基于高阶叠层矢量基函数的时域电磁场积分方程方法

任 仪, 赵延文, 聂在平
(电子科技大学电子工程学院, 四川成都 610054)

摘 要: 本文将准正交高阶叠层矢量基函数用于时域电磁场积分方程(TDIE), 求解了三维金属目标的时域电磁散射问题. 准正交高阶叠层矢量基函数定义在曲面四边形单元上, 并且不要求网格为规范网格, 给复杂目标的几何建模和电磁建模带来很大方便. 在空间上利用伽略金方法、时间上采用点匹配法求解时域电磁场积分方程, 并采用隐式时间步进算法, 数值计算结果表明了该方法求解时域积分方程的精确性、高效性与稳定性.

关键词: 高阶方法; 高阶叠层矢量基函数; 时域电磁场积分方程
中图分类号: TN011 文献标识码: A 文章编号: 0372-2112 (2008) 03-0516-04

Time-Domain Integral Equations Using Higher Order Hierarchical Vector Basis Functions

REN Yi, ZHAO Yan-wen, NIE Zai-ping
(*School of Electronic Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China*)

Abstract: The near orthogonal hierarchical vector basis functions are used for solving three-dimensional time-domain electromagnetic integral equations (TDIE) of the metallic object. This basis functions are defined on the bilinear quadrilateral, and not require the patches conform which will make the geometry modeling easy. Those bases are implemented with Galerkin's method in space and point match in time domain for the solution of TDIE, and the implicit matching on time method is used in this paper. Simulation results are given to show the high accuracy, efficiency and stability of this method.

Key words: higher order method; higher order hierarchical vector basis functions; time-domain electromagnetic integral equations

1 引言

采用时域电磁场积分方程方法(TDIE)计算均匀媒质中理想导体目标的时域电磁问题具有精度高、未知量少等优点[1~5], 是目前工程时域电磁场分析最主要的方法之一. 但是, 传统的基于低阶基函数(如 RWG[6], Rooftop 基函数)的 TDIE 存在计算复杂度高、存储量大的问题, 严重地影响了 TDIE 的广泛应用. 此问题的解决办法之一就是使用高阶方法减少未知量, 以达到降低计算量和存储量的目的. 所谓高阶方法即是在空间上采用高阶大贴片曲面拟合目标的散射表面, 并采用高阶基函数来描述目标表面上的感应电流. 目前, 已有多位学者将高阶方法用到TDIE 中[7~9], 并获得了较好的计算精度和计算效率. 但传统的高阶方法使用的空间基函数多为高阶插值基函数, 而在应用高阶插值基函数时, 不同单元的阶数必须保持一致, 而且阻抗矩阵的条件数会随基函数阶数的增加而快速增加[10]. 文献[11]提出一种准正交的高阶叠层矢量基函数, 并将其用于频域电磁场积分方程中, 取得了较高的计算效率. 该基函数自动满足电流连续性, 并且不同的基函数之间具有准正交性, 使得对应的频域阻抗矩阵具有良好的条件数, 迭代求解时具有很好的收敛性. 此外, 这种新型基函数不仅可以大大降低未知量数目, 提高矩阵的填充效率, 不同单元还可以选取不同阶数, 极大的方便了几何建模与电磁建模. 本文将采用这种新型的高阶叠层矢量基函数作为空间基函数来求解时域电磁场积分方程; 除具有频域积分方程方法相同的优点外, 还极大地加速了时域积分方程矩量法的时间和空间积分运算. 本文通过典型的数值计算实例证明了该方法的高效性、精确性与后时稳定性.

