

文章编号:1005-6122(2003)04-0024-06

对时域有限差分法分析微带贴片天线的某些改进*

何 芒 徐晓文

(北京理工大学电子工程系,北京 100081)

摘要: 采用非分裂式理想匹配层(UPML)吸收边界条件有效地减小了计算空间;使用金属细线算法考察了探针半径对微带天线特性的影响;对于输入阻抗及方向图计算中涉及到的晚时响应采用修正的广义函数束方法(GPOF)进行外推插值,大大节省了计算时间,并使用解析方法有效地减少了离散傅立叶变换的计算量;对于采用软激励时域电压波形不收敛于零的问题提出了一种解决办法;比较了有限大及无限大介质衬底对天线特性的影响。计算结果与现有文献及实验数据相比较,证明了本文方法的正确性和有效性。

关键词: 微带天线,时域有限差分法,广义函数束方法,输入阻抗,方向图

TN82A

Some Improvements on the Analysis of Microstrip Antennas Using FDTD Method

He Mang, Xu Xiaowen

(Dept. of Electronics Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081)

Abstract: Unsplit-field perfectly matched layer (UPML) absorbing boundary condition is used to minimize the computational domain. The effect of the probe radius is considered by incorporating the metal thin wire algorithm. Modified GPOF method is adopted to predict the long lasting late-time response due to the high Q structures. The effort to do DFT is reduced by using an analytical method. A solution is proposed to overcome the convergence problem when using "soft excitation". The characteristics of microstrip antennas on finite and infinite substrates are both investigated. The validation and efficiency of our numerical model are verified by comparing the obtained results with those in the corresponding literatures and measurement data.

Key words: Microstrip antennas, FDTD, GPOF method, Input impedance, Radiation pattern

1 引言

长期以来,频域积分方程结合矩量法求解的方法一直是微带天线和电路全波分析的主要方法^[1],直到上个世纪 80 年代末,这种局面才有所改观^[2,3]。一部分原因是由于频域方法自身的缺点,例如无法处理有限大介质衬底情形,对于厚介质衬底探针电流处理精度不够,处理复杂结构能力欠佳等;另一部分原因是由于计算机技术和时域分析方法的长足进步。其中 FDTD 是分析此类问题发展最为迅速的时域方法,但是仍然存在诸多问题有待解决。

本文利用非分裂式理想匹配层吸收边界技

术^[4](UPML)减小计算空间,简化编程;加入金属细线算法^[5]考虑了探针半径对天线特性的影响;使用修正的 GPOF 外推插值技术^[6]精确地计算了系统的晚时响应,使得输入阻抗和远场方向图的计算时间大大减少;采用一种简单有效的“软激励”模型^[7]模拟同轴探针馈电,对于采用软激励时普遍存在的电压波形不收敛于零的问题做了有效的处理;并使用解析方法大大地减少了离散傅立叶变换(DFT)的计算量;计算实例给出了无限大和有限大介质衬底两种情形时微带天线特性分析结果,结果表明无论是对于单层单贴片的简单情况还是多层结构的复杂情况,本文的方法均是精确而稳定的,并且具有很高的计算效率。

* 收稿日期:2003-02-28;定稿日期:2003-05-04

基金项目:博士点专项基金项目(20010007012)

2 基本理论

2.1 非分裂式理想匹配层迭代方程

J P Berenger 于 90 年代中期提出了 PML 吸收边界条件的概念^[8], 并成功地应用于二维及三维电磁问题的求解。与传统的单向波吸收边界条件相比, PML 的吸收能力提高了 40dB 左右。微带天线场结构复杂, 不但存在空间辐射波而且存在表面波 (surface wave) 和消失波 (evanescent wave), 因此 PML 吸收边界对于微带天线问题的求解是非常理想的。然而 Berenger 提出的 PML 是场量分裂式方程, 这不但使编程工作变得复杂, 而且加大了内存的使用量。文献[4]给出了改进的 PML 吸收边界条件, 不需要进行场量的人为分离, 更符合物理实际, 并且和传统的 PML 相比具有类似甚至更优的吸收效果。我们将这种吸收边界称为 UPML (Unsplit - field perfectly matched layer) 吸收边界, 并应用于微带天线的分析中。在 UPML 层中, Maxwell 方程如下:

