

文章编号: 1672-2892(2010)06-0625-09

用于雷达反隐身的低可探测目标电磁散射高效数值分析

聂在平, 胡俊, 阙肖峰, 宗显政, 何十全, 麻连凤

(电子科技大学, 四川 成都 610054)

摘要: 本文介绍基于多层快速多极子方法(MLFMA)分析框架下的高效处理新方法和相关研究成果, 重点讨论用于厚介质层散射分析的电流磁流混合场积分方程(JMCFIE)、用于多薄层介质散射的多层薄介质层(TDS)边界条件方法及其应用等; 最后介绍了所研发的 P-UEST 软件及其在隐身飞行目标散射特性计算中的应用成果。

关键词: 电磁散射; 目标特性; 多层快速多极子方法; 隐身飞行器; 金属介质复合结构

中图分类号: TN955⁺.2

文献标识码: A

Efficient numerical analysis of electromagnetic scattering from low observable targets for radar anti-stealth applications

NIE Zai-ping, HU Jun, QUE Xiao-feng, ZONG Xian-zheng, HE Shi-quan, MA Lian-feng

(University of Electronics Science and Technology of China, Chengdu Sichuan 610054, China)

Abstract: In this paper the efficient numerical methods for EM scattering from low observation targets have been introduced. These methods based on MLFMA and included some further improvements, among which the JMCFIE for surface integral equation of homogeneous dielectric scattering, the multi-TDS boundary conditions for volume integral equation of multi-layered dielectric scattering and their applications have been discussed in detail. Finally, the code, called as Parallelized Universal Electromagnetic Scattering Tool (P-UEST) and developed by our group for modeling of scattering from the stealth airplane, has been described. Some application examples have also been given in this paper.

Key words: electromagnetic scattering; target characteristic; Multilevel Fast Multipole Algorithm; stealth aircraft; metal dielectric composite structure

以快速多极子方法(Fast Multipole Method, FMM)和多层快速多极子方法(MLFMA)为代表的电磁散射高效数值方法历经十余年的发展, 已取得了令人瞩目的成就。推动其发展的主要动因就是武器系统和军用平台的隐身设计、雷达反隐身和雷达目标识别技术研究等, 这是因为上述应用要求对目标电磁散射特性的精确分析。而传统的高频方法(物理光学, 物理绕射理论与弹射射线方法)大多基于标量散射的场解, 以及场的高频近似, 在很大的空间、角度和频率域中均会导致显著的求解误差; 而且, 对于很多实际问题, 射线循迹太复杂, 或者根本失效。如腔体散射就很难用射线方法求解。另一方面, 数值方法基于矢量积分方程的全波模型, 解的精确度和置信度较前者高得多。但是, 传统的数值方法计算量巨大, 须占用庞大的计算和存储资源, 长期以来被视作只能处理电小问题的“低频”方法。多层快速多极子方法的提出和应用, 使得数值方法求解能力大增。但军事目标, 特别是隐身目标电磁散射的数值建模与分析, 仍然面临理论和应用上的很多挑战, 例如: 1) 对于超电大(如微波波段的隐身飞机, 尺度达数百波长)的目标, 数千万量级的未知量求解将导致矩阵方程的条件数恶化、迭代收敛的缓慢以及求解精确度的下降; 2) 整体上电大尺寸, 局部又具有异型和细节结构的实际目标散射的数值求解极易导致问题的病态和数值求解的困难; 3) 吸波材料涂敷目标、不同介质和金属材料组成的复合目标、以及含腔目标的高效数值分析的解决方案还不够成熟, 尚待进一步研究; 4) 电大目标宽带和时域电磁散射的高效分析尚未获得根本突破; 等等。此外, 工程实践中出现的各种复杂结构, 复杂组份的真假目标, 各种不同的远、近场激励条件和不同的环境(背景)介质所产生的实际问题, 也对用于雷达反隐身的电磁散射研究提出了新的挑战, 它们也反过来促进了计算电磁学的发展。本文将重点介绍近年来在低可探测目标电磁散射分析中的研究进展。

收稿日期: 2010-10-22; 修回日期: 2010-11-08

1 积分方程的高效数值解——多层快速多极子方法(MLFMA)

2000年, FMM被计算物理学界评选为20世纪十大最优计算方法之一, 也是其中最新的算法^[1-2]。FMM最早由耶鲁大学的Leslie Greengard和Vladimir Rokhlin教授提出, 用于求解多体间的引力静场问题(1987年), 后经伊利诺依大学W C Chew教授等发展至时变电磁场的应用^[3-4]。FMM与MLFMA将积分方程中的格林函数通过加法定理和谱空间变换, 成功地实现了源区和场区在计算步骤中的分离, 依靠向上聚合, 组间转移和向下配置等步骤完成了远区组间互耦(矩阵矢量相乘)的高效计算, 使数值方法的计算量和存储量均降到 $O(N \log N)$ 的数量级。FMM与MLFMA实现了电大尺寸复杂结构目标电磁散射的精确建模和高效计算, 在计算电磁学历史上具有里程碑意义。

在理想导体表面 S' 上, 电磁散射分析中的电场积分方程可以写为

$$\hat{t} \cdot \int_{S'} \bar{\bar{G}}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dS' = \frac{4\pi i}{k\eta} \hat{t} \cdot \vec{E}^{\text{inc}}(\vec{r}) \quad (1)$$

式中: \vec{r} 和 \vec{r}' 分别为场点和源点位置矢量; \hat{t} 为切向单位矢量; $i = \sqrt{-1}$ 为虚数单位; \vec{E}^{inc} 为入射波电场强度; \vec{J} 为等效电流; 波数 $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$, $\omega = 2\pi f$, f 为入射波频率, ε 为介电常数, μ 为磁导率; $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ 为波阻抗; $\bar{\bar{G}}(\vec{r}, \vec{r}')$ 为并矢格林函数:

$$\bar{\bar{G}}(\vec{r}, \vec{r}') = (\bar{I} - \frac{1}{k^2} \nabla \nabla') g(\vec{r}, \vec{r}') \quad (2)$$

