

FAFFA 加速的 PO-MM 研究 复杂金属载体上线天线电磁特性

华夷和¹,徐金平²,牛臻弋²

(1. 南京航空航天大学信息科学与技术学院,江苏南京 210016;2. 东南大学毫米波国家重点实验室,江苏南京 210096)

摘 要: 本文提出了一种快速远场近似 (FAFFA) 加速的混合物理光学-矩量法 (PO-MM), 利用 FAFFA 加速计算矩阵方程中的矩阵矢量积, 明显提高了计算效率. 对物体表面上的远场组之间的耦合作用推导出了一组简洁的计算公式, 并分析了计算复杂度. 复杂金属组合物上线天线输入导纳、互导纳和方向性图的计算结果与文献结果一致. 利用该方法分析计算了一个舰船模型上线天线的电磁特性. 数值结果表明了这种方法的正确性和工程应用中的有效性.

关键词: 快速远场近似; 混合物理光学-矩量法; 复杂载体; 线天线; 电磁特性

中图分类号: O441.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 12A-2045-05

FAFFA Accelerated PO-MM for the Simulation of Electromagnetic Behavior of Wire Antennas Mounted on Complex PEC Objects

HUA Yi-he¹, XU Jin-ping², NIU Zhen-yi²

(1. College of Information Science and Technology, NUA, Nanjing, Jiangsu 210016, China;

2. State Key Laboratory of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing, Jiangsu 210096, China)

Abstract: The fast far field approximation (FAFFA) technique is employed in the hybrid physical optics-moment method (PO-MM) to speed up the matrix-vector product in the solution of matrix equation. New formulas accounting for the electromagnetic interaction among far-field groups have been derived. The computational complexity of the proposed technique is analyzed. The calculated results of radiation pattern, input admittance and mutual admittance of wire antennas on a complex platform are in good agreement with those in literature. Numerical results of wire antennas mounted on a ship model are also presented, which illustrate the accuracy and efficiency of the proposed technique.

Key words: fast far field approximation; hybrid physical optics-moment method; complex platform; wire antenna; electromagnetic behavior

1 引言

复杂形状三维完纯导电 (PEC) 物体的辐射与散射问题可以使用边界积分方程 (BIE) 类方法通过矩量法^[1]进行求解. 传统的矩量法因其所需的 $O(N^2)$ 的存储量和 $O(N^2) \sim O(N^3)$ 的时间复杂度 (N 为未知元的个数) 而难以直接应用于电大尺寸情况. 对于这个问题, 有两类缓解措施. 其一是使用快速多极子技术 (FMM)^[2] 或者多层快速多极子算法 (MLFMA)^[3] 来加速所用迭代方法求解矩量方程时的矩阵向量积的计算, 可以使存储空间和时间需求同时缩减到 $O(N^{1.5})$ 或 $O(N \log N)$ 数量级. 然而这种技术同矩量法一样完全考虑了整个目标上任意两部分之间的互耦, 对于许多实际工程中的电大尺寸问题, 这样处理过于精确, 导致计算机内存和计算量的浪费. 其二是使用高频近似方法与矩量法的混合技术, 通常可以分成基于

射线的方法和基于电流的方法两类. 前者包括矩量法和几何光学法 (GO) 的混合或者和几何绕射理论 (GTD) 的混合^[4] 等. 这些高频混合方法求解速度很快, 但对近场计算却不够精确. 基于电流的混合方法, 例如 PO-MM, 则能保证 MM 区和 PO 区之间的电流连续性, 并且容易建模. 相对于 MM、FMM 和 MLFMA 等精确方法, 混合方法利用高频电磁波 (对应于电大尺寸目标) 的类光本地特性, 通过忽略近似区内的互耦作用而大大地减少了存储量和计算量.