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{H} &= j\omega\epsilon_0\epsilon_s \bar{s}\bar{E} \\ \nabla \times \bar{E} &= -j\omega\mu_0\mu_s \bar{s}\bar{H}\end{aligned}\quad (1)$$

其中

$$\bar{s} = \begin{bmatrix} \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{bmatrix}$$

$$s_m = K_m + \sigma_m / j\omega\epsilon_0, m \in (x, y, z)$$

ω 为角频率, σ_m 为 UPML 层中人为设置的电导率函数, K_m 是为了有效吸收消失波所设置的衰减函数, 两者均为坐标的函数, 通常采用多项式形式的剖面, 即:

$$\sigma_m(m) = \sigma_{m \max}(m/d)^n$$

$$K_m(m) = 1 + (K_{m \max} - 1)(m/d)^n$$

$\sigma_{m \max}$ 的取值根据所设定的反射系数值而定; $K_{m \max}$ 的值一般大于 1, 能够更快地衰减消失波; n 一般取 2~4 之间的值能达到最佳吸收效果; d 为 UPML 层厚度。对(1)式离散化, 可以得到直角坐标系下 UPML 层中的 FDTD 迭代式, 以电场的 x 分量为例:

$$\begin{cases} T_x = D_x(i, j, k) \\ D_x(i, j, k) = \frac{B_1(j)}{B_2(j)} D_x(i, j, k) + \frac{1}{B_2(j)} \cdot \\ \left\{ \frac{1}{\Delta y} [H_x(i, j, k) - H_x(i, j - 1, k)] - \frac{1}{\Delta z} \cdot \right. \\ \left. [H_y(i, j, k) - H_y(i, j, k - 1)] \right\} \\ E_x(i, j, k) = \frac{C_1(k)}{C_2(k)} E_x(i, j, k) + \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r(i, j, k)} \cdot \\ \frac{1}{C_2 k} \{A_{2k}(i) D_x(i, j, k) - A_{1k}(i) T_x\} \end{cases} \quad (2)$$

其中

$$\begin{cases} A_{2,1k}(i) = \frac{K_x(i + 1/2)}{\Delta t} \pm \frac{\sigma_x(i + 1/2)}{2\epsilon_0} \\ B_{2,1}(j) = \frac{K_y(j)}{\Delta t} \pm \frac{\sigma_y(j)}{2\epsilon_0} \\ C_{2,1(k)} = \frac{K_z(k)}{\Delta t} \pm \frac{\sigma_z(k)}{2\epsilon_0} \end{cases}$$

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 分别为 3 个坐标方向上的网格步长, Δt 为离散时间步长。可类似得到其它电磁场分量的 FDTD 迭代方程。这样, 通过辅助方程得到了 UPML 层中的 FDTD 迭代格式。在其它计算区域, 仍然使用传统的 Yee 迭代格式^[9]即可, 只是在两种区域连接时需要十分小心。

2.2 考虑探针半径的细线算法

对于探针馈电的微带天线而言, 探针引起的附加电感效应对天线输入阻抗的影响是很大的, 尤其对于厚介质衬底情形更是如此。因此必须考虑探针半径的影响。由于探针半径一般小于一个网格尺寸的大小, 所以必须进行特殊处理。在探针所占的网格处, 电场迭代方程不变, 而切向磁场分量必须修正。假设探针沿 z 向放置, 所在网格空间为 $i_0, j_0, k_1 \leq k \leq k_2$, 仿照文献[5]对金属细线的近似, 邻近的 y 向磁场迭代方程为:

$$\begin{aligned} H_y^{n+1/2}(i_0 + 1/2, j_0, k + 1/2) &= \\ H_y^{n-1/2}(i_0 + 1/2, j_0, k + 1/2) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \mu_r} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \cdot \right. \\ \left. [E_x^n(i_0 + 1/2, j_0, k) - E_x^n(i_0 + 1/2, j_0, k + 1)] + \right. \\ \left. \frac{1}{\Delta x/2 \cdot \ln(\Delta x/r_0)} E_z^n(i_0 + 1, j_0, k + 1/2) \right\} \\ H_y^{n+1/2}(i_0 - 1/2, j_0, k + 1/2) &= \\ H_y^{n-1/2}(i_0 - 1/2, j_0, k + 1/2) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \mu_r} \left\{ \frac{1}{\Delta z} \cdot \right. \end{aligned}$$