2 准正交的高阶叠层矢量基函数

假设散射体表面由曲面四边形单元进行拟合, 并且每个单元的局部坐标定义在区间 $-1 \leqslant u, v \leqslant 1$ 上, 则单元上任一点的时域电流可表示成:

$$\boldsymbol{J}_s(u, v; t) = J_{su}(u, v; t)\,\boldsymbol{a}_u + J_{sv}(u, v; t)\,\boldsymbol{a}_v \quad (1)$$

其中, $\boldsymbol{a}_u = \partial \boldsymbol{r}/\partial u$ 和 $\boldsymbol{a}_v = \partial \boldsymbol{r}/\partial v$ 为协变单位矢量. $\boldsymbol{r}(u, v)$ 为单元上与空间坐标 $\boldsymbol{r}(x, y, z)$ 相对应的局部参数坐标. 不失一般性, 当采用准正交的高阶叠层矢量基函

收稿日期: 2007-02-27; 修回日期: 2007-08-06
基金项目: 国家自然科学基金(No. 60571022, 60431010); 国家部级基金(No. 9140A03010507D0209)

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

数时, 可将 u 方向的电流展开为:

$$\boldsymbol{J}_{su}(u,v;t)=\sum_{i=0}^{M_u}\sum_{j=0}^{N_v}\boldsymbol{I}_{ij}^{u}(t)f(\boldsymbol{r})=\frac{1}{\eta_s(u,v)}\sum_{i=0}^{M_u}\sum_{j=0}^{N_v}I_{ij}^{u}(t)\,\widetilde{C}_i\widetilde{P}_i(u)\,C_jP_j(v)\quad(2)$$

其中 $I_{ij}^{u}(t)$ 为与时间相关的待求系数. M_u 与 N_v 分别是 $\widetilde{P}_i(u)$ 和 $P_j(v)$ 展开阶数. $P_j(v)$ 为勒让德多项式:

$$P_j(v)=\frac{1}{2^j j!}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}v^j}(v^2-1)^j\quad(3)$$

$\widetilde{P}_i(u)$ 为修正勒让德多项式:

$$\widetilde{P}_i(u)=\begin{cases}1-u, & i=0\\ 1+u, & i=1\\ P_i(u)-P_{i-2}(u), & i\geqslant 2\end{cases}\quad(4)$$

$\eta_s(u,v)=|\boldsymbol{a}_u\times\boldsymbol{a}_v|$ 为曲面建模时的雅可比因子. $\widetilde{C}_i$ 和 C_j 是与 $\widetilde{P}_i(u)$ 和 $P_j(v)$ 相对应的尺度因子:

$$\widetilde{C}_i=\begin{cases}\sqrt{3}/4, & i=0,1\\ 0.5\sqrt{(2i-3)(2i+1)/(2i-1)}, & i\geqslant 2\end{cases}\quad(5)$$

$$C_j=\sqrt{j+1/2},\ j=0,1,\cdots,N_v\quad(6)$$

J_{sv} 与式(2)类似, 只需要将式(2)中的 u 与 v 互换即可得到. 另外, 为了满足电流展开与电荷展开的完备性, 基函数的阶数 M 和 N 最好满足 $M_u=N_v+1^{[12]}$.

3　时域电磁场积分方程及其时间步进算法

假设 S 表示位于均匀介质中的理想导体表面, 瞬态入射场电场 $\boldsymbol{E}^{\mathrm{inc}}(\boldsymbol{r},t)$ 将在理想导体表面 S 上产生感应电流 $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$ 和感应电荷 $\delta(\boldsymbol{r},t)$, 而 $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$ 又要产生散射电场 $\boldsymbol{E}^{\mathrm{scat}}(\boldsymbol{r},t)$ 和散射磁场 $\boldsymbol{H}^{\mathrm{scat}}(\boldsymbol{r},t)$. 利用理想导体表面切向电场和磁场的边界条件, 可以得到时域积分方程为:

$$\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}^{\mathrm{inc}}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{n}\times\left[\frac{\partial\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t)}{\partial t}+\nabla\Phi(\boldsymbol{r},t)\right],\ \boldsymbol{r}\in S\quad(7)$$

$$\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{inc}}(\boldsymbol{r},t)=\frac{\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)}{2}-\frac{1}{\mu}\boldsymbol{n}\times\nabla\times\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t),\ \boldsymbol{r}\in S\quad(8)$$