1990 年代后, PO-MM 混合方法得到了广泛深入的研究^[5,6]. 文献 [7] 对棱边边缘绕射作用使用 GTD 方法改进, 可是对真实复杂目标上的任意形状的棱边、尖劈或拐角等结构, 往往难以编制通用的电磁计算代码. Gisson 等^[8] 提出了一种广义统一的混合电场积分方程/磁场积分方程 (HEM) 方法, 指出了 PO 近似的物理本质和适用范围. 传统的 PO-MM 通常需

要将 MM 区取得尽可能小以获得高的计算速度,然而 PO 只对电大尺寸的平坦或规则区域有效,当目标上存在前述 PO 难以处理的棱边、尖劈或其它不规则的细小结构时,为了避免绕射理论在程序实现上的困难和对近场计算的不精确性,一般将其归入 MM 区.随着 MM 区的增大,PO-MM 混合方法的效率会明显降低.

文献[9]指出 FMM 技术中当两个分组之间的距离足够远时,可以使用 FAFFA 来加速求解矩阵向量积.本文在使用 PO-MM 时,考虑到许多真实目标上不规则或细小结构的分散分布特性,它们之间的相互耦合以及 MM 区与 PO 区之间的相互耦合大部分属于远区耦合,因而可将 FAFFA 技术运用到该混合方法中,计算效率得到了明显的提高.

2 PO-MM 基本原理

对于电大尺寸的 PEC 物体,有电场积分方程和磁场积分方程^[5,8]

$$[L^e(J)]_t = E_t^{inc} \quad (1)$$

$$J(r) = 2\hat{n} \times H^{inc}(r) + 2\hat{n} \times L^h(J) \quad (2)$$

式中, (E^{inc}, H^{inc}) 表示外界入射场, \hat{n} 为目标表面外向的单位法向量, t 表示沿表面切向. J 为目标表面的感应电流. L^e 和 L^h 为线性算子,其定义如下:

$$L^e(J) = j\mu \iint_{S'} \bar{G}(r, r') J(r') dS' \quad (3)$$

$$L^h(J) = P.V. \iint_{S'} \bar{G}(r, r') \times \nabla' G(r, r') dS' \quad (4)$$

其中 $G(r, r')$ 和 $\bar{G}(r, r')$ 分别为自由空间标量格林函数和并矢格林函数, $P.V.$ 表示柯西主值积分.

将天线及其附近物体表面区域划为 MM 区,其它区域划为 PO 区.在 MM 区使用电场积分方程,在 PO 区使用磁场积分方程,并将感应电流用基函数展开,则有

$$\left[\sum_{n=1}^{N^{MM}} L^e f_n + \sum_{k=1}^{N^{PO}} L^e f_k \right]_t = -E_t^{inc}, \quad r \in MM \quad (5)$$

$$J^{PO}(r) = 2\hat{n} \times H^{inc}(r) + 2 \sum_{n=1}^{N^{MM}} \sum_{r, n} \hat{n} \times L^h f_n, \quad r \in PO \quad (6)$$

其中, N^{MM} 和 N^{PO} 分别表示 MM 区和 PO 区中基函数的个数, n 和 k 分别为 MM 区和 PO 区的电流展开系数, r 和 r, n 为遮蔽因子^[5]. 式(6)右端的第一项代表由外界入射场激发的 PO 电流.

在 MM 区内,基函数 f_n 在载体表面可取 RWG 函数^[10],在线天线或其它线状结构上取线电流的基函数^[11],而在线天线与载体表面的连接处取特殊的连接处的基函数^[11]. 物体表面上平坦缓变的部分划入 PO 区,表面电流使用 RWG 基函数展开.显然式(6)中已经略去了 PO 区内部基函数间的耦合作用.