$$\left[E_x^n(i_0 - 1/2, j_0, k) - E_x^n(i_0 + 1/2, j_0, k + 1) \right] - \\ \frac{1}{\Delta x / 2 \cdot \ln(\Delta x / r_0)} E_x^n(i_0 - 1, j_0, k + 1/2) \} \quad (3)$$

r_0 为探针半径, H_n 的迭代格式同法可得。这样, 探针半径对天线特性的影响可以比较精确地计入 FDTD 算法之中, 因此仿真结果更加接近于工程实际。

2.3 GPOF 法估计系统晚时响应

一般而言, 探针馈电微带天线的频带较窄, 属于高 Q 系统, 因此使用 FDTD 进行分析的一个严重缺陷就是需要很长的计算时间才能使晚时响应衰减至零, 这个矛盾在进行近远场变换时更加突出。有学者采用特殊的激励形式来克服这个问题, 但是这种激励模型在很多情形下并不适用^[10]。更为有效的是采用信号处理的方法来外推晚时响应。我们采用修正的广义函数束方法(GPOF 法)来预估系统的晚时响应。与 Prony 和 ARMA 模型相比, 它具有更强的抗噪声能力和更好的稳定性, 而且不需要很高的阶数即可得到稳定的收敛波形。在修正 GPOF 法中, 晚时响应可以表示为一系列衰减正弦波的迭加:

$$f(t_0) = \sum_{i=1}^p A_i e^{(\alpha_i + j\beta_i)(n - n_{im})\Delta t} \quad (4)$$

p 为模型的阶数, $\alpha_i + j\beta_i$ 为第 i 个极点, A_i 为相应的系数, 由于为衰减波, 因此 α_i 应严格小于零。 n_{im} 为使用 GPOF 方法采样区间的起始时刻。在计算天线输入阻抗时, 只需在内存中记录参考点处电压及电流波形, 再用 GPOF 进行外推即可。但是计算方向图时由于所需记录的场量极多, 同样的做法往往超出了现有 PC 机的能力。有效的方法是将参考点的电磁场波形记录在随机读写文件中, 然后再随机读出, 这样就以时间换取了有限的内存空间。读写随机文件的时间一般为整个 FDTD 计算时间的 0.1% 左右, 这是完全可以接受的。

信号处理技术的引入使得整个 FDTD 的计算时间大大缩短, 这在对多层结构及远场方向图的计算中表现得更加突出。一般地, 仿真时间可减少 70% ~ 90%。

2.4 解析法减少 DFT 计算量

FDTD 是一种时域方法, 对于频域参数的求取需要对时域波形作傅立叶变换。对于散射参数的计算, 由于仅需要对参考点处的时域波形进行变换, 因此作 DFT 的时间所占整个计算时间比例很小。然而在求远场方向图时, DFT 的计算量较大, 约占整个

FDTD 计算时间的 6% ~ 7%^[11], 因此有必要减小方向图计算中的 DFT 计算量, 以节省计算时间。

应用了 GPOF 方法进行外推之后, 整个天线系统的时域响应可以分为早时响应和晚时响应两部分。

$$f(t) = \begin{cases} f_e(t) & 0 \leq t \leq t_2 \\ \sum_{i=1}^p A_i e^{(\alpha_i + j\beta_i)(t-t_1)} & t_2 < t < \infty \end{cases} \quad (5)$$

