

封装微带电路网络特性的矩量法分析

王 鹏 谢拥军

(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 该文首先对封装微带电路建立了以混合位积分方程(MPIE)描述的矩量法(MoM)分析模型,采用了复镜像技术,准确计算了 Green 函数并表达为简洁闭式。进而考虑了边壁对电路的影响,计算并修正了阻抗矩阵。在此研究的基础上,该文将 Eleftheriades(1996)中的模型扩展为封装模型,提取出封装微带电路的网络特性,最后的数值结果表明封装效应对微带电路的网络特性有着很重要的影响。

关键词 微带电路, 网络特性, 矩量法, 复镜像, 广义反射系数

中图分类号: TN817

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2006)11-2171-04

The Network Characteristic Analyses of the Packaged Microstrip Circuits by Using MoM

Wang Peng Xie Yong-jun

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

Abstract In this paper, a Method of Moments (MoM) model of packaged microstrip circuit is presented, which is described by Mixed Potential Integral-Equation (MPIE). The Green's functions of a horizontal electric dipole for the covered microstrip circuits can be expressed as the closed form by the Discrete Complex Image Method (DCIM). Then the influence of the enclosure side walls is considered by the equivalent image currents and the impedance matrix is modified further. Finally, the Eleftheriades'(1996) model is extended to package model and the packaged microstrip network characteristics are extracted. The numerical results show the package effect could make an important difference on the network characteristics of the microstrip circuits.

Key words Microstrip circuit, Method of Moment (MoM), Complex images, Generalized reflection coefficients

1 引言

随着微波毫米波集成电路的日益广泛应用,对其准确地分析和设计的需求越来越突出。近年来众多学者对分层介质以及全波分析等方面的研究,使得现代分析微带电路的方法日益精确。然而,大多数学者研究的是不加封装的开放模型,而实际中应用的则是封装电路,由于模型的不准确性,给准确分析电路特性带来了困难^[1]。

Jackson 研究了如图 1 所示的带封装的微带电路模型^[2],并考虑了边壁影响,应用谱域技术计算了分层介质的格林函数,又采用矩量法(MoM)来求解电场积分方程(EFIE)。在谱域技术中,格林函数被表达成Sommerfeld积分的形式,准确计算Sommerfeld积分成为应用谱域技术的关键。文献[2]将这一积分表示成无穷项留数之和,每个留数对应于一种传播模式。计算距离源较远处的场,只需用少数传播模式即可,当计算源附近的场时,还需要计算很多凋落模式的场。这实际上是一种模式展开的方法,这种方法被证实在源附近的区域收敛很慢,这直接影响到自阻抗的准确性,从而很大程度上

影响到最后结果的准确性。

复镜像技术^[3]较好地解决了这一问题。该技术首先提取出表面波部分,对剩余的非主要部分用Prony方法作非线性近似,利用Sommerfeld等式解析地表示成复镜像形式。所以可以用较少项的复镜像来准确近似格林函数。

本文以混合位积分方程(MPIE)为基础,重新推导了微带电路封装模型的格林函数,将复镜像技术准确地近似源附近的格林函数。EFIE的积分核中有二次偏导^[2],而MPIE中只有散度运算,因此具有较EFIE弱的奇异性,更利用数值计算。对于封闭电路问题,可以采用有限元法(FEM)或时域有限差分法(FDTD)来分析,然而这两种方法都是对整个封装区域进行体剖分,而MoM则只需对电路部分进行表面剖分,未知数的数目要少得多,因此本文选择MoM方法,以提高数值分析的效率。本文又进而考虑了边壁影响,以电场积分方程修正了阻抗矩阵,由于积分方程的选择在数值上不会影响阻抗矩阵,所以这样的做法是可行且有效的。用此方法重新计算了文献[2]中的算例,结果证实了该方法的正确性。在此基础上,本文将文献[1]的研究模型修正为封装电路的模型,并研究了封装微带电路的网络特性,利用阻抗矩阵提取出网络参数,结果表明封装效应对网络特性有很大影响。