利用文献[5]提供的技术可方便地确定 PO 区的电流展开系数.引入一对单位矢量 \hat{t}_k^\pm , 它们位于每个基函数公共边 l_k

中点 $r_k = \frac{1}{2}(a_{k,1} + a_{k,2})$ 处,并分别处在组成这个基函数的两个三角形 T_k^\pm 内并垂直于公共边,如图 1 所示.利用 RWG 基函数的性质,可得

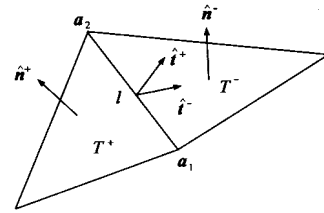


图 1 基函数上的辅助矢量

$$\hat{t}_k = \frac{1}{2} (\hat{t}_k^+ + \hat{t}_k^-) \cdot J^{PO}(r_k), \quad k = 1, \dots, N^{PO} \quad (7)$$

将式(7)代入式(6),有 $k = k + \sum_{n=1}^{N^{MM}} k, n, k$, 其中 $k = k(\hat{t}_k^+ + \hat{t}_k^-) \cdot \hat{n} \times H^{inc}$, $k, n = k, n(\hat{t}_k^+ + \hat{t}_k^-) \cdot \hat{n} \times L^h(f_n)$, k 和 k, n 仅仅将 r 和 r, n 从坐标 r 具体落实到函数 f_k 位置上.因此式(5)可以写成

$$\sum_{n=1}^{N^{MM}} \hat{n} \times \left[L^e f_n + \sum_{k=1}^{N^{PO}} k, n L^e f_k \right] = -\hat{n} \times \left[E_t^{inc} + \sum_{k=1}^{N^{PO}} k L^e f_k \right] \quad (8)$$

使用矩量法中的 Galerkin 法,可得到如下线性方程组

$$\left(Z_e^{MM,MM} + Z_e^{MM,PO} \right)_{k, n} = V_e - Z_e^{MM,PO}_k \quad (9)$$

$$\text{其中 } Z_e^{MM,MM}(m, n) = f_m, L^e(f_n) \quad (10)$$

$$Z_e^{MM,PO}(m, k) = f_m, L^e(f_k) \quad (11)$$

$$V_e(m, n) = f_m, E_t^{inc} \quad (12)$$

而 $m, n = 1, \dots, N^{MM}, k = 1, \dots, N^{PO}$.

对于载体上天线的辐射问题,由于无外加入射磁场, $k = 0$,故方程(9)右端第二项为零.MM 区很小时,该方程可直接求解.考察该方程,左端第二项 $Z_e^{MM,PO}_{k, n}$ 为计算量最密集的部分.如果使用迭代方法,考虑到迭代次数 N^{ite} 通常满足 $N^{ite} \ll N^{MM} \ll N^{PO}$,连续使用两次矩阵向量积来计算方程中矩阵 \times 矩阵 \times 向量部分,每次迭代的运算量为 $2N^{MM}2N^{PO}$,则整个求解过程中该部分的计算量为 $2N^{MM}2N^{PO}N^{ite}$.如果先计算 $Z_e^{MM,PO}_{k, n}$,其计算量则为 $(N^{MM})^2N^{PO}$.可见无论采用迭代求解或是直接求解,效率都将不如上述连续使用两次矩阵向量积的运算顺序,除非 N^{MM} 与 N^{ite} 差不多大或者更小.从以上分析中可以看出,PO-MM 混合方法的效率会随 MM 区的增大而降低.

考察矩阵 $Z_e^{MM,PO}$ 和 k, n ,由于电大尺寸物体表面 PO 区中大部分基函数所在面元都远离 MM 区,可知 MM 区的基函数和 PO 区基函数之间的互耦大量地属于远距离的耦合,这就可以使用 FAFFA 技术进行加速矩阵向量积的求解.另外,由于实际问题中载体上的细小结构、棱边或拐角等结构通常是分散分布的,所以,将这些地方的基函数划入 MM 区后,它们之间的互耦也有许多属于远距离耦合,从而同样可以使用 FAFFA 技术加速矩阵向量积的运算.