其中 $f_e(t)$ 为早时响应, (t_1, t_2) 为应用 GPOF 法的采样区间。时域响应 $f(t)$ 的傅立叶变换为:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \\ &= \int_0^2 f_e(t) e^{-j\omega t} dt + \int_2^{\infty} \sum_{i=1}^p A_i e^{(\alpha_i + j\beta_i)(t-t_1)} e^{-j\omega t} dt \\ &= F_e(\omega) \sum_{i=1}^p \frac{A_i}{S_i - j\omega} e^{S_i(t_2-t_1)} e^{-j\omega t_2} \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $S_i = \alpha_i + j\beta_i$, $i = 1, 2, \dots, p$, $F_e(\omega)$ 可在进行 FDTD 迭代时作 DFT 得到, 晚时响应的傅立叶变换则为解析闭式, 不必再作 DFT, 节省了计算时间, 这在近远场变换时是非常有效的。

2.5 激励源设置及解的收敛性解决方法

由于微带天线的高 Q 结构, 一种比较好的激励源形式是正弦调制的 Gauss 脉冲, 可使脉冲能量集中在感兴趣的频段上, 即:

$$E_{exc}^n = e^{-(t-t_0)^2/T^2} \sin[2\pi f_0(t-t_0)] \quad (7)$$

f_0 为感兴趣的中心频率。

在接地板与馈电探针连接的一个网格处设置透射电流源是对实际情况的较好近似。这种源的设置可以使反射电压透过源点而不引起附加反射, 对于激励源所占体积不大的情况, 场的分布接近实际场分布^[7], 因此对于探针馈电结构很适合。激励源处的 FDTD 迭代格式为:

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(i_0, j_0, k_0) &= E_z^n(i_0, j_0, k_0) + \frac{\Delta t}{\epsilon} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \cdot \right. \\ &\left[H_y^{n+1/2}(i_0 + 1, j_0, k_0) - H_y^{n+1/2}(i_0, j_0, k_0) \right] - \\ &\frac{1}{\Delta y} \left[H_y^{n+1/2}(i_0 + 1, j_0, k_0) - H_y^{n+1/2}(i_0, j_0, k_0) \right] + \\ &\left. E_{exc}^n(i_0, j_0, k_0) \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

(i_0, j_0, k_0) 为激励源所在的网格坐标。

由于采用了所谓的“软激励”, 因此一个普遍遇到的问题是随着时间的推移, 时域参考电压波形并不趋近于零值, 这给作傅立叶变换求取频域输入阻抗带来了麻烦。设 $V(t), I(t)$ 分别为参考电压、电

流时域波形,将电压波形写为两部分的迭加:

$$V(t) = V_0(t) + V_1, V_1 \neq 0 \quad (9)$$

其中 $V_0(t)$ 为收敛于零的波形,可直接作 DFT, V_1 为原电压波形的极限值。利用拉普拉斯变换,输入阻抗可写为:

$$Z_{in}(\omega) = \int_0^{\infty} V_0(t) e^{-j\omega t} dt / \int_0^{\infty} I(t) e^{-j\omega t} dt + \\ V_1 / (j\omega \int_0^{\infty} I(t) e^{-j\omega t} dt) \quad (10)$$

3 计算结果和讨论

图 1 所示结构为双层微带贴片天线。底层介质厚度为 h_1 , 电参数为 (ϵ_1, μ_1) ; 上层介质厚度为 h_2 , 电参数为 (ϵ_2, μ_2) 。介质衬底大小可为无限大,也可以为有限大。

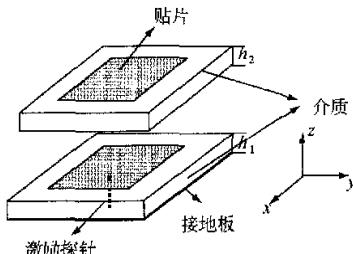


图 1 微带天线结构示意图

3.1 单层结构输入阻抗的计算

去掉上层介质,图 1 退化为单层结构。贴片为方形,边长为 10mm;馈电点相对于贴片左下角的位置为(0.25mm, 0.25mm),探针半径取 0.15mm;介质厚度 h_1 为 1.5mm,相对介电常数为 2.33。