其中 $\boldsymbol{n}$ 为理想导体表面 S 的单位外法向矢量, 而矢量位 $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t)$ 和标量位 $\Phi(\boldsymbol{r},t)$ 分别为:

$$A(\boldsymbol{r},t)=\frac{\mu}{4\pi}\int_s\frac{J(\boldsymbol{r}',t-R/c)}{R}\mathrm{d}S'\quad(9)$$

$$\Phi(\boldsymbol{r},t)=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_s\frac{\delta(\boldsymbol{r}',t-R/c)}{R}\mathrm{d}S'\quad(10)$$

其中 $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$ 与 $\delta(\boldsymbol{r},t)$ 满足电荷守衡. $R=|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|$ 为场点 $\boldsymbol{r}$ 与源点 $\boldsymbol{r}'$ 之间的距离, ε 和 μ 分别为散射体周围介质的介电常数和磁导率, 而 c 为电磁波在其中的传播速度.

为利用空间基函数 $f_n(\boldsymbol{r})(n=1,2,\cdots,N)$ 和时间基函数 $T_l(t)(l=1,2,\cdots,N_l)$, 可以将散射体表面上未知的感应电流 $\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)$ 表示为:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r},t)&=\sum_{l=1}^{N_l}\sum_{k=1}^{N}I_k^lT_l(t)\boldsymbol{f}_k(\boldsymbol{r})\\&=\sum_{l=1}^{N_l}\sum_{n=1}^{N_e}\frac{1}{\eta_s(n,v)}\left(\sum_{i=0}^{M_u}\sum_{j=0}^{M_v}I_{n,i,j}^{l,u}\boldsymbol{a}_uT_l(t)\,\widetilde{C}_i\widetilde{P}_i(u)\,C_jP_j(v)\right.\\&\quad\left.+\sum_{i=0}^{M_v}\sum_{j=0}^{M_u}I_{n,i,j}^{l,v}\boldsymbol{a}_vT_l(t)\,\widetilde{C}_i\widetilde{P}_i(v)\,C_jP_j(u)\right)\end{aligned}\quad(11)$$

其 I_k^l 中为与时空基函数 $\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r})T_l(t)$ 相关的待求加权系数, N、N_e、N_l 分别表示未知量个数、单元数和时间迭代步数. 在本文中, 时间基函数 $T_l(t)=(t-l\Delta t)$ (Δt 为时间步长) 选为三角形基函数[13,14], 而空间基函数 $\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r})$ 则选为前面介绍的准正交的高阶叠层矢量基函数. 将式(11)代入式(7)和(8), 并在空间上采用伽略金方法, 时间上采用点匹配方法(时间匹配点为 $k\Delta t$)可以得到时间步进算法的递推公式:

$$\boldsymbol{M}_0^E\cdot\boldsymbol{J}_k=\boldsymbol{V}_k^{E,\mathrm{inc}}-\sum_{l=1}^{k-1}\boldsymbol{M}_l^E\cdot\boldsymbol{J}_{k-l}\quad(12)$$

$$\boldsymbol{M}_0^{\mathrm{H}}\cdot\boldsymbol{J}_k=\boldsymbol{V}_k^{H,\mathrm{inc}}-\sum_{l=1}^{k-1}\boldsymbol{M}_l^{\mathrm{H}}\cdot\boldsymbol{J}_{k-l}\quad(13)$$