3 FAFFA 加速

与 FMM 加速原理类似,在 FAFFA 技术中,根据基函数在物体表面所处的位置,将它们分成若干组.设 O_a 和 O_b 分别为组 a 和组 b 的中心点, R_{ab} 是它们之间的距离.对于每个组

a , 所有其余的组可分成两类: 中心点与 O_a 的距离小于 $2D^2/$ 的为近场组, 其余的为远场组, 其中 D 为分组尺度. 方程组 (9) 中描述近场组之间耦合 (包括自耦) 的矩阵元素可采用常规的方法直接求出, 它们可表示为

$$Z_e(m, n) = -j \mu \int_{S_m} f_m(x) dS \int_{S_n} \overline{G} \cdot f_n(y) dS \quad (13)$$

$$k_{,n} = k_{,n}(\hat{k}_k^+ + \hat{k}_k^-) \cdot \hat{n} \times P.V. \int_{S_n} f_n(y) \times \nabla G dS \quad (14)$$

并用直接的乘法求出矩阵向量积.

对于远场组之间的互耦, 则采用 FAFFA 技术间接求出矩阵向量积. 设基函数 $f_m(x)$ 和基函数 $f_n(y)$ 在远场组 a 和 b 中, 令

$$\begin{aligned} \mathbf{R} &= \mathbf{x} - \mathbf{y} = \mathbf{x} - \mathbf{O}_a - \mathbf{O}_b + \mathbf{O}_b - \mathbf{y} \\ &= (\mathbf{x} - \mathbf{O}_a) \cdot \mathbf{R}_{ab} + \mathbf{R}_{ab} + (\mathbf{O}_b - \mathbf{y}) \cdot \mathbf{R}_{ab} \end{aligned} \quad (15)$$

式中 $\mathbf{R}_{ab} = \mathbf{O}_a - \mathbf{O}_b$, $R_{ab} = |\mathbf{R}_{ab}|$, $\mathbf{R}_{ab} = \mathbf{R}_{ab}/R_{ab}$. 又令 $G_{ab} = e^{-jk_0 R_{ab}/4} R_{ab}$, 则

$$\nabla G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = (jk_0 + 1/R_{ab}) G_{ab} e^{-jk_0(\mathbf{x} - \mathbf{O}_a) \cdot \mathbf{R}_{ab} - jk_0(\mathbf{O}_b - \mathbf{y}) \cdot \mathbf{R}_{ab}} \mathbf{R}_{ab} \quad (16)$$

$$\nabla \nabla G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = k_0^2 e^{-jk_0(\mathbf{x} - \mathbf{O}_a) \cdot \mathbf{R}_{ab}} G_{ab} e^{-jk_0(\mathbf{O}_b - \mathbf{y}) \cdot \mathbf{R}_{ab}} \mathbf{R}_{ab} \mathbf{R}_{ab} \quad (17)$$

上述推导过程中考虑到 R_{ab} 很大, 仅保留了 $1/R_{ab}$ 项. 将式 (16) 和式 (17) 代入式 (13), 得

$$Z_e(m, n) = R_{O_a, m}^e G_{ab} F_{O_b, n}^e \quad (18)$$

$$\text{其中 } F_{O_b, n}^e = \int_{S_n} [f_n - (\mathbf{f}_n \cdot \mathbf{R}_{ab}) \mathbf{R}_{ab}] e^{-jk_0(\mathbf{O}_b - \mathbf{y}) \cdot \mathbf{R}_{ab}} dS \quad (19)$$

$$R_{O_a, m}^e = \int_{S_m} \mathbf{f}_m \cdot e^{-jk_0(\mathbf{x} - \mathbf{O}_a) \cdot \mathbf{R}_{ab}} dS \quad (20)$$

由于矢量 $\mathbf{f}_n - (\mathbf{f}_n \cdot \mathbf{R}_{ab}) \mathbf{R}_{ab}$ 不含 \mathbf{R}_{ab} 方向的分量, 因此可将 $R_{O_a, m}^e$ 写成

$$R_{O_a, m}^e = \int_{S_m} [\mathbf{f}_m - (\mathbf{f}_m \cdot \mathbf{R}_{ba}) \mathbf{R}_{ba}] e^{-jk_0(\mathbf{O}_a - \mathbf{x}) \cdot \mathbf{R}_{ba}} dS \quad (21)$$

并不影响 $Z_e(m, n)$ 的计算结果. 上式中 $\mathbf{R}_{ba} = -\mathbf{R}_{ab}$. 显然 $R_{O_b, n}^e$ 和 $R_{O_a, m}^e$ 在形式上完全对称, 无论计算或存储只需其中之一即可. 同时, $R_{O_b, n}^e$ 和 $R_{O_a, m}^e$ 这种表达方式也有助于简化 MM 区与 PO 区远场组之间互耦的计算.

