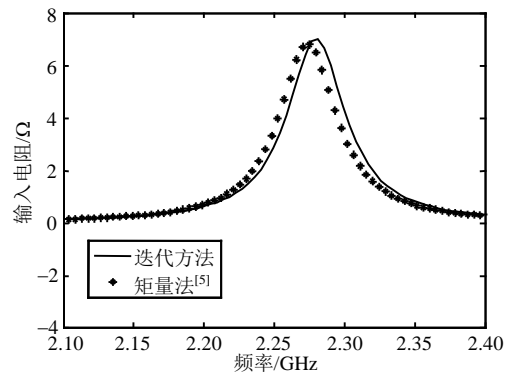


a. 实部

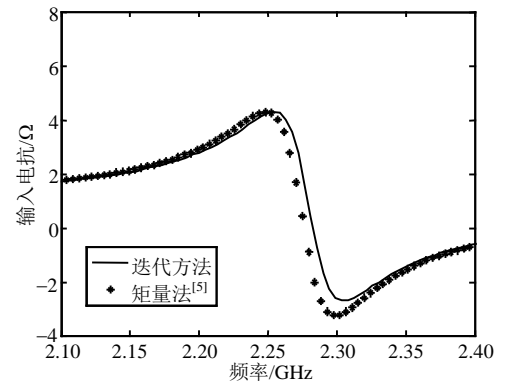


b. 虚部

图6 输入导纳收敛曲线



a. 输入电阻



b. 输入电抗

图7 圆柱共形微带天线输入阻抗

圆柱共形微带天线输入阻抗如图7所示。由WCIP方法计算的共形微带天线的输入阻抗与文献[5]中经由矩量法计算出的结果吻合良好,证明了本文方法的正确性。

对于本文的共形微带天线模型,考虑到其馈线宽度 W_f 与导波波长相比较小,可忽略初始周向电流分量,激励向量表示为:

$$\mathbf{A}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{E_z^0}{\sqrt{Z_0}} \end{pmatrix} \quad (17)$$

式中 E_z^0 为源区中的 z 向初始电场强度,其具体表达式可通过文献[5]推出。

3 结 论

本文从波的概念出发,引入一种基于空域结合谱域变换的迭代算法,并通过推导出的混合模式基函数及模式导纳进一步使其适用于柱面共形微带的快速分析。由于迭代过程采用了快速二维傅里叶模式变换,避免了慢收敛的基函数、柱面分层格林函数的计算以及大矩阵的逆转换,节省内存从而有效提高了计算速度。基于该迭代方法,编程分析了带馈电的圆柱共形微带天线的输入阻抗,其计算结果与参考文献结果显示良好的一致性,充分证明了本文方法的有效性。

参 考 文 献

- [1] HABASHY T M, ALI S M, KONG J A. Input impedance and radiation pattern of cylindrical-rectangular and wraparound microstrip antennas[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1990, 38(5): 722-731.
- [2] LUK K M, LEE K F, DAHELE J S. Analysis of the cylindrical-rectangular microstrip patch antenna[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1989, 37(2): 143-147.
- [3] ERTURK V B, ROJAS R G. Efficient analysis of input impedance and mutual coupling of microstrip antennas mounted on large coated cylinders[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 2003, 51: 739-749.
- [4] WONG K L, LIU Y H, HUANG C Y. Generalized transmission line model for cylindrical-rectangular microstrip antenna[J]. Microwave Opt Technol Lett, 1994, 7: 729-732.
- [5] FRANKLIN F C, FONSECA S B A, SOARES J M, et al. Analysis of microstrip antennas on circular-cylindrical substrates with a dielectric overlay[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1991, 39(9): 1398-1403.
- [6] HARRINGTON R F. Field computation by moment methods[M]. New York: Macmillan, 1968.
- [7] SILVESTER P P, FERRARI R L. Finite elements for engineering[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [8] TOKGÖZ C, DURAL G. Closed-form Green's functions for cylindrically stratified media[J]. IEEE Trans Microwave Theory and Tech, 2000, 48(1): 40-49.
- [9] HARRINGTON R F. Time-harmonic electromagnetic fields[M]. New York: McGraw-Hill, 1961.
- [10] TITAOUINE M, Gomes Neto A, Baudrand H, et al. WCIP method applied to active frequency selective surfaces[J]. Journal of Microwave and Optoelectronics, 2007, 6(1): 1-16.
- [11] HAJIAOUI E A, TRABEISI, H ZAIRI H, et al. Analysis of multilayer substrates by multilayer contribution of wave concept iterative process[J]. Micro and Optical Technology Letters, 2007, 49(6): 1439-1445.
- [12] MAMI A, ZARIR H, GHARSALLAH A, et al. Analysis of microstrip spiral inductor by using iterative method[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2002, 35(4): 302-306.
- [13] RAVEU N, VUONG T P, TERRASSE I, et al. Near fields evaluated with the wave concept iterative procedure method for an e-polarisation plane wave scattered by cylindrical strips[J]. Micro and Optical Technology Letters, 2003, 38(5): 403-406.
- [14] BDOUR T, AMMAR N, T AGUILI, et al. Modeling of wave penetration through cylindrical aperture using an iterative method Based on transverse wave concept[C]// IEEE Microwave Conference. Korea: IEEE, 2007: 45-48.
- [15] RAVEU N, VUONG T P, TERRASSE I, et al. Wave concept iterative procedure applied to cylinders[J]. IEE Proceedings, Microwave, Antennas and Propagation, 2004, 151(5): 409-416.
- [16] AMMAR N, BDOUR T, AGUILI T, et al. Investigation of electromagnetic scattering by arbitrarily shaped structures using the wave concept iterative process[J]. Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, 2008, 7(1): 26-43.
- [17] BEDIRA R, GHARSALLAH A, DESCLOS L, et al. The wave concept iterative process: scattering of a conducting target coated by a thin dielectric layer[C]//Antenna and Propagation Society International Symposium. [S.l.]: IEEE, 2002, 2: 98-101.

编辑 税红