\bar{I} 为归本因子, 而标量格林函数:

$$g(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{ikR}}{R}, \quad R = |\vec{r} - \vec{r}'| \quad (3)$$

应用矩量法, 可将积分方程式(1)离散为一 $N \times N$ 的矩阵方程组

$$\sum_{i=1}^N A_{ji} a_i = F_j, \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (4)$$

式中:

$$A_{ji} = \int_S ds t_j(\vec{r}) \cdot \int_S ds' \bar{\bar{G}}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{j}_i(\vec{r}') \quad (5)$$

$$F_j = \frac{4\pi i}{k\eta} \int_S ds t_j(\vec{r}) \cdot \vec{E}^{\text{inc}}(\vec{r}) \quad (6)$$

这里, $\vec{j}_i(\vec{r}')$ 为展开待求量所用到的分域基函数, a_i 为相应基函数的待求系数, N 为未知量数目; $t_j(\vec{r})$ 为离散积分方程所使用的权函数; 而矩阵方程式(4)可应用共轭梯度(Conjugate Gradient, CG)迭代方法求解。但若将标量格林函数用加法定理和谱域积分写为

$$\frac{e^{ikr_{ji}}}{r_{ji}} = \frac{ik}{4\pi} \int d^2 \hat{k} e^{ik(\vec{r}_{jm} - \vec{r}_{im'})} \alpha_{mm'}(\hat{r}_{mm'} \cdot \hat{k}) \quad (7)$$

式中: $\vec{r}_{ji} = \vec{r}_{jm} + \vec{r}_{mm'} - \vec{r}_{im'}$, $|\vec{r}_{mm'}| > |\vec{r}_{jm} - \vec{r}_{im'}|$, 并将其代入式(2)和式(1), 则式(4)中的矩阵与矢量相乘可写为

$$\sum_{i=1}^N A_{ji} a_i = \sum_{m' \in NG} \sum_{i \in Gm'} A_{ji} a_i + \frac{ik}{4\pi} \int d^2 \hat{k} \bar{V}_{fjm}(\hat{k}) \times \sum_{m' \in FG} \alpha_{mm'}(\hat{k} \cdot \hat{r}_{mm'}) \sum_{i \in Gm'} \bar{V}_{sm'i}^*(\hat{k}) a_i, \quad j \in G_m \quad (8)$$

式中:

$$\text{聚合因子: } \bar{V}_{sm'i}(\hat{k}) = \int_S ds' e^{ik \cdot \vec{r}_{sm'i}} [\bar{I} - \hat{k} \hat{k}] \cdot \vec{j}_i(\vec{r}_{sm'i}) \quad (8a)$$

$$\text{配置因子: } \bar{V}_{fjm}(\hat{k}) = \int_S ds e^{ik \cdot \vec{r}_{fjm}} [\bar{I} - \hat{k} \hat{k}] \cdot \vec{t}_j(\vec{r}_{fjm}) \quad (8b)$$

$$\text{转移因子: } \alpha_{mm'}(\hat{k} \cdot \hat{r}_{mm'}) = \sum_{l=0}^L i^l (2l+1) h_l^{(1)}(kr_{mm'}) P_l(\hat{r}_{mm'} \cdot \hat{k}) \quad (8c)$$

显然, 式(8a)可视作源点组的向上聚合, 式(8c)为从源点组中心 m' 到场点组中心 m 的转移, 而式(8b)为场点组的向下配置。这就是远区组间互耦(矩阵矢量相乘)的计算过程。至于近区组间的互耦(式(8)右边第一项), 则仍应如矩量法(式(5)所示)那样作计算。

由于快速多极子方法对远区组间的耦合采用了分组, 聚合, 转移, 配置这样的计算过程, 大大减少了单元间直接耦合的计算, 缩减了计算量, 降低了存储要求。对于电大尺寸目标, 还可采用多层快速多极子方法。即首先

将目标装入一边长为 $(2^{-1}\lambda)$ 的立方体盒中, 进行分层分组剖分, 逐层聚合, 转移, 配置, 嵌套递推, 而最细层各非空组的近邻组间耦合仍然直接计算。多层快速多极子方法通过分组分层的聚合, 转移, 配置, 大大加速了远区组间耦合(矩阵矢量相乘)的计算过程, 使计算量和存储量均降至 $O(N\log N)$ 量级。对于超电大目标而言, 未知量数 N 常高达数千万量级, 较之矩量法 $O(N^3)$ 和 CG 迭代的 $O(N^2)$, 其计算量降低和计算能力的提高非常显著。

我们在 2000 年前就初步实现了 FMM 和 MLFMA 的方法研究、代码开发和工程应用, 之后重点研究 MLFMA 的参数优化和基于 MLFMA 的其他高效方法^[5-15]。近年来, 对超电大型号(包括吸波材料涂敷)飞行目标实现了 MLFMA 分析及其高效并行计算, 包括基于共享缓存的多核并行计算、共享内存的多 CPU 并行计算、基于 GPU 的硬件加速、基于 OpenMP 和 MPI 的多节点并行化, 等等。如今, 任何型号飞行目标(包括各型隐身飞机)在微波(如 3 cm)波段的电磁散射精确求解都能方便地实现。图 1 为模拟上一代隐身飞机的边缘涂敷“半钻石体”金属目标在 3 GHz 平面波照射下单站雷达散射截面(Radar Cross Section, RCS)的计算结果(HH 极化), dBsm 表示分贝平方米。图 1 中, 测量和计算数据吻合极好, 表明了数值分析方法的正确性, 精确度令人满意。