将 ∇G 的远场近似式 (16) 代入方程 (14) 得

$$\begin{aligned} i_{,n} &= e^{-jk_0(\mathbf{x} - \mathbf{O}_a) \cdot \mathbf{R}_{ba}} (\hat{k}_i^+ + \hat{k}_i^-) \cdot \hat{n} \times (-jk_0 G_{ab}) \mathbf{R}_{ab} \\ &\quad \times \int_{S_n} \mathbf{f}_n(y) e^{-jk_0(\mathbf{O}_b - \mathbf{y}) \cdot \mathbf{R}_{ab}} dS \end{aligned} \quad (22)$$

由于 $(\hat{k}_i^+ + \hat{k}_i^-) \cdot \hat{n} \times (\mathbf{R}_{ab} \times \mathbf{f}_n(y)) = [((\hat{k}_i^+ + \hat{k}_i^-) \times \hat{n}) \times \mathbf{R}_{ab}] \cdot \mathbf{f}_n(y) = [((\hat{k}_i^+ + \hat{k}_i^-) \times \hat{n}) \times \mathbf{R}_{ab}] \cdot [f_n - (\mathbf{f}_n \cdot \mathbf{R}_{ab}) \mathbf{R}_{ab}]$, 设 $(a_{1,i} - a_{2,i})$ 方向的单位矢量为 $\hat{\mathbf{t}}_i$, 则 $\hat{k}_i^+ \times \hat{n} = \hat{\mathbf{t}}_i$, 于是可将矩阵元素 $i_{,n}$ 表示为

$$i_{,n} = i_{,n} W_{O_a, i} G_{ab} F_{O_b, n}^e \quad (23)$$

其中 $W_{O_a, i} = 2jk_0 \hat{\mathbf{t}}_i \times \mathbf{R}_{ba} e^{-jk_0(\mathbf{O}_a - \mathbf{x}) \cdot \mathbf{R}_{ba}}$.

对于不满足远场条件的近场组基函数间的遮蔽因子, 按通常的 PO-MM 方法中所采用的方式计算. 对于满足远场条件的远场组 a 和组 b 间的基函数, 源组 b 对目标组 a 的入射波

方向可近似为 \mathbf{R}_{ab} , 组 a 中只有处在组 b 的直射范围内的部分基函数的电流展开系数才需要计算, 其余的保持为 0.

4 计算复杂度估计

以二维分组情况为例, 设整个目标用多个半径为 D 的圆覆盖, 圆的内接正方形为分组, 则组的面积为 $2D^2$. 设每 2 含 n_0 个基函数 (未知元), 则每个组中未知元为 $M = 2D^2 n_0 / ^2 = N/G$, 其中 $N = N^{\text{MM}} + N^{\text{PO}}$ 为总的未知元个数, $G = G_{\text{MM}} + G_{\text{PO}}$ 为总的分组数, G_{MM} 为 MM 区的分组数, G_{PO} 为 PO 区的分组数. 对于每个组, 距该组中心 $2D^2/$ 范围内的近场组的个数约为

$$\frac{(2D^2/)^2}{2D^2} = \frac{2D^2}{2} = \frac{1}{n_0} M \stackrel{\text{def}}{=} B \quad (24)$$