其中各参量表示为:

$$J_k(m)=I_m^k\quad(14)$$

$$M_l^E(m,n)=\mu\int_{s_m}\int_{s_n}\left.\frac{\partial T(t)}{\partial t}\right|_{t=l\Delta t-R/c}\frac{\boldsymbol{f}_m(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r}')}{R}\mathrm{d}S'\,\mathrm{d}S+\frac{1}{\varepsilon}\int_{s_m}\int_{s_n}\left(\int_{-\Delta t}^{l\Delta t-R/c}T(t')\,\mathrm{d}t'\right)\frac{\nabla\cdot\boldsymbol{f}_m(\boldsymbol{r})\ \nabla\cdot\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r}')}{R}\mathrm{d}S'\,\mathrm{d}S\quad(15)$$

$$M_l^{\mathrm{H}}(m,n)=2\pi T(l\Delta t)\int_{s_m}\boldsymbol{f}_m(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r})\,\mathrm{d}S-\int_{s_m}\int_{s_n}\boldsymbol{f}_m(\boldsymbol{r})\frac{\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r}')\times\boldsymbol{R}}{R^3}\left(T(t)+\frac{R}{c}\frac{\partial T(t)}{\partial t}\right)\Bigg|_{t=l\Delta t-R/c}\mathrm{d}S'\,\mathrm{d}S\quad(16)$$

$$V_k^{E,\mathrm{inc}}(m)=4\pi\int_{s_m}\boldsymbol{E}^{\mathrm{inc}}(\boldsymbol{r},t_k)\cdot\boldsymbol{f}_m(\boldsymbol{r})\,\mathrm{d}S\quad(17)$$

$$V_k^{H,\mathrm{inc}}(m)=4\pi\int_{s_m}[\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}^{\mathrm{inc}}(\boldsymbol{r},t_k)]\cdot\boldsymbol{f}_m(\boldsymbol{r})\,\mathrm{d}S\quad(18)$$

而时域混合场积分方程的离散形式可以表示为:

$$\boldsymbol{M}_0^C\cdot\boldsymbol{J}_k=\boldsymbol{V}_k^{C,\mathrm{inc}}-\sum_{i=1}^{k-1}\boldsymbol{M}_l^C\cdot\boldsymbol{J}_{k-l}\quad(19)$$

其中: $\boldsymbol{M}_l^C=\alpha\boldsymbol{M}_l^E+(1-\alpha)\eta\boldsymbol{M}_l^H,\quad l=0,1,2,\cdots$　(20)

$$\boldsymbol{V}_k^{C,\mathrm{inc}}=\alpha\boldsymbol{V}_k^{E,\mathrm{inc}}+(1-\alpha)\eta\boldsymbol{V}_k^{H,\mathrm{inc}}\quad(21)$$

这样, 通过在时间步上递推求解式(12)或(13)或(19)来获得所需的每一时间步上的感应电流密度.

4　数值算例

本节中, 假定入设电场为:

$$\boldsymbol{E}^{\mathrm{inc}}(\boldsymbol{r},t)=\frac{4\hat{\boldsymbol{x}}}{T\sqrt{\pi}}\exp(-\gamma^2)\quad(22)$$

入射方向为 $-\hat{\boldsymbol{z}}$, 其中 $\gamma=4(ct-ct_0-\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{k})/T$, $ct=60\mathrm{m}$, $T=4\mathrm{m}$, 并取时间步长 $\Delta t=0.5\mathrm{ns}$.

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

图 1 所示为一 2m × 2m 的理想导体平板中心处时域感应电流的 x 分量. 图中分别给出了采用 Roof-top 基函数和采用 2 阶基函数得到的结果, 并给出将频域解进行逆傅立叶变换(IDFT) 得到的结果进行比较. 当采用 Roof-top 基函数时, 平板由 100 个四边形单元进行拟合、180 个未知量; 而采用 2 阶基函数时, 平板由 9 个四边形单元进行拟合、未知量个数降为 60. 从图中可以看出, 使用 2 阶的准正交高阶叠层矢量基函数得到的时域电流与使用 Roof-top 基函数得到的结果相吻合, 并与采用 IDFT 得到的结果相同, 而使用 2 阶的准正交高阶叠层矢量基函数使得未知量的个数减少了 2/3.

