

电大尺寸载体天线间宽带干扰耦合快速分析

袁军^{1,2}, 邱扬¹, 刘其中², 郭景丽², 谢拥军²

(1. 西安电子科技大学机电工程学院, 710071, 西安; 2. 西安电子科技大学
天线与微波技术国家重点实验室, 710071, 西安)

摘要: 为求解电大尺寸载体天线间的宽带干扰耦合度, 建立了天线间干扰耦合分析模型, 提出了自适应多层快速多极子算法作为求解该耦合分析模型的核心算法. 该算法将阻抗积分表达式中的基函数和权函数分别用不同空间位置上的 Dirac 函数展开, 使阻抗积分的计算得到大大简化, 所有转移过程可由快速傅里叶变换计算完成, 应用波形渐进估计技术计算载体表面及天线上的宽带电流值, 最后结合微波二端口网络理论求得天线间的宽带耦合度. 数值实验和实测结果证明, 在精度相等的前提下, 所提出的快速分析方法比传统快速分析方法的计算效率和存储效率均提高了 30% 左右.

关键词: 多层快速多极子; 天线; 干扰; 电大尺寸

中图分类号: TN802 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-987X(2007)10-1202-04

Fast Analysis of Broad Band Interference Coupling of Antennae on Electrically Large Target

Yuan Jun^{1,2}, Qiu Yang¹, Liu Qizhong², Guo Jingli², Xie Yongjun²

(1. School of Electromechanical Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China; 2. National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: A coupling model of antenna and an adaptive multilevel fast multipole algorithm (AM-FLFMA) are introduced for the analysis of the broad band coupling of antennae on electrically large targets. By expanding the basis functions and weight functions with Dirac functions in different spatial position, the impedance integration calculation of the AMLFMA can be simplified and all the transformation procedure can be calculated by fast Fourier transformation. Combining AMLFMA with asymptotic, wave form evaluation technique (AWE) the broad band currents on antennae can be calculated rapidly. The broad band coupling of antennae can be calculated via microwave two ports theory. Numerical and experiment results show that the CPU time and memory needed for the analysis procedure using AMLFMA/AWE are less than MLFMA/AWE method by 30% under the same precision.

Keywords: multilevel fast multipole algorithm; antenna; interference; electrically large

为了较好地实现各种载体天线间的电磁兼容性, 以及天线的优化配置, 在天线上装前往往要对天线间的电磁兼容性能进行预先设计, 而电磁干扰的仿真分析是其中最为关键的一步. 目前可采用的电磁仿真算法有很多, 如有限元法、矩量法、时域有限

差分法以及高频渐进方法等, 然而上述算法都无法同时满足人们对计算速度和精度的要求. 20 世纪末, 多层快速多极子算法 (MLFMA)^[1-2] 的出现使这一问题得到了解决.

MLFMA 算法^[1-2] 将传统积分方程法中的场源

相互作用分为近场相互作用和远场相互作用,近场相互作用用矩量法(MOM)求解,远场相互作用则被分为聚合、转移、配置 3 个过程,从而将传统积分方程法中的稠密矩阵与矢量积问题转化为稀疏矩阵与矢量积问题,可采用迭代法求解,能大大节省计算机内存,提高计算速度.本文在 MLFMA 的基础上提出了一种自适应多层快速多极子算法(AMLFMA),其主要思想是将基函数和权函数分别在高斯积分节点和均匀网格的中心用 Dirac 函数展开,使阻抗积分计算得到大大简化,转移过程的计算可由快速傅里叶变换完成,相对传统多层快速多极子算法可进一步降低存储量,提高运算速度.本文采用 AMLFMA 算法与波形渐进预估技术(AWE)^[3]相结合的方法实现了电大载体上天线间宽带耦合的快速预估.

1 天线间干扰耦合模型

应用多层快速多极子方法求解积分方程时,经网格离散后的任意两段天线单元间可以视为一个二端口网络^[4](如图 1 所示),其干扰的严重程度可以用耦合度大小进行衡量.两天线间干扰的耦合度定义为^[4]

$$C = 10\lg\left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}\right) = 10\lg\left(\frac{|Y_{21}|^2 \text{Re}(Y_L)}{|Y_{22} + Y_L|^2 |\text{Re}(Y_{\text{in}})|}\right) \quad (1)$$

$$Y_{\text{in}} = Y_{11} - Y_{12}Y_{21}/(Y_{22} + Y_L) \quad (2)$$

式中: P_{out} 为二端口网络输出功率; P_{in} 为输入功率; Y_{11} 、 Y_{22} 、 Y_{12} 、 Y_{21} 为二端口网络导纳参数; Y_{in} 、 Y_L 为二端口网络输入与负载导纳.可见耦合度的计算在于获得由任意两天线段组成的二端口网络的导纳矩阵参数,而导纳参数可以在获得端口电流后由开路、短路法求得.因为耦合特性分析涉及宽频带耦合度计算,所以获得散射体表面的宽带电流分布是计算天线耦合度过程中最关键也是工作量最大的一步.

2 宽带干扰耦合快速算法

根据等效原理,在散射体边界面上采用的等效面电流 $\mathbf{J}(\mathbf{J}=\mathbf{n}\times\mathbf{H}$,其中 $\mathbf{n}$ 为散射体边界面的法向矢量, $\mathbf{H}$ 为边界面上的磁场强度)和面磁流 $\mathbf{M}(\mathbf{M}=\mathbf{E}\times\mathbf{n}$,其中 $\mathbf{E}$ 为边界面上的电场强度)所满足的电

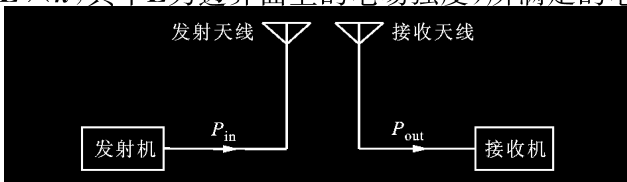


图 1 天线耦合示意图

场积分方程(EFIE)和磁场积分方程(MFIE)分别为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = & -jk_0\