对于每一对近场组, 从一个组辐射到另一组的耦合的计算需要 M^2 次运算; 对于每一对远场组, 需要 $2M$ 次运算. 则求解矩阵方程中每次迭代计算各区之间互耦导致的矩阵向量积的运算量如下:

$$\text{MM 区 - MM 区 (近场)} : c_1 G_{\text{MM}}^2 M^2$$

$$\text{MM 区 - PO 区 (近场)} : c_1 2 (G_{\text{MM}} B - G_{\text{MM}}^2) M^2$$

$$\text{MM 区 - PO 区 (远场)} : c_2 2 [G_{\text{PO}} G_{\text{MM}} - (G_{\text{MM}} B - G_{\text{MM}}^2) 2M]$$

其中 c_1, c_2 为常数, MM 区与 PO 区耦合的系数 2 是因为运算涉及 $Z_e^{\text{MM,PO}}$ 和 k_j 两个矩阵.

将三部分时间累加, 得总时间

$$\begin{aligned} T &= 2c_1 \frac{1}{n_0} G_{\text{MM}} M^3 + G_{\text{MM}} \left[c_1 - 2c_1 G_{\text{MM}} - 4c_2 \frac{1}{n_0} \right] M^2 \\ &\quad + 4c_2 G_{\text{MM}} N \end{aligned} \quad (25)$$

令 $\partial T / \partial M = 0$ 得 $M = (G_{\text{MM}} - 0.5) n_0 /$, 此时 T 有最小值约为

$$\begin{aligned} T_{\min} &= 2c_1 G_{\text{MM}} (G_{\text{MM}} - 0.5)^3 \frac{n_0^2}{2} - 2c_1 G_{\text{MM}}^2 (G_{\text{MM}} - 0.5)^2 \frac{n_0}{2} \\ &\quad + 4c_2 G_{\text{MM}} N - 0.5c_1 G_{\text{MM}}^4 n_0^2 \end{aligned} \quad (26)$$

由此可见, FAFFA 加速的 PO-MM 主要通过加速 MM 区和 PO 区间远场组的耦合计算来提高运算速度. 与 FMM 相类似, FAFFA 也有类似聚集、转移和扩散的过程, 只是 FAFFA 仅在远离的组间完成聚集和扩散运算, 且只需计算一个方向上的值. FAFFA 不如 FMM 精确, 是否可以用 FMM 来完成加速呢? 由于在 PO-MM 方法中, MM 区和 PO 区的每个基函数都发生相互耦合, 如果两个区之间的耦合作用所导致的矩阵-向量积使用 FMM 处理, 则需要在每个组内进行聚集和扩散运算. 根据 FMM 的原理, 每次迭代聚集和扩散过程的运算量为 $O(N^{3/2})$, 其中 $N = N^{\text{MM}} + N^{\text{PO}}$, 这部分运算与使用单一矩量法来解决整个问题时用 FMM 技术加速所需要的时间是完全一样的. 而使用 PO-MM 方法每次迭代的计算量为 $2N^{\text{MM}} N^{\text{PO}} + (N^{\text{MM}})^2$. 可见, 当 N^{PO} 很大时, 仅聚集和扩散过程所需时间与通常的 PO-MM 相比已经没有任何优势了. 所以使用 FMM 处理 MM 区和 PO 区之间的耦合通常难以达到加速的目的. 但是, 当目标 MM 区中未知元足够多, 比如 $N^{\text{MM}} > 1000$, 在 MM 区内部实施 FMM 是有价值的^[2], 因为 MM 区内部的耦合是需要完全计算的, 这从方程 (9) 中可以看出.

5 数值结果

为了验证上述 FAFFA 加速的 PO-MM 的准确性,以图 2 所示金属组合体结构为例分析位于底板上的两个单极天线的辐射特性. 图中 $a = 5\text{m}$, $b = 10\text{m}$, $c = 12.5\text{m}$, $d = 6.125\text{m}$, $e = 3.125\text{m}$. 单极天线长度为 $\lambda/4$ (频率为 90MHz). 将该结构剖分成 5314 个三角形面元,每根天线分 5 段. MM 区为天线及其附近范围内的区域. 图 3 给出了工作在 90MHz 时两个天线同相激励情况下分别采用 FAFFA 加速的 PO-MM 法和常规的 PO-MM 方法计算所得的方向图,两者吻合得很好. 另外,应用本文方法还计算了单极天线的输入导纳和互导纳的频响曲线,与文献 [12] 中给出的计算结果一致.