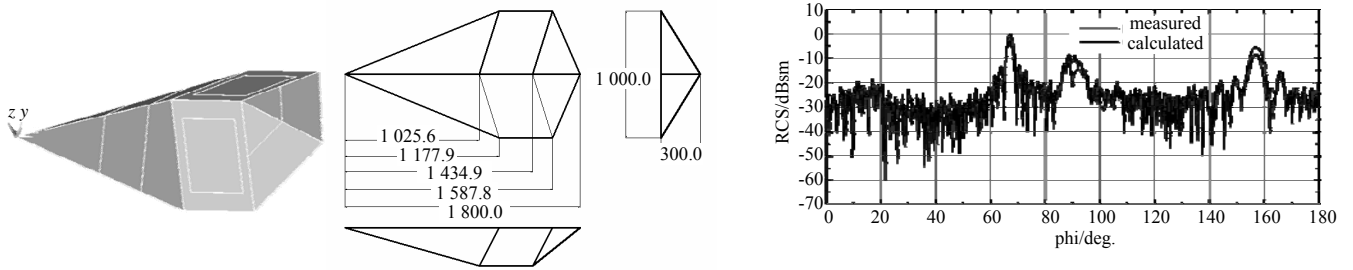


Fig.1 Calculation results of mono-station RCS for the edge coated “half diamond” target under 3 GHz plane wave illumination (HH Polarization)

图 1 边缘涂敷“半钻石体”目标 3 GHz 平面波照射下单站 RCS 计算结果(HH 极化)

2 用于厚介质层散射分析的电流磁流混合场积分方程方法(JMCFIE)

对于金属—介质复合目标电磁散射分析, 如果介质体为均匀或分块均匀介质材料时, 采用表面积分方程方法(Surface Integral Equation, SIE)进行数值计算仅要求在金属表面和介质分界面定义未知电流和磁流, 避免了对介质体内部作体单元剖分和基函数展开, 大大减少了数值计算中未知量的个数。

基于表面积分方程方法分析金属—介质复合目标时, 根据等效原理和边界条件首先在介质、金属表面以及分界面建立电场和磁场积分方程; 通过合理组合, 构造相应的积分方程形式。国内外相关研究较多地采用了 CFIE(Combined Field Integral Equation)/EFIE(Electric Field Integral Equation)–PMCHW(Poggio, Miller, Chang, Harrington, Wu integral equation)方程组形式, 即在金属表面建立混合场积分方程(CFIE)或电场积分方程(EFIE), 介质表面建立 PMCHW 方程。该方程克服了内谐振问题, 计算结果准确。但其利用伽略金法所建立的阻抗矩阵对角不占优, 求解时迭代收敛缓慢, 极大限制了电大尺寸目标的计算效率和求解能力。P Yla-Oijala 等提出一类新的求解介质目标的表面混合场积分方程——电流磁流混合场积分方程(JMCFIE)^[16-17], 其基本思路是首先建立介质表面两侧的电场混合场积分方程(CFIE for the electric surface current J , JCFIE)和磁流混合场积分方程(CFIE for the magnetic surface current M , MCFIE)

$$\text{JCFIE}_l: \alpha \text{EFIE}_l + \beta Z_0 \mathbf{n}_l \times \text{MFIE}_l \quad (9)$$

$$\text{MCFIE}_l: \alpha Z_0 \text{MFIE}_l - \beta \mathbf{n}_l \times \text{EFIE}_l \quad (10)$$

式中: α 和 β 为比例因子, $\beta = 1 - \alpha$, $\alpha = 0 \sim 1$; l 表示第 l 个媒质空间; \mathbf{n}_l 为媒质 l 表面的单位内法向矢量。

类似 PMCHW 方程的构造方式, 将介质分界面两侧的 JCFIE 进行组合: $c_0 \text{JCFIE}_0 + c_1 \text{JCFIE}_1$, 介质分界面两侧的 MCFIE 进行组合: $d_0 \text{MCFIE}_0 + d_1 \text{MCFIE}_1$, 即得到 JMCFIE 方程形式。

$$\left[\alpha (Z_0 \mathbf{L}_0 + Z_1 \mathbf{L}_1) + \beta (Z_0 \mathbf{n}_0 \times \mathbf{K}_0 + Z_0 \mathbf{n}_1 \times \mathbf{K}_1^-) \right] (\mathbf{J}_d) + \left[\alpha (-\mathbf{K}_0^- - \mathbf{K}_1^-) + \beta \left(\mathbf{n}_0 \times \mathbf{L}_0 + \frac{Z_0}{Z_1} \mathbf{n}_1 \times \mathbf{L}_0 \right) \right] (\mathbf{M}_d) = -\mathbf{E}^{\text{inc}} - Z_0 \mathbf{n}_0 \times \mathbf{H}^{\text{inc}} \quad (11)$$

$$\left[\alpha (Z_0 \mathbf{K}_0^- + Z_0 \mathbf{K}_0^-) + \beta (-\mathbf{n}_0 \times Z_0 \mathbf{L}_0 - \mathbf{n}_1 \times Z_1 \mathbf{L}_1) \right] (\mathbf{J}_d) + \left[\alpha \left(\mathbf{L}_0 + \frac{Z_0}{Z_1} \mathbf{L}_1 \right) + \beta (\mathbf{n}_0 \times \mathbf{K}_0^- + \mathbf{n}_1 \times \mathbf{K}_1^-) \right] (\mathbf{M}_d) = -Z_0 \mathbf{H}^{\text{inc}} + \mathbf{n}_0 \times \mathbf{E}^{\text{inc}} \quad (12)$$

式中: Z_i 为媒质 i 中的本征阻抗; \mathbf{n}_i 为媒质 i 表面的单位内法向矢量; c_0, c_1, d_0, d_1 为积分方程组合比例系数; $\mathbf{J}_d, \mathbf{M}_d$ 分别为等效电流、等效磁流; 一般选择 $c_0 = c_1 = 1, d_0 = d_1 = 1$ 。算子 \mathbf{L} 和 \mathbf{K} 的表达式如下:

$$\mathbf{L}_i(\mathbf{X}) = jk_i \int_S \left[\mathbf{X}(\mathbf{r}') + \frac{1}{k_i} \nabla \nabla' \cdot \mathbf{X}(\mathbf{r}') \right] G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' \quad (13)$$

$$\mathbf{K}_i^\pm(\mathbf{X}) = \pm 0.5 \mathbf{X}(\mathbf{r}') \times \mathbf{n}_i + \text{P.V.} \int_S \nabla G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \mathbf{X}(\mathbf{r}') dS' \quad (14)$$