另一个例子为半径 1.0m 的理想导体球采用时域混合场积分方程(TDCFIE) 得到的结果. 当采用 Roof-top 基函数, 剖分单元的边长取为 0.2m 时, 得到 451 个曲面单元、902 个未知量; 当采用 2 阶基函数时, 剖分单元的边长取为 0.6m 时, 得到 52 个曲面单元、416 个未知量. 图 2 中给出观察点(1.0m, 78.75°, 90°) 处的总电流随时间的变化情况, 计算了 20000 个时间步(10000ns) , 以考察该算法的精度及后时稳定性. 从图 2 可以看出, 当采用准正交的高阶叠层矢量基函数时, 所得结果与采用低阶基函数得到的结果一样具有很好的稳定性和精确性.

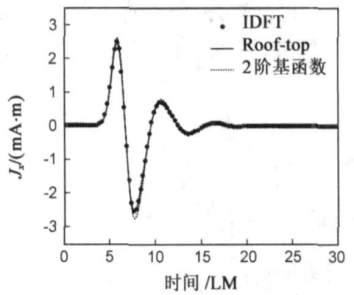


图 1 2m×2m 的理想导体平板中心点处感应电流密度 x 分量随时间的变化关系

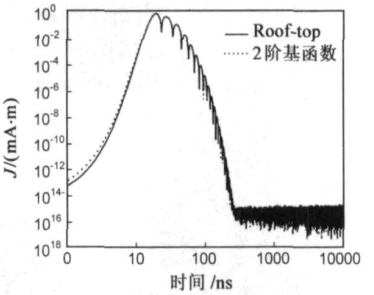


图 2 中心位于原点, 半径 1.0m 的理想导体球表面电流随时间的变化情况, 观察点为 (1.0m,78.75°,90°)

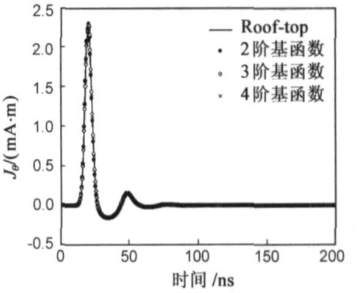


图 3 中心位于原点, 半径 2.5m 理想导体球表面电流随时间的变化情况, 观察点 (2.5m,90°,15°) 处的 θ 分量

为进一步说明采用本文算法的效率, 我们将增加所计算目标的尺寸, 以考察该算法的高效性.

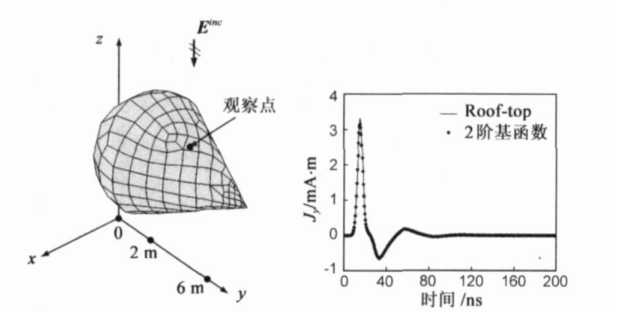
图 3 所示的为中心位于原点、半径 2.5m 的理想导体球的时域电流结果. 图中给出了采用 Roof-top 基函数与分别采用 2 阶基函数、3 阶基函数和 4 阶基函数的计算结果, 均采用的是时域混合场积分方程, 表 1 给出了该算例在计算中的主要计算参数. 通过表 1 可以看出, 使用准正交的高阶叠层矢量基函数可以大幅度减少未知量个数, 减少时域阻抗矩阵的存储量以及求解的计算量, 而通过图 3 可以看出当采用不同阶数的准正交高阶叠层矢量基函数时, 所得到的时域电流和采用 Roof-top 基函数得到的曲线完全重合, 说明使用较高阶的准正交高阶叠层矢量基函数时仍然具有很高的计算效率和精确的计算结果. 需要说明的是, 在表 1 中, 当使用高阶基函数时, 随着基函数阶数的增加, 时域阻抗矩阵的填充时间会有所增加, 这是因为在采用高斯积分计算时域阻抗矩阵时, 积分点的个数会随着基函数阶数的增加而快速增加, 因而会使得阻抗矩阵的计算时间有所增加. 如果将文献[15] 的方法进行改进, 并与本文所用方法结合, 可有效地降低时域阻抗矩阵的填充时间, 并且会随着基函数的阶数增加而减少. 这也是下一步我们将要研究的工作. 当阶数增加时, 阻抗矩阵的存储量和求解的计算量都会有所增加, 这是因为当基函数阶数增加时, 时域阻抗矩阵的稀疏度会降低, 从而使存储量和求解的计算量有所增加.