2005-03-08 收到, 2005-07-25 改回

国家自然科学基金(60201002)和新世纪优秀人才支持计划(NCET-04-0950)资助课题

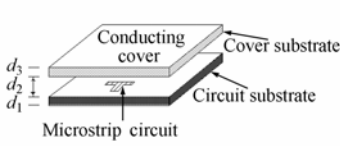


图1 封装 MMIC 内部的分层结构
Fig.1 Layered structure in the interior of an MMIC

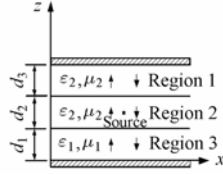


图2 金属封装的三层介质模型
Fig.2 Three layers model with conducting cover

2 理论

2.1 封装微带电路的格林函数

分层介质的电流并矢格林函数可由矢量位和标量位表示, 矢量位函数并不是可以唯一定义的^[4], 本文使用如下形式

$$\bar{G}_A = (\mathbf{xx} + \mathbf{yy})G_{xx}^A + \mathbf{zx}G_{zx}^A + \mathbf{zy}G_{zy}^A + \mathbf{zz}G_{zz}^A \quad (1)$$

对于水平电偶极子, 我们关心的是并矢的 \mathbf{xx} 分量。矢量位和标量位格林函数可以表示为

$$G_{xx}^A = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{j2k_{z0}} T_{TE} \cdot H_0^{(2)}(k_\rho \rho) k_\rho dk_\rho \quad (2)$$

$$G_q = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{j2k_{z0}} T_q \cdot H_0^{(2)}(k_\rho \rho) k_\rho dk_\rho \quad (3)$$

T_q 与 T_{TE} 和 T_{TM} 满足如下关系:

$$T_q = T_{TE} + \frac{k_{z0}^2}{k_\rho^2} \left(T_{TE} + \frac{1}{jk_{z0}} \frac{\partial T_{TM}}{\partial z} \right) \quad (4)$$

T_{TE} 和 T_{TM} 可以用广义反射系数^[5]求解出来。如图2所示的三层介质的金属封装模型, T_{TE} 和 T_{TM} 可表示为

$$T_{TE}(z, z') = e^{-jk_{z2}|z-z'|} + Ae^{-jk_{z2}z} + Be^{jk_{z2}z} \quad (5)$$

$$T_{TM}(z, z') = \pm e^{-jk_{z2}|z-z'|} + Ce^{-jk_{z2}z} + De^{jk_{z2}z} \quad (6)$$

其中

$$A = \tilde{R}_{21}^{TE} \left[e^{-jk_{z2}(z'-d_1)} + e^{-jk_{z2}d_2} \tilde{R}_{23}^{TE} e^{-jk_{z2}(d_1+d_2-z')} \right] \cdot e^{jk_{z2}d_1} \cdot \tilde{M}_m^{TE} \quad (7)$$

$$B = \tilde{R}_{23}^{TE} \left[e^{-jk_{z2}(d_1+d_2-z')} + e^{-jk_{z2}d_2} \tilde{R}_{21}^{TE} e^{-jk_{z2}(z'-d_1)} \right] \cdot e^{-jk_{z2}(d_1+d_2)} \cdot \tilde{M}_m^{TE} \quad (8)$$

$$C = \tilde{R}_{21}^{TM} \left[-e^{-jk_{z2}(z'-d_1)} + e^{-jk_{z2}d_2} \tilde{R}_{23}^{TM} e^{-jk_{z2}(d_1+d_2-z')} \right] \cdot e^{jk_{z2}d_1} \cdot \tilde{M}_m^{TM} \quad (9)$$

$$D = \tilde{R}_{23}^{TM} \left[e^{-jk_{z2}(d_1+d_2-z')} - e^{-jk_{z2}d_2} \tilde{R}_{21}^{TM} e^{-jk_{z2}(z'-d_1)} \right] \cdot e^{-jk_{z2}(d_1+d_2)} \cdot \tilde{M}_m^{TM} \quad (10)$$

$$\tilde{M}_m^{TE(TM)} = \left[1 - \tilde{R}_{21}^{TE(TM)} \tilde{R}_{23}^{TE(TM)} e^{-jk_{z2}2d_2} \right]^{-1} \quad (11)$$