式中: $j = \sqrt{-1}$ 为虚数单位; k_i 为媒质 i 的波数; P.V. 表示主值积分; $G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为媒质 i 中的格林函数。

JMCFIE 采用伽略金方法离散得到矩阵方程, 分析所建立阻抗矩阵元素可看出, 其对角元素为第二类 Fredholm 方程离散形式, 类似于导体表面 CFIE 的离散形式, 具有对角占优的特点, 而非对角线矩阵元素形式均具有较小的值。所以全局阻抗矩阵为对角占优矩阵, 条件数好, 迭代求解具有良好的收敛性。当 $\alpha = 1$ 时, JMCFIE 方程即变成 PMCHW 方程形式, 一般情况下令参数 $\alpha = 0.5$ 。

将 JMCFIE 推广, 用于任意导体——金属复合结构目标的电磁散射求解, 以获得较好的迭代收敛结果。在导体表面建立 CFIE 或者 EFIE, 介质表面建立 JMCFIE, 联立求解 CFIE-JMCFIE 或 EFIE-JMCFIE, 采用 MLFMA 高效求解矩阵方程时, 迭代求解运用预条件技术, 能进一步提高迭代收敛性和计算效率^[18]。该方法特别适用于厚介质层涂敷的飞行目标、多层天线罩及具有介质填充结构的目标电磁辐射和散射特性分析。

图 2(a) 所示为一具有厚介质涂敷层的弹头几何模型。内部导体圆柱底面半径 0.3 m, 高 0.4 m, 顶部与半径为 0.3 m 的导体半球相接; 导体半球和圆柱表面分别均匀涂敷 $\epsilon_{r1} = 2.3$ 和 $\epsilon_{r2} = 2$ 的介质材料, 介质厚度均为 0.2 m, 导体圆柱下底面无涂敷。X 极化平面波从顶部向下入射, 工作频率 1 GHz。图 2(b) 为计算所得 HH 极化双站 RCS 结果, 它与体面积分方程方法计算结果相当吻合。图 2(c) 为一计算实例中不同算法的迭代收敛性比较。

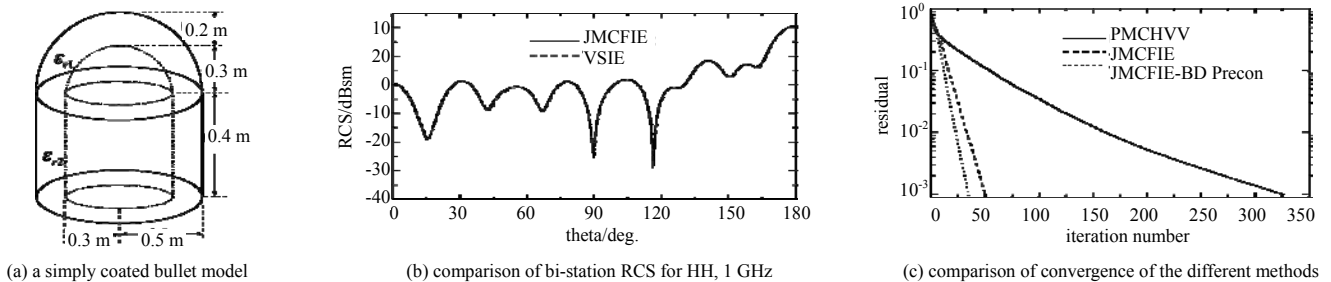


Fig.2 Electromagnetic scattering characteristics of the bullet coated with thick homogeneous dielectric

图2 具有厚涂敷层的弹头模型电磁散射特性分析

3 用于多层薄介质分层结构电磁散射的多层 TDS 方法

针对天线罩这样的多薄层介质结构, 表面积分方程产生的未知量数目极大。针对这一问题, 提出一种基于多层薄介质片 (Multi-TDS) 体电流模型^[19-20] 的高效体积分方程方法: 用准正交 (六面体或五面体柱) 单元离散几何模型, 将极化电流分为切向分量和法向分量; 根据麦克斯韦方程和电磁边界条件推导出基于切向分量的法向电流及其层间递推公式, 从而降低离散极化电流所需要的独立未知量的个数; 然后用 MLFMA 进行快速求解。未知量的降低对应着内存需求量和计算时间的减少, 从而可以在较少资源消耗的情况下进行电大尺寸天线罩的性能分析。图 3 为多层薄介质结构某个局部的侧视图。因电通量 \mathbf{D}_n 在分界面上具有连续性, \mathbf{D} 常常被作为待求未知量而进行基函数展开。每个介质层内, \mathbf{D} 被分解为沿着分界面的切向分量和垂直于分界面的法向分量。

假定每一个介质层对应着一层的准正交离散单元。传统的体积分方程方法展开的是各层 \mathbf{D} 通量的切向分量和法向分量。切向的体域 Root-top 或 RWG 基函数定义在各个介质层内, 而法向的体域三角形基函数则跨过每个界面。以五面体剖分为例, 假定有 N 个薄层, 每层用 M 个单元离散, 则对应着约 $1.5M \times N$ 个切向基函数和 $M \times (N+1)$ 个法向基函数。

在多层 TDS 方法中, 切向分量的基函数展开方法同上述。而对于法向分量, 因为每层介质在纵向都是均匀和各向同性的, \mathbf{D} 的法向分量 \mathbf{D}_n 在同层内可近似为线性变化。考虑到 \mathbf{D}_n 在分界面处也是连续的, 其幅度和相位的变化趋势可近似为图 3 中虚线所示, 呈线性分布。因此各介质层内的法向分量可由上下界面的值 \mathbf{D}_n^\pm 线性表示:

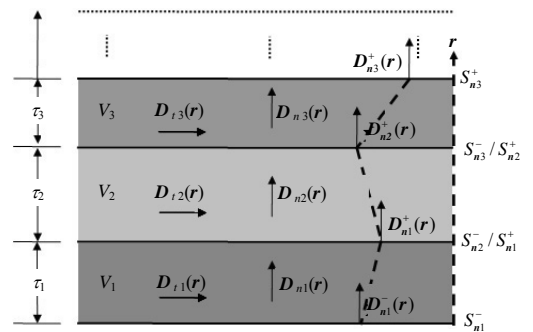


Fig.3 Multiple TDS model and its parameters

图3 多层薄介质片模型和相关参数

$$\mathbf{D}_{ni}(\mathbf{r}) = (\mathbf{D}_{ni}^+ - \mathbf{D}_{ni}^-) \frac{h_i}{\tau_i} + \mathbf{D}_{ni}^- \quad (15)$$

式中： \mathbf{D}_{ni}^+ 为第*i*层的上下界面的值； τ_i 为该层的介质层厚度； h_i 为 \mathbf{r} 点到该层下界面的高度。式(15)表明，只要知道各个分界面处 \mathbf{D}_n 的值，介质层内各处的值就可被线性表示出来。因此，可以将各个分界面处 \mathbf{D}_n 的值作为待求展开量。

根据麦克斯韦散度方程，在无源介质体内

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \nabla_t \cdot \mathbf{D}_{ti}(\mathbf{r}) + \hat{n} \cdot \frac{\partial}{\partial n} \mathbf{D}_{ni}(\mathbf{r}) = 0 \quad (16)$$

因 \mathbf{D}_n 是近线性变化的， $\frac{\partial}{\partial n} \mathbf{D}_{ni}(\mathbf{r})$ 可以用上下界面的有限差分来近似表示，即

$$\nabla_t \cdot \mathbf{D}_{ti}(\mathbf{r}) + \hat{n} \cdot \frac{\mathbf{D}_{ni}^+(\mathbf{r} \in S_{ni}^+) - \mathbf{D}_{ni}^-(\mathbf{r} \in S_{ni}^-)}{\tau_i} \approx 0, \quad \mathbf{r} \in V_i \quad (17)$$

因此有关系式

$$\mathbf{D}_{ni}^+ = \mathbf{D}_{ni}^- - \tau_i \nabla_t \cdot \mathbf{D}_{ti} \quad (18)$$

又因为 $\mathbf{D}_{n(i+1)}^+ = \mathbf{D}_{ni}^+$ ，进一步得到各个分界面处 \mathbf{D}_n 的递推关系式

$$\hat{n} \cdot \mathbf{D}_{n1}^+ = \hat{n} \cdot \mathbf{D}_{n1}^- - \tau_1 \nabla_t \cdot \mathbf{D}_{t1}(\mathbf{r}') \quad (19)$$

$$\hat{n} \cdot \mathbf{D}_{n2}^+ = \hat{n} \cdot \mathbf{D}_{n2}^- - \tau_2 \nabla_t \cdot \mathbf{D}_{t2}(\mathbf{r}') = \hat{n} \cdot \mathbf{D}_{n1}^- - \tau_1 \nabla_t \cdot \mathbf{D}_{t1}(\mathbf{r}') - \tau_2 \nabla_t \cdot \mathbf{D}_{t2}(\mathbf{r}') \quad (20)$$

通过以上的递推处理，可以发现只要知道各个介质层内的切向分量 \mathbf{D}_{ti} 和最底层分界面处的法向电通值 \mathbf{D}_{n1}^- ，其他的场量都可以由式(19)、式(20)和式(15)线性表达。因此，也只有 \mathbf{D}_{ti} 和 \mathbf{D}_{n1}^- 需要用基函数展开。因 \mathbf{D}_{n1}^- 为分界面上法向分量的值，用面域脉冲基函数展开即可。若采用五面体单元剖分仅需要 $1.5M \times N$ 个切向基函数和 M 个法向基函数。如图4所示，与传统的体积积分方程方法相比，未知量数目至少可降低25%，而最多可降低40%。数值计算所需存储量和计算时间随着基函数减少则是呈平方律或近线性关系降低。

图5分析一个非均匀介质块对天线阵远区方向图的影响。如图5(a)所示的非均匀介质块放置在九元偶极子天线阵的一侧，其中心点位于 $D(1.5\lambda, 0, 0)$ 处。非均匀介质块由6层薄介质片构成，各层尺寸均为 $2 \times 2 \times 0.1\lambda$ ，介电常数分别为 $2+i0.005$ 和 $1.5+i0.0035$ 且交替变化。直线阵列沿排列，阵元间距为 0.375λ ，各阵元为 z 向极化且等幅激励，相邻阵元有 0.25π 相位延迟。3层薄介质片等效模型用于数值求解并同时向两个方向递推。此例中共剖分出5364个三棱柱单元。用传统的体积积分方程方法，将产生14544个未知量，需要内存323MB；而用薄介质片近似模型仅产生9180个未知量，需要内存146MB，存储量降低近55%。计算结果和传统体积积分计算的结果进行对比，两者吻合得很好。

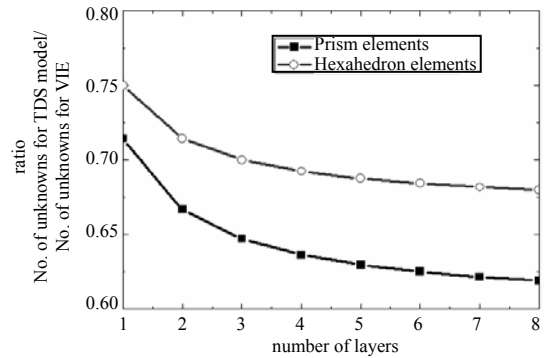
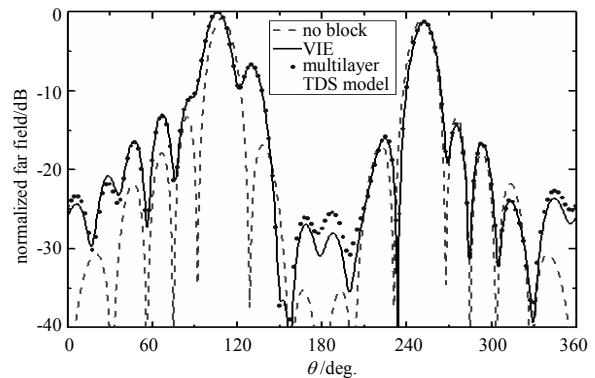
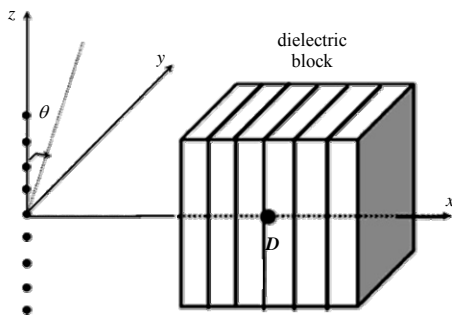