表 1 中心位于原点, 半径 2.0m 的球体当使用不同阶数的基函数时的各项计算参数

	Roof-top 基	2 阶基函数	3 阶基函数	4 阶基函数
剖分单元边长(米)	0.2	0.67	1.1	1.5
曲面四边形单元数	2431	230	102	52
未知量	4862	1840	1836	1664
阻抗矩阵的存储量(兆)	1635	366	459	467
阻抗矩阵的填充时间(秒)	9851	1456	2955	4610
迭代求解 200ns 的时间(秒)	10120	1828	2079	3367

图 4 给出理想导体的锥球联合体在采用高阶基函计算得到的时域感应电流. 此时入射电场 $-\hat{z}$ 由方向入射, $\hat{y}$ 方向极化. 若用 Roof-top 基函数, 采用曲面四边形单元拟合目标表面, 将产生 1788 个单元, 未知量个数达到 3576, 内存需求为 1119MB, 填充时域阻抗矩阵所需时间为 5386s, 求解至 200ns 用时 9003s; 而用 2 阶的高阶叠层矢量基函数, 未知量个数为 1688, 时域阻抗矩阵的存储量为 344MB, 阻抗填充用时 1214s, 求解至 200ns 用时 2437s. 从图 4 中可以看出, 采用 2 阶的准正交高阶叠层矢量基函数得到的时域电流与采用 Roof-top 基函数的结果完全相同, 而采用高阶基函数, 使得未知量减少了 52.8%, 阻抗矩阵的存储量减少了 69.3%, 阻抗矩阵的填充时间减少了 77.5%, 迭代求解时间减少了 72.9%, 可见该方法具有非常高的计算效率.

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



(a) 几何结构示意图　　(b) 观察点 (1.0,0.0,1.0) 处的 y 分量

图 4　锥球联合体的时域电流

5　结束语

本文将准正交高阶叠层矢量基函数用于时域电磁场积分方程并采用隐式时间步进算法求解三维理想导体目标的时域电磁散射问题. 通过计算实例证明, 将准正交高阶叠层矢量基函数用于求解时域电磁场积分方程的时间步进算法, 不但大幅度地降低了未知量数目、时域阻抗矩阵存储量, 还大幅度地减少时域阻抗矩阵的填充时间; 与采用低阶基函数相比, 在大幅度降低计算量的同时, 基于准正交高阶叠层矢量基函数的求解时域积分方程的时间步进算法仍然具有很好的精确性和后时稳定性, 在解决大尺寸目标时域电磁散射问题时具有较大优势.

参考文献:

[1] Niraj Sachdeva, Sadasiva M Rao, N Balakrishnan. A comparison of FDTD-PML with TDIE[J]. IEEE Antennas and Propagation, 2002, 50(11): 1609– 1614.

[2] Lu M, Michielsson E. Closed form evaluation of time domain fields due to rao-wilton-glisson sources for used in matching-on-im time based EFIE solvers[A]. IEEE Antennas Propagat Symp Dig[C]. Orlando: IEEE Press, 2002. 77– 74.