式(7)~式(10)中的 $\tilde{R}_{21}^{TE(TM)}$, $\tilde{R}_{23}^{TE(TM)}$ 为广义反射系数

$$\tilde{R}_{21}^{TE(TM)} = \frac{R_{21}^{TE(TM)} + \tilde{R}_0^{TE(TM)} e^{-jk_{z1}2d_1}}{1 + R_{21}^{TE(TM)} \tilde{R}_0^{TE(TM)} e^{-jk_{z1}2d_1}} \quad (12)$$

$$\tilde{R}_{23}^{TE(TM)} = \frac{R_{23}^{TE(TM)} + \tilde{R}_3^{TE(TM)} e^{-jk_{z3}2d_3}}{1 + R_{23}^{TE(TM)} \tilde{R}_3^{TE(TM)} e^{-jk_{z3}2d_3}} \quad (13)$$

当为 TE 波时, $\tilde{R}_0^{TE} = \tilde{R}_3^{TE} = -1$

$$R_{21}^{TE} = \frac{\mu_1 k_{z2} - \mu_2 k_{z1}}{\mu_1 k_{z2} + \mu_2 k_{z1}} \quad (14)$$

$$R_{23}^{TE} = \frac{\mu_3 k_{z2} - \mu_2 k_{z3}}{\mu_3 k_{z2} + \mu_2 k_{z3}} \quad (15)$$

当为 TM 波时, $\tilde{R}_0^{TM} = \tilde{R}_3^{TM} = 1$

$$R_{21}^{TM} = \frac{\epsilon_1 k_{z2} - \epsilon_2 k_{z1}}{\epsilon_1 k_{z2} + \epsilon_2 k_{z1}} \quad (16)$$

$$R_{23}^{TM} = \frac{\epsilon_3 k_{z2} - \epsilon_2 k_{z3}}{\epsilon_3 k_{z2} + \epsilon_2 k_{z3}} \quad (17)$$

2.2 Sommerfeld 积分的计算

式(2)和式(3)是一种 Sommerfeld 形式的积分, 该形式的积分由于其被积函数的剧烈振荡而收敛很慢, 所以如何计算该积分成为谱域技术的关键性问题。

文献[2]以电场积分方程(EFIE)为基础, 根据留数定理, 积分可由路径所围极点的留数来计算。这实际上是一种模式展开的方法。在带有封装的微带结构中, 留数对应的是有限项传播模和无穷项凋落模。在距离源较远的区域, 只用有限项传播模就可以准确地计算电场; 在距离源很近的区域, 文献[2]的方法是取传播模和较多项凋落模来计算电场, 这种模式展开方法在源附近收敛很慢, 影响阻抗矩阵的准确性。图3所示的是文献[2]中 G^{TM} 在 ρ 比较小时的收敛情况, 其中 $d_1 = 0.1 \text{ mm}$, $d_2 = 0.3 \text{ mm}$, $d_3 = 0.1 \text{ mm}$, 相应的介电常数为 $\epsilon_{r1} = 12.7$, $\epsilon_{r2} = 1.0$, $\epsilon_{r3} = 12(1-j)$, n 代表所取留数的项数。

本文采用复镜像技术^[3,6]来计算式(2)和式(3)中的 Sommerfeld 积分, 用这种方法可以准确计算源附近的格林函数值。首先选取积分路径, 其参数方程为

$$k_{z0} = k_0 \left[-jt + \left(1 - \frac{t}{T_0} \right) \right], \quad 0 \leq t \leq T_0 \quad (18)$$

其中 T_0 为截断点, 一般可以取 10~20, 本文取 15。文献[3]用Prony方法做非线性逼近, 要求被近似的函数变换缓慢, 才能得到很好的结果。本文用GPOF(Generalized Pencil-Of-Function)^[7]方法对 T_{TE} 和 T_q 作非线性逼近, 用这种方法对于变化比较复杂的函数, 也可以逼近得很好, 因此更适合本文研究的对象。

$$T_{TE} \approx \sum_{i=1}^N A_i e^{B_i t} = \sum_{i=1}^N a_i e^{-b_i k_{z0}} \quad (19)$$

其中 $a_i = A_i e^{B_i T_0 / (1+jT_0)}$, $b_i = B_i T_0 / k_0 (1+jT_0)$ 。

将式(19)代入式(2), 并由 Sommerfeld 等式

$$\frac{e^{-jkr}}{r} = -\frac{j}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_\rho}{k_z} H_0^{(2)}(k_\rho \rho) e^{-jk_z z} dk_\rho \quad (20)$$