Fig.4 Curves for the ratio of the number of unknowns vs. the number of the layers
图4 未知量数目比值随层数变化曲线

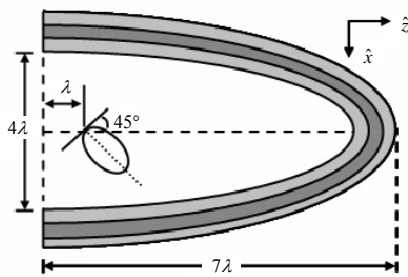


(a) geometrical model (b) normalized pattern

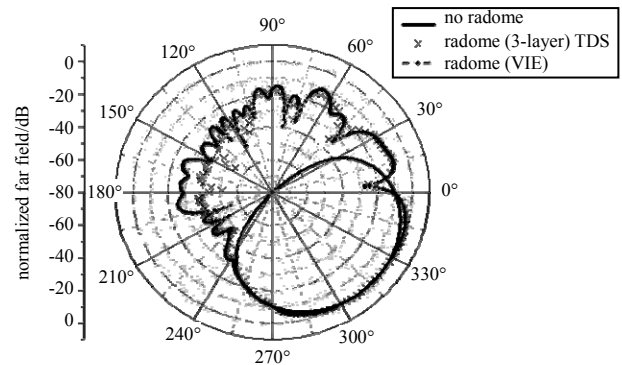
Fig.5 Normalized pattern of the dipole array near the dielectric cube

图5 位于介质块旁边的偶极阵列归一化方向图

图6利用多层TDS方法分析天线罩对天线方向图的影响。图中,实线代表天线原方向图;点划线及十字叉则分别示出由VIE和加入TDS体电流模型后的天线—天线罩总体方向图。表1则给出由加入TDS体电流模型后的多层TDS方法和传统VIE两种方法计算量和资源占用量的对比。由该表可以看出,多层TDS方法无论是在未知量数目和内存占用方面,还是在迭代步数、计算时间方面,都比传统VIE大幅降低。



(a) the geometry of the radome



(b) the patterns of the antenna and the inference of the radome

Fig.6 Effects of the radome on the antenna pattern
图6 天线罩对天线方向图的影响分析

4 并行化通用电磁散射工具(P-UEST)软件:性能与应用

P-UEST是Parallelized Universal Electromagnetic Scattering Tool(并行化通用电磁散射工具)的缩写,该程序由电子科技大学计算电磁学实验室开发,是目前国内第一个研发成功、应用时间最长、型号应用案例最多的复杂目标电磁散射高效精确数值分析的MLFMA程序。P-UEST程序采用商用有限元软件ANSYS进行几何建模,应用曲面面元与包含表面曲率的分域基函数以减少未知量数目;在共轭梯度迭代过程中应用多层快速多极子方法大幅度提高矩阵向量相乘的计算效率;不仅可用于电大尺寸三维复杂目标电磁散射问题高效数值求解,也可用于三维复杂目标(或平台上)电磁辐射问题快速计算。

该程序同时提供了进一步加速迭代求解的方法类模块与面向特殊结构散射的结构类模块。方法类模块包括高阶方法模块、渐进近似模块和快速迭代模块等等。高阶方法模块通过设计更高阶的几何曲面和更高阶的基函数,可以在不牺牲精确度的前提下大幅度地降低未知量需求。后两种模块通过计算过程中一些合理的近似,在保证要求的求解精确度的条件下,提升迭代效率,降低数值计算量,从而进一步提高计算效率。

结构类模块包括进气道/含进气道的整机模块、涂敷目标模块、介质体模块、特殊形状金属结构模块等等,都是根据工程应用具体需求设计的。例如,进气道/含进气道的整机模块基于等效原理、广义导纳矩阵级联法和均衡混合场积分方程对进气道与整机一体化散射进行内外分区联立求解。涂敷目标模块则运用阻抗边界条件和多层快速多极子方法实现三维薄有耗介质涂敷体高效精确计算。介质体模块运用JMCFIE表面积分方程和体积分方程的快速多极子方法实现均匀介质、分层介质及其与金属复合目标电磁散射求解。特殊结构模块则针对一些特殊的金属部件的散射分析而设计,如将快速多极子方法和复波数方法结合求解具有内谐振特性的腔体目标的散射。

P-UEST程序应用范围极宽,通用性强。它既可适用于单站RCS计算,也适用于双站和多站RCS计算;既适合单目标RCS计算,也适合于多目标RCS计算;既适合于金属目标RCS计算,也适合于涂敷金属目标或介质金属复合目标RCS计算;既可分析凸形目标散射,又可分析凹形或腔体目标的散射。该程序对远场、近场计算均适合;对散射、辐射分析均适用;计算过程中也无需人工干预。

该程序的软硬件要求极为单纯。对于硬件配置,一般的高性能工作站(如DELL-7500系列工作站)或同类服务器即可;操作系统可用64位UNIX,LINUX或Windows 2003 Server,WinXP操作系统;内存要求则取决于问题规模,可配置64 GB,128 GB,256 GB或512 GB。对于超电大型号目标而言,一般可按每1000万未知量30 GB内存来作计算准备。