[3] G Manara, et al. A space time discretization criterion for a stable time matching solution of the electric field integral equation [J]. IEEE Antennas and Propagation, 1997, 45(3): 527– 532.

[4] M J Blnck, et al. Time domain BIE analysis of large three-dimensional electromagnetic scattering problerns[J]. IEEE Anterrnas and Propagation, 1997, 45(5): 894– 901.

[5] D S Weile, et al. A novel schemes for the solution of the time domain integral equations of electromagnetics[J]. IEEE Anterrnas and Propagation, 2004, 52(1): 283– 295.

[6] S M Rao, D R. Wilton, and A W Glisson. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape[J]. IEEE Antennas and Propagation, 1982, 30(3): 409– 418.

[7] 赵延文, 聂在平, 武胜波, 徐建华, 罗曦. 利用高阶矢量基函数求解时域磁场积分方程[J]. 电子学报, 2005, 33(9): 1618– 1622.

[8] G Pisharody, D S Weile. Electromagnetic scattering from perfect electric conductors using an augmented time-domain integral-equation technique[J]. Microwave and Optical technology Letters, 2005, 45(1): 26– 31.

[9] Raymond A Wildman, Greeshma Pisharody, D S Weile. An accurate scheme for the solution of the time-doamin integral equations of electromagnetics using higher order vector bases and bandlimited extrapolation[J]. IEEE Antennas and Propagation, 2004, 52(11): 2985– 2995.

[10] R Hamilton, P A Macdonald, et al. Electromagnetic scattering computations using high-r order basis functions in the method of moments[A]. IEEE Antennas Propagat Symp Dig[C]. Orlarrdo: IEEE Press, 1994. 2166– 2169.

[11] E Jorgensen, J L Volakis, P Meincke, and O Breinbjerg. Higlrer order hierarchical Legendre basis functions for electromagnetic modeling[J]. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 2004, 52(11): 2985– 2995.

[12] J C Nedelec. Mixed finite element in[J]. Numer Mathem, 1980, 35: 315– 342.

[13] L B Felsen. Transient Flectromagnetic Fields[M]. New York: Springer-Verlag Press, 1976.

[14] J Knab. Interpolation of band-limited function using the approximate prolate seroes[J]. IEEE Trans on Information Theory, 1979, 25(6): 717– 220.

[15] Abdulkadir C Yücel, A Arif Ergin. Exact evaluation of retarded-time potential integrals for the RWG bases[J]. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 2006, 54(5): 1496– 1502.

作者简介:



任　仪　男, 1983 年 1 月出生于安徽巢湖, 现为电子科技大学博士研究生. 研究方向为计算电磁学. E-mail: renyi@uestc.edu.com

赵延文　男, 1965 生于四川武胜, 副教授, 1998 年至 1999 年曾在香港城市大学电子工程系作访问学者, 已在国内外发表学术论文 50 余篇, 获国家科技进步二等奖和四川省科技进步一等奖各一项. 主要从事计算电磁学、非均匀介质中的场与波及其在石油电测井中的应用、电磁散射与逆散射及其在生物医学中的应用、时域超宽带电磁场理论及其应用等的研究. E-mail: ywzhao@uestc.edu.com

聂在平　男, 1946 年 10 月生于陕西西安, 电子科技大学教授, 博士生导师, 1987~ 1989 年曾在美国伊利诺依大学电磁实验室从事研究工作. 先后主持并完成 20 余项科研项目, 获国家科技进步二等奖一项, 省、部级一、二、三等科技进步奖七项, 在国内外发表学术论文 300 余篇. 主要研究兴趣: 计算电磁学、电磁散射与逆散射、非均匀介质中的场与波、新一代移动通信中的多天线技术等.

E-mail: zpnie@uestc.edu.com

© 1994-2010 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net