可得

$$G_A^{xx} = \frac{e^{-jk_0 r_0}}{r_0} + \sum_{i=1}^N a_i \frac{e^{-jk_0 r_i}}{r_i} \quad (21)$$

其中 $r_0 = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}$, $r_i = \sqrt{\rho^2 + (z-z' - jb_i)^2}$ 。

同理可得 $G_q = \frac{e^{-jk_0 r_0}}{r_0} + \sum_i^N a'_i \frac{e^{-jk_0 r_i}}{r_i}$, $r_i = \sqrt{\rho^2 + (z+z'-jb'_i)^2}$ 。

2.3 边壁效应

通过复镜像技术，我们准确计算出了封装模型的MPIE中的矢量和标量格林函数。但是，由于边壁的存在，电流会产生一系列的无穷镜像，如图 4 所示。所以需要利用上述格林函数计算的阻抗矩阵进行修正。由于镜像电流一般距离原电流较远，水平电偶极子的格林函数可近似为^[2]

$$G_{xx} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{-j}{2\beta_0^{TM}} \text{Res} \left[Q_{TM}(\beta_0^{TM}) \right] \cdot H_0^{(2)}(\beta_0^{TM} |\rho_i - \rho_j|) \quad (22)$$

其中 β_0^{TM} 为表面波传播常数， $\text{Res} \left[Q_{TM}(\beta_0^{TM}) \right]$ 为 Q_{TM} 在 β_0^{TM} 处的留数值。 Q_{TM} 的表达式参见文献[2]附录 I。由原电流和镜像电流表示的总电流可写为

$$J_x(x, y) = f^i(x) g^i(y) \quad (23)$$

$$f^i(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [f(x-2na) + f(2W_1-x+2na)] \quad (24)$$

$$g^i(y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [g(y-2mb) - g(2W_4-y+2mb)] \quad (25)$$

总镜像电流可以表示为

$$J_x^{\text{imag}} = f^i(x) g^i(y) - f(x) g(y) \quad (26)$$

如果第 j 个电流的镜像电流位于 (x_α, y_β) 处，则镜像电流 J_x^{imag} 产生的电场为

$$E_x^{\text{imag}} = \frac{-j}{2\beta_0^{TM}} \text{Res} \left[Q_{TM}(\beta_0^{TM}) \right] \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (R_{0j}^{xTM})^{\text{imag}} \quad (27)$$

其中

$$\begin{aligned} (R_{0j}^{xTM})^{\text{imag}} &= \iint dx' dy' \sum_{\alpha, \beta} s_\beta f_j(x' - x_\alpha + x_j) g_j(y' - y_\beta + y_j) \\ &\cdot H_0^{(2)} \left(\beta_0^{TM} \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right) \\ &\approx \langle J_{yj} \rangle \sum_{\alpha, \beta} s_\beta H_0^{(2)} \left(\beta_0^{TM} \sqrt{(x-x_\alpha)^2 + (y-y_\beta)^2} \right) \end{aligned} \quad (28)$$

$\langle J_{yj} \rangle = \iint dx dy J_{yj}(x, y)$, s_β 取 ± 1 来表示镜像电流的极性，这依赖于 y_β 的位置。最后，边壁的效应对阻抗矩阵的影响为

$$Z_{ij}^{\text{imag}} \approx -\langle J_{xi} \rangle \frac{-j}{2\beta_0^{TM}} \text{Res} \left[Q_{TM}(\beta_0^{TM}) \right] \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (R_{0j}^{xTM})^{\text{imag}} \quad (29)$$

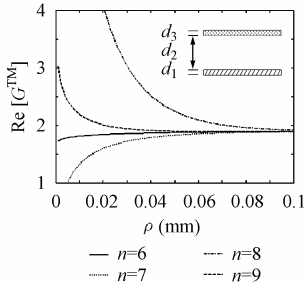


图 3 模式展开方法
在源附近的收敛性
Fig.3 The convergence
of the Green's function
near the source using