首先考察无限大介质衬底情形。网格尺寸大小为 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.25\text{mm}$, $T = 17.7\text{ps}$, $t_0 = 3T$, $\Delta t = 0.415\text{ps}$ 。UPML 层厚度为 10 个网格,贴片边缘在 x, y 方向上距离 UPML 层 3 个网格, z 方向上距离为 5 个网格。无限大介质的模拟可通过将介质衬底延伸至 UPML 层中得以实现。电压和电流参考点的位置均为激励源处。整个计算空间为 $66 \times 66 \times 21$ 。可以看到,使用了 UPML 之后,边界与天线结构之间的距离大大减小了,有效地节约了内存空间。整个 FDTD 计算进行至 3000 步,然后开始 GPOF 外推,直至 1 万步。采样时间段为 2000 ~ 2999 时间步,所用模型阶数为 12 阶,图 2 给出了从 3000 步到 3500 步的外推结果与 FDTD 直接计算的时域电压波形比较,可见预估十分准确,节约了 70% 的计算时间。

图 3 给出了用本文方法算至 3000 步与用 FDTD

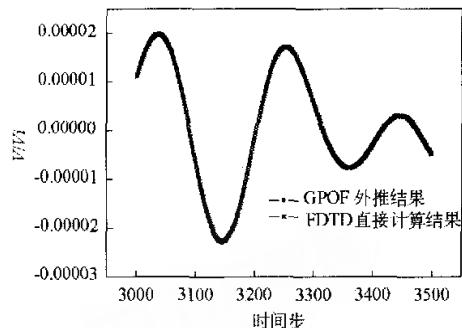


图 2 GPOF 外推与直接计算的时域电压波形比较

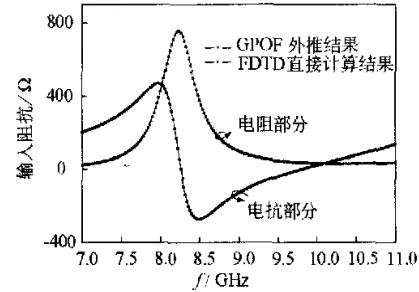


图 3 GPOF 外推与 FDTD 直接计算的输入阻抗结果比较

直接计算 1 万步得到的天线输入阻抗结果的比较,两者十分吻合。

3.2 有限大介质基底对单层结构天线特性的影响

天线结构与尺寸仍然与上节算例相同,只是介质衬底不再是无限大,而是有限大尺寸。以前的文献中,无论是基于积分方程还是使用 FDTD 的微带天线全波分析,均是假定介质为无限大,计算结果与工程实际有所差别。因此,我们在计算中考虑了有限尺寸介质对天线特性的影响。图 4 给出了不同介质基底尺寸对天线输入阻抗的影响。由图可见不同的介质基底尺寸不但改变了天线谐振频率而且对阻抗值也有较大影响。

图中实线表示介质无限大情形的结果,点线和点划线分别代表介质基底大小为 80×80 和 120×120 网格时的计算结果,网格尺寸、激励波形和时间步均与上节算例相同。

采用频域形式的近远场变换方法^[10]计算了有限大介质上单层微带天线的辐射方向图,频率为 9.0GHz,结果如图 5 所示。

3.3 双层结构微带天线特性分析

根据上述算法,计算了图 1 所示结构天线的特性。两贴片为大小相同的矩形, x, y 向尺寸分别为 3.7 cm 和 4.5 cm,在 x 方向上错开 1 cm; $h_1 = h_2 =$