P-UEST程序数值计算量和存储量要求分别为 $O(N \log N)$ 、 $O(N)$ 量级(也是当今计算电磁学领域数值方法的最低量级)。本程序的精确度已通过大量基于测试结果的模型验证。针对所有计算过的验模目标,在与测量值逐点

比较的条件下，RCS 计算均方根误差不超过 0.35 dB。上述特性指标，已与美国伊利诺依大学(UIUC)公布的 FISC 软件的特性指标在同一数量级上。

本程序在近十年的工程应用中不断接受新的挑战，通过创新研究不断提升其求解性能，通过严格的工程实践不断改进求解领域、求解精确度、普适性和其他各项计算指标，现已在数十例重要工程课题中获得成功应用，充分证明了该程序的可靠性和置信度。

下面介绍应用 P-UEST 软件所作的部分应用结果，因限于篇幅，文中不可能列举更多的实例。

图 7 是一用于验模的弹头目标及其在 8 GHz 平面波照射下的单站电磁散射计算数据。图 7(a)是弹头外型尺寸图，对于 8 GHz 的雷达信号，弹头总长 32 个波长，直径近 14 个波长。弹头外表面有不同种类的吸波材料涂敷(玻璃钢厚度 6.8 mm)。由于底部未封闭，从后面看去实际上是一开口的金属腔体。图 7(b)和图 7(c)为弹头壳体不同角度的照片。图 7(d)则是弹头壳体目标及其在 8 GHz 平面波照射下的单站电磁散射计算结果和实测数据的对比。由图可知，计算和实测数据之间的吻合度较好。鼻锥方向(即 0~30°)数据的误差(测试数据偏高)极有可能是弹头旋转轴线尚未精确地调整在水平扫描面上所致。该实例验证了本程序对电大尺寸涂敷目标的计算能力。

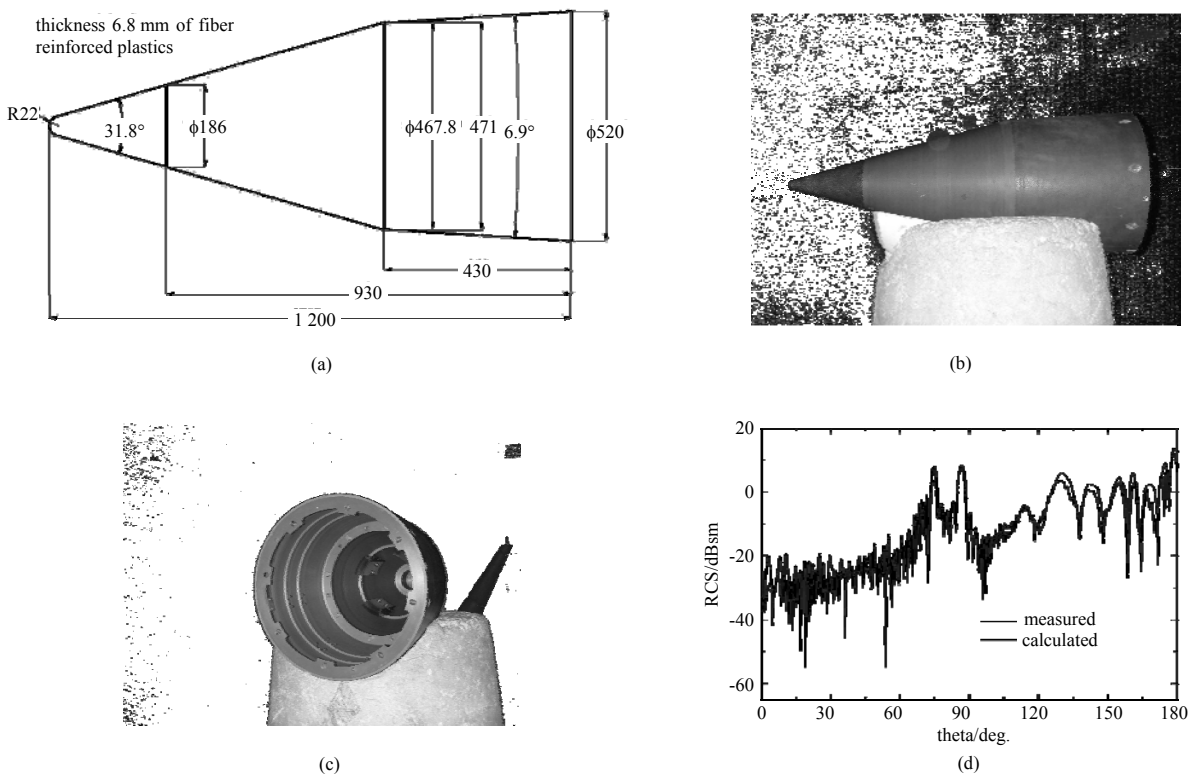


Fig.7 Mono-station RCS results of the coated bullet under 8 GHz plane wave illumination

图 7 弹头目标及其在 8 GHz 平面波照射下的单站电磁散射数据对比

图 8 是某型号飞机(全金属模型)在频率为 1 GHz 时的双站 RCS。虚线和实线分别为 CFIE-EFIE 联合迭代和 EFIE 的结果。由图可知，本文的计算方法和计算程序 P-UEST 具有高精度度、高可靠性和极强的工程应用能力。