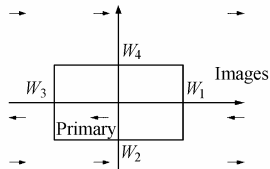


图 4 封装下原电流
和无穷镜像电流
Fig.4 Schematic drawing
of an enclosed current
and a few of image currents

the mode-expansion

对阻抗矩阵的修正可以化简为一个快速收敛的求和序列。由图 4 可以看出，产生的镜像为无穷多项，通过对一维方向上进行级数求和可得解析形式，在另一维上取有限项截断即可收敛，本文取截断项为 20，数值结果表明收敛情况良好。式 (28) 中 x_α, y_β 的具体定义及求和方法见文献[2]附录 II。

2.4 提取网络特性

利用上述方法，我们可以准确计算出微带结构的阻抗矩阵。为了得到微带电路的网络特性，我们还需为电路加入激励源。我们采用理想缝隙电压源的方法来加入激励，从而提取出网络参数来^[1]。

如图 5 所示，用理想缝隙电压源激励微带电路的端口，激励电场可以表示为

$$E^{\text{inc}} = V_m^i \delta(r-r') n_m \quad (30)$$

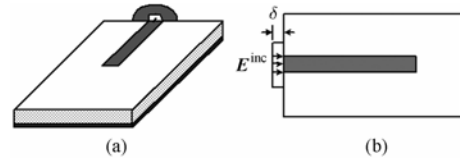


图 5 (a) 每个端口的物理激励模型
(b) 理想缝隙电压源激励的端口

Fig.5 (a) The physical excitation model for each port
(b) A delta gap voltage source exciting the port

端口处用半个基函数展开，应用矩量法过程可以重新得到包含端口的阻抗矩阵及矩阵方程

$$\begin{bmatrix} \mathbf{Z}^{\text{tt}} & \mathbf{Z}^{\text{tc}} \\ \mathbf{Z}^{\text{ct}} & \mathbf{Z}^{\text{cc}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I}^i \\ \mathbf{I}^c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{V}^i \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (31)$$

其中 \mathbf{Z}^{tt} 为端口自阻抗矩阵，包含每个端口的自阻抗和端口之间的互阻抗； \mathbf{Z}^{tc} 和 \mathbf{Z}^{ct} 为端口与微带电路的互阻抗矩阵； \mathbf{Z}^{cc} 为微带电路的阻抗矩阵，即未加端口时计算的阻抗矩阵。由网络理论可知，反映微带电路网络特性的 \mathbf{Z} 参数可由下式得到

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}^{\text{tt}} - \mathbf{Z}^{\text{tc}} \cdot \mathbf{Z}^{\text{cc}^{-1}} \cdot \mathbf{Z}^{\text{ct}} \quad (32)$$

得到了 \mathbf{Z} 参数，我们进而可以求得其他参数，也就知道了该网络的特性。

3 数值结果

为了检验结果的正确性，这里仍计算文献[2]中的算例。图 6 所示的是封装模型的标量 Green 函数，并和无封装模型做了比较，可以看出当源与观察点距离较近时，复镜像结果和数值积分结果吻合良好。工作频率为 60GHz，结构参数为 $d_1 = 0.1 \text{ mm}$, $d_2 = 0.3 \text{ mm}$, $d_3 = 0.1 \text{ mm}$, $W_1 = 3.77 \text{ mm}$, $W_2 = -2.70 \text{ mm}$, $W_3 = -6.23 \text{ mm}$, $W_4 = 3.30 \text{ mm}$, 相应的介电常数为 $\epsilon_{r1} = 12.7$, $\epsilon_{r2} = 1.0$, $\epsilon_{r3} = 12(1-j)$ 。计算一个长 1.55 mm, 宽 0.2 mm 的偶极子，在偶极子的中央用理想缝隙激励。图 7 所示的是有边壁和无边壁情况下偶极子的输入阻抗，计算结果和原文献一致，可以证明本文的方法是正