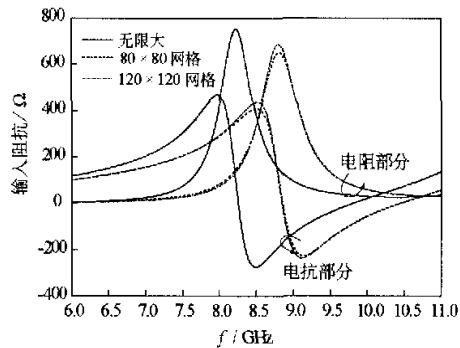


图 4 不同尺寸介质基底对天线输入阻抗的影响

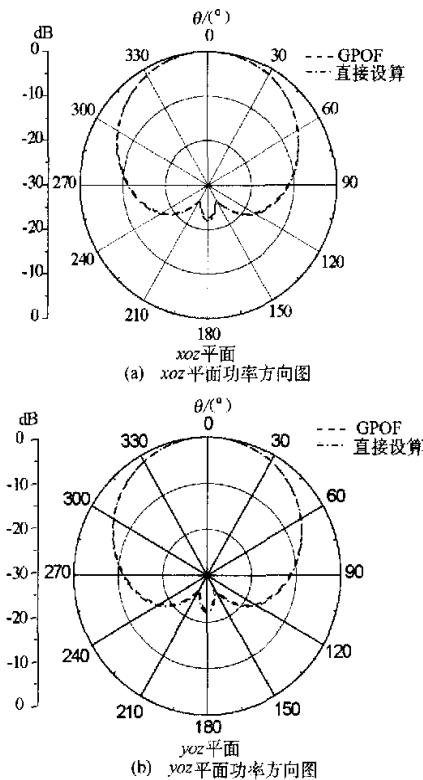


图 5 有限大介质上单层微带天线的辐射方向图

0.159 cm; 两介质基底相对介电常数都为 2.5, 镀电点位置为 $(-1.5 \text{ cm}, 0)$, $r_0 = 0.15 \text{ mm}$ 。网格尺寸为: $\Delta x = 925 \mu\text{m}$, $\Delta y = 1125 \mu\text{m}$, $\Delta z = 265 \mu\text{m}$ 。 $T = 21.7 \text{ ps}$, $t_0 = 3T$, $\Delta t = 0.76 \text{ ps}$ 。

图 6 给出无限大和有限大介质基底对天线输入阻抗的影响, 带黑方块的曲线表示介质基底大小为 80×80 网格, 另一条表示无限大基底情形。

由图可见, 基底大小对双层天线谐振频率影响

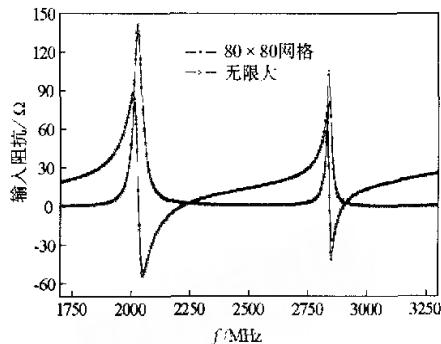


图 6 不同尺寸介质基底双层天线输入阻抗随频率变化特性

没有单层天线那样明显, 但随着基底尺寸减小, 输入阻抗在低频谐振点处的值有所减小, 在高频谐振点处的值有所增大。与文献[12]中的图 4 相比较可以看出, 本文结果比矩量法结果更加接近实验值。方向图结果在图 7 中给出, 频率均为 2.05 GHz。

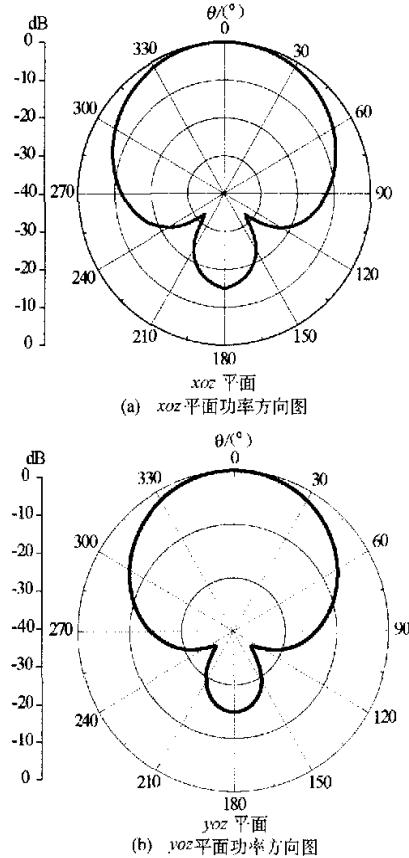


图 7 双层微带天线的辐射方向图

计算中 FDTD 迭代到 1.5 万步,然后进行 GPOF 外推计算至 15 万步,采样区间为 1 万~1.4999 万时间步,模型阶数为 20 阶。由图 5 和图 7 可见,有限大介质基底导致方向图产生背瓣。