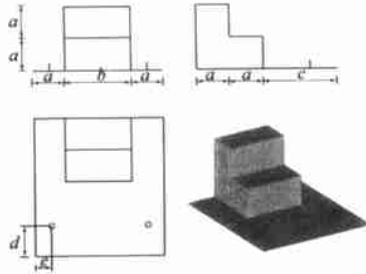


图 2 金属组合体结构

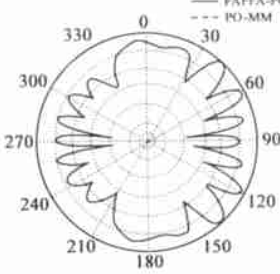


图 3 两个单极天线同相激励时的方向性图

图 4 是一个完纯导体舰船的缩比模型,其长度为 2.9m ,最宽处为 0.41m ,桅杆最高处为 0.633m ,三根线天线位置如图所示. 采用本文方法分析该舰船模型上天线的特性.

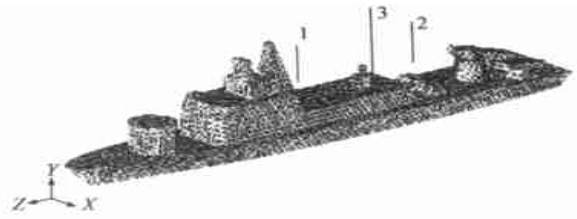


图 4 一个舰船缩比模型

先考虑三根天线长度均为 0.4m ,天线 1 工作在 $100\text{MHz} \sim 740\text{MHz}$ 范围内的输入导纳及其与天线 2 之间的互导纳. 模型网格剖分尺度为 0.03m ,舰体表面共分成 7162 个三角形面元,每根天线分成 14 段. MM 区共 2594 个未知元,PO 区为 8013 个未知元. 图 5 给出了分别采用 FAFFA 加速的 PO-MM 方法和常规的 PO-MM 方法计算所得输入导纳的频响曲线. 图 6 给出了天线 1、2 之间的互导纳的计算结果. 可见,FAFFA 加速的 PO-MM 与传统 PO-MM 计算结果完全一致.

当天线 2、3 的长度改为 0.06m ,工作频率为 1.25GHz 时,计算所得天线 2 在方位面内的方向性图如图 7 所示. 可见本文方法与传统 PO-MM 计算结果一致性很好. 计算中 MM 区共 1573 个未知元,PO 区 11147 个未知元,FAFFA 加速的 PO-MM 单次迭代为 2 秒,PO-MM 为 5 秒,迭代精度为 $1e-4$ 时,前者共用 4 分 31 秒,迭代 133 次;后者共用 8 分 58 秒,迭代 113 次. 可见使用 FAFFA 加速的 PO-MM 对计算能起到明显的加速作用,有效提高了计算效率.