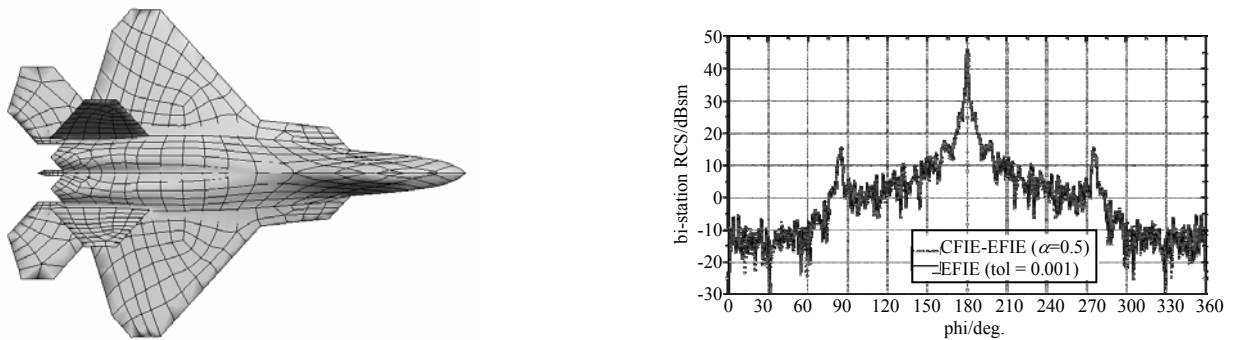


Fig.8 Bi-station RCS of an airplane (PEC model) under 1 GHz plane wave illumination

图 8 某型号飞机在频率为 1 GHz 时的双站 RCS(虚线和实线分别为 CFIE-EFIE 联合迭代和 EFIE 的结果)

5 结论

本文在多层快速多极子方法(MLFMA)分析框架下进一步结合新型高效处理新方法,包括用于厚介质层散射分析的电流磁流混合场积分方程(JMCFIE)、用于多层介质散射的多层薄介质层(TDS)边界条件方法等,研发出面向超电大低可探测目标 RCS 计算的数值分析代码 P-UEST。通过数值实例,证明了该软件对超电大隐身目标 RCS 数值模拟的高精确度、迭代求解的快速收敛性能以及面向型号目标的极强的工程应用能力。

参考文献:

- [1] Dongarra J J, Sullivan F. The Top 10 Algorithms in 20th century[J]. IEEE Computing in Science and Engineering, 2000,(2):22-23.
- [2] Cipra B A. The Best of the 20th century: Editors Name Top 10 Algorithms[J]. SIAM News, 2000,33(4).
- [3] Song J M, Lu C C, Chew W C. Multilevel fast multipole algorithm for electromagnetic scattering by large complex objects[J]. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1997,45(10):1488-1493.
- [4] Chew W C, Jin J M, Eric Michielssen, et al. Fast and efficient algorithms in computational electromagnetics[M]. London: Artech House Publishers, 2001.
- [5] Nie Zaiping, Wang Haogang. A Combined Field Solution with Single Operator for Electromagnetic Scattering from Conductive Targets with Open Cavities[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2008,56(6):1734-1741.
- [6] Nie Zaiping, Ma Wenmin, Ren Yi, et al. A Wide-Band Electromagnetic Scattering Analysis Using MLFMA with Higher Order Hierarchical Vector Basis Functions[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2009,57(10):3169-3178.
- [7] Nie Zaiping, Yan Su, He Shiquan, et al. On the Basis Functions with Traveling Wave Phase Factor for Efficient Analysis of Scattering from Electrically Large Targets[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2008, PIER 85:83-114.
- [8] Ren Yi, Nie Zaiping, Zhao Yanwen, et al. Sparsification of Impedance Matrix in Solution of Integral Equation by using the Maximally Orthogonalized Basis Functions[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2008,46(7):1975-1981.
- [9] Hu Jun, Nie Zaiping. Improved Electric Field Integral Equation (IEFIE) for Analysis of Scattering from 3D Conducting Structures[J]. IEEE Trans. on EMC, 2007,49(3):644-648.
- [10] Yan S, Jin J M, Nie Z. EFIE analysis of low-frequency problems with loop-star decomposition and Calderón multiplicative preconditioner[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat, 2010,58(3):857-867.
- [11] Yan S, Jin J M, Nie Z. A comparative study of Calderón preconditioners for PMCHWT equations[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat, 2010,58(7):2375-2383.
- [12] Peng Shaoxin, Nie Zaiping. Acceleration of the Method of Moments Calculations by Using Graphics Processing Units[J]. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 2008,56(7):2130-2133.
- [13] Zong Xianzheng, Nie Zaiping, Que Xiaofeng. Numerical Analysis of Cone/Pyramid-shaped Antennas Using Wires/Surface-to-surface Junction Basis[J]. IEEE Transaction on Antennas and propagation, 2009,57(4):1150-1157.
- [14] Yan Su, He Shiquan, Nie Zaiping, et al. Simulating Wide Band Radar Responses from PEC Targets Using Phase Extracted Basis Functions, Progress[J]. Progress In Electromagnetics Research B, 2009,13:409-431.
- [15] Rui X, Hu J, NIE Z. Solving Scattering from Multiple Conducting Objects by Hybrid Multi-Level Fast MultiPole Algorithm with Generalized Forward-and-Backward Method[J]. Electromagnetics, 2008,28:572-581.
- [16] Yla-Oijala P, Matti T. Application of combined field integral equation for electromagnetic scattering by dielectric and composite objects[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat, 2003,53(3):1168-1173.
- [17] Yla-Oijala P, Matti T. Improving conditioning of electromagnetic surface integral equations using normalized field quantities[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat, 2007,55(1):178-185.
- [18] 阙肖峰, 聂在平, 胡俊. 基于混合场积分方程 MLFMA 分析导体介质复合目标电磁散射问题[J]. 电子学报, 2007, 35(11):2062-2066. (QUE X F, NIE Z P, HU J. Analysis of EM Scattering by Composite Conducting and Dielectric Object Using Combined Field Integral Equation with MLFMA[J]. Acta Electronica Sinica, 2007,35(11):2062-2066.)
- [19] He S Q, Nie Z P, Wei J G, et al. A Highly Efficient Numerical Solution for Dielectric-Coated PEC Targets[J]. Waves in Random and Complex Media, 2009,19(1):65-79.
- [20] He S Q, Yan S, Nie Z P. Scattering Analysis of Dielectric-Coated Metallic Targets Based on Phase-Extracted Basis Functions[C]// IEEE Antennas and Propagation Symposium. San Diego, CA:[s.n.], 2009:1-4.