4 结论

本文通过将 UPML 引入微带天线的 FDTD 分析,使计算空间大为缩小;在输入阻抗和方向图的计算中使用了 GPOF 方法对晚时响应进行外推预估,计算时间缩短了 70%~90%;探针半径的效应通过针对金属细线的算法结合至 FDTD 中,有效地减少了近远场变换中 DFT 的计算量;讨论了激励源问题并对时域电压波形不收敛于零的问题提出了解决办法。计算实例表明,本文所采用的方法与现有文献及实验数据相比,具有很好的精度和稳定性,且计算时间大大缩短。

参 考 文 献

- [1] Kai Fong Li, Wei Chen. Advances in Microstrip and Printed Antennas. John Wiley & Sons, Inc., 1997
- [2] Xiao Lei Zhang, Mei K K. Time-domain finite difference approach to the calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuities. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1988, 36(12): 1775 ~ 1787
- [3] Sheen D M, Ali S M, Abouzahra M D, Kong J A. Application of the three-dimensional finite-difference time-domain method to the analysis of planar microstrip circuits. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1990, 38(7): 849 ~ 856
- [4] Gedney S D. An anisotropic PML absorbing media for FDTD solution of fields in lossy dispersive media. Electromagnetics, 1996, 16: 399 ~ 415
- [5] Umashankar K R, Taflove A, Beker B. Calculation and experimental validation of induced currents in coupled wires in an arbitrary shaped cavity. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1987, 35(11): 1248 ~ 1257
- [6] Sarkar T K, Pereira O. Using the matrix pencil method to estimate the parameters of a sum of complex exponentials. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 1995, 37(1): 48 ~ 55
- [7] Zhao A P, Raisanen A V. Application of a simple and efficient source excitation technique to the FDTD analysis of waveguide and microstrip circuits. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, 1996, 44(9): 1535 ~ 1539
- [8] Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorbing of electromagnetic waves. Journal of Computational Physics, 1994, 114: 185 ~ 200
- [9] Yee K S. Numerical solutions of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1966, 14(5): 302 ~ 307
- [10] Lubbers R J, Langdon H S. A simple feed model that reduces time steps needed for FDTD antenna and microstrip calculations. IEEE Trans. Antenna and Propagation, 1996, 44(7): 1000 ~ 1005
- [11] Taflove Allen. Computational Electrodynamics —— The Finite Difference Time-Domain Method. Boston: Artech House, 1995
- [12] Hassani H R, Syahkal D M. Full - wave analysis of stacked rectangular microstrip antennas. Proc. of IEE Sixth International Conference on Antennas and Propagation, ICAP89, Part 1: Antennas, 1989, 369 ~ 373

何 芒 男,1976 年 6 月生。1998 年毕业于北京理工大学电子工程系电磁场与微波技术专业,同年免试攻读该专业硕士学位,2000 年提前攻博。研究方向为共形微带天线分析与设计,分层媒质中电波辐射与传播和计算电磁学。

E-mail: he_mang@hotmail.com

徐晓文 男,1957 年 2 月生。北京理工大学电子工程系电磁场与微波技术专业教授,博导。主要研究方向为分层媒质中电波辐射与传播,超低副瓣相控阵天线、宽带微带天线、共形相控阵天线和智能天线等。

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深，让许多工程师望而却步，然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上，我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识，借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养，推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程，化繁为简，直观易学，可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛，让天线设计不再难…



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书，课程从基础讲起，内容由浅入深，理论介绍和实际操作讲解相结合，全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程，可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计，让天线设计不再难…

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程，由经验丰富的专家授课，旨在帮助您从零开始，全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程，边操作边讲解，直观易学；购买套装同时赠送 3 个月在线答疑，帮您解答学习中遇到的问题，让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程，培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合，全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作，同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习，可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试…

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立，一直致力于专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养；后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com)，现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地，成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 **ADS**、**HFSS** 等专业软件使用培训课程，广受客户好评；并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书，帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、国人通信等多家国内知名公司，以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年，10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养，更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果，又能免除您舟车劳顿的辛苦，学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲，结合实际工程案例，直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>