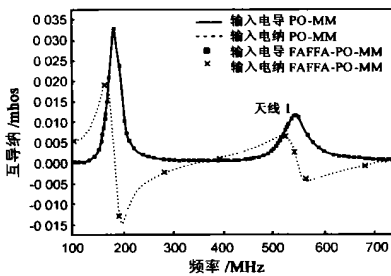


图 5 天线 1 输入导纳频响曲线

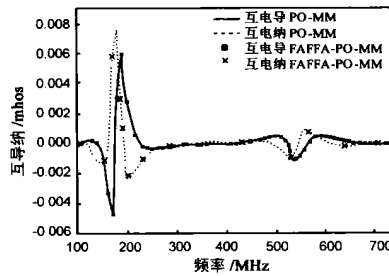


图 6 天线 1~2 互导纳频响曲线

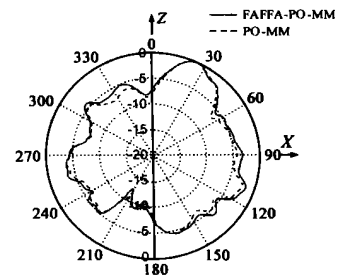


图 7 天线 2 方位面内方向性图

6 结论

本文将 FAFFA 技术和传统的 PO-MM 方法相结合,可有效缓解原方法在处理电大尺寸的复杂金属载体上天线辐射问题时由于 MM 区的增大而带来的计算效率降低的问题. 文中针对远场组之间的耦合推导了一组简洁的计算公式并对其计算复杂度做了分析,同时指出了快速多极子方法通常无助于加速计算 MM 区和 PO 区间耦合引起的矩阵向量积的原因. 数值计算的结果表明了本文算法的可靠性和有效性. 尽管文中给出的算例是天线的辐射问题,但所提出的加速算法同样可直接应用于三维复杂目标的电磁散射特性的分析计算. 利用该技术,可将 PO-MM 方法拓展到更高的频率和更复杂的目标的电磁特性分析上,从而有助于在实际工程中快速准确地模拟大型复杂目标的电磁特性.

参考文献:

- [1] HARRINGTON R F. Field Computation by Mment Method [M]. Malabar, FL: Krieger, 1968.
- [2] SONG J M, CHEW W C. Fast multipole method solution using parametric geometry [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 1994, 7 (16): 760 - 765.
- [3] LU C C, CHEW W C. A multilevel algorithm for solving boundary integral equations of wave scattering [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 1994, 7 (10): 466 - 470.
- [4] KLLER J B. Geometrical theory of diffraction [J]. J Opt Soc Am, 1962, 52: 116 - 130.
- [5] JAKOBUS U, LANDSTORFER F M. Improved PO-MM hybrid formulation for scattering from three-dimensional perfectly conducting bodies of arbitrary shape [J]. IEEE Trans, 1995, AP-43 (2): 162 - 169.

- [6] JAKOBUS U ,LANDSTORFER F M. Hybrid MM-PO-Fock analysis of monopole antennas mounted on curved convex bodies[A]. Conference Proceedings of the 12th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics[C]. Monterey ,USA :ACES ,1996. 101 - 108.
- [7] JAKOBUS U ,LANDSTORFER F M. Improvement of the PO-Mm hybrid method by accounting for effects of perfectly conducting wedges [J]. IEEE Trans ,1995 ,AP-43 (10) :1123 - 1129.
- [8] HODGES R E ,et al. An iterative current-based hybrid method for complex structures[J]. IEEE Trans ,1997 ,AP-45 (2) :265 - 276.
- [9] LU C C ,CHEW W C. Fast far-field approximation for calculating the RCS of large objects[J]. Microwave and Optical Technology Letters , 1995 ,8(5) :238 - 241.
- [10] RAO S M ,WILTON D R ,GLISSON A W. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape[J]. IEEE Trans ,1982 ,AP-30 (3) :409 - 418.
- [11] HWU S U ,WILTON D R. Electromagnetic Scattering and Radiation by

Arbitrary Configurations of Conducting Bodies and Wires [R]. USA : San Diego State University ,1998. 87 - 17.

- [12] OBILLEIRO F ,et al. Hybrid moment-method physical-optics formulation for modelling the electromagnetic behavior of on-board antennas [J]. Microwave and Optical Technology Letters ,2000 ,27 (2) :88 - 93.

作者简介:



华夷和 男,1975年12月生于江苏省无锡市,2003年获南京航空航天大学博士学位,主要研究方向:电磁兼容,电磁散射与辐射。



徐金平 男,1962年6月生于江苏省张家港市,现为东南大学毫米波国家重点实验室教授、博士生导师,主要研究方向:计算电磁学,电磁兼容,天线与电磁散射,毫米波亚毫米波理论与技术。



牛臻弋 男,1975年7月生于河南省洛阳市,现为东南大学毫米波国家重点实验室博士研究生,主要研究方向:计算电磁学,天线与电磁兼容。