确的。

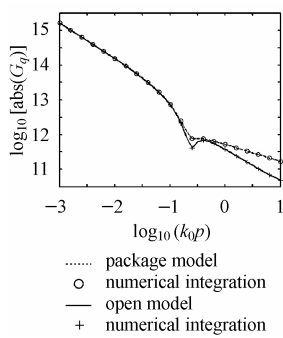


图6 封装模型与无封装模型的标量格林函数
Fig.6 Comparison between covered model and open model

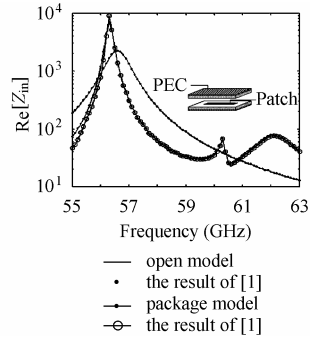


图7 封装模型电偶极子的输入阻抗实部的频率响应
Fig.7 Frequency response of the real part of the input impedance of a dipole

我们考虑一段传输线作为一个双端口网络，微带各层介电常数及厚度仍和上一算例一致。计算得到的网络参数 Z_{11} 的实部和虚部如图9、图10所示。可以看到，封装效应对微带电路的网络特性有很大影响。

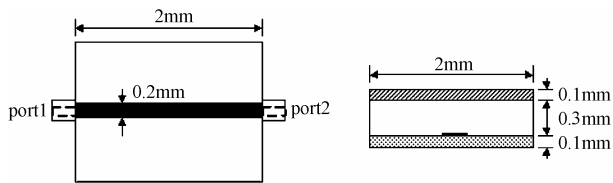


图8 双端口微带传输线
Fig.8 A two ports network of a microstrip transmission line

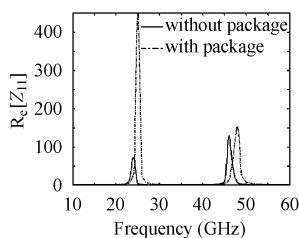


图9 微带传输线网络 Z_{11} 的实部
Fig.9 The real part of Z_{11} for the microstrip transmission line

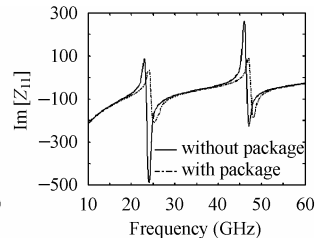


图10 微带传输线网络 Z_{11} 的虚部
Fig.10 The imaginary part of Z_{11} for the microstrip transmission line

4 结束语

本文以混合位积分方程分析了微带电路的封装效应，用复镜像技术准确计算了格林函数。可以看出，封装效应对格林函数的影响是显著的。本文考虑了这一影响，并给出了准确计算的方法，并将这一研究结果应用于封装微带电路的网络参数提取，从而建立了封装微波毫米波集成电路网络参数的全波分析方法。

参考文献

- [1] Eleftheriades George V, Mosig Juan R. On the network characterization of plana passive circuits using the method of moments. *IEEE Trans. on Microwave Theory Tech.*, 1996, MTT-44(3): 438-445.
- [2] Jackson R W. The use of side wall images to compute package effects in MOM analysis of MMIC circuits. *IEEE Trans. on Microwave Theory Tech.*, 1993, MTT-41(3): 406-414.
- [3] Chow Y L, Yang J J, Fang D G, et al.. A closed-form spatial Green's function for the thick microstrip substrate. *IEEE Trans. on Microwave Theory Tech.*, 1991, MTT-39(3): 588-592.
- [4] Yang J J, Chow Y L, Howard G E, et al.. Complex images of an electric dipole in homogeneous and layered dielectrics between two ground planes. *IEEE Trans. on Microwave Theory Tech.*, 1992, MTT-40(3): 595-600.
- [5] Weng Cho Chew 著, 聂在平, 柳清伙译. 非均匀介质中的场与波. 北京: 电子工业出版社, 1992, 55-64.
- [6] Hua Y, Sarkar T K. Generalized pencil-of-function method for extracting poles of an EM system from its transient response. *IEEE Trans. on Antennas Propagat.*, 1989, AP-37(2): 229-234.
- [7] Michalski K A, Zheng D. Electromagnetic scattering and radiation by surfaces of arbitrary shape in layered media, Part I: Theory. *IEEE Trans. on Antennas Propagat.*, 1990, AP-38(3): 335-344.

王 鹏: 男, 1980年生, 博士生, 从事电磁场数值计算的研究和应用工作。
谢拥军: 男, 1968年生, 教授, 博士生导师, 研究方向为计算微波与计算电磁学、微波通信、电磁兼容及电波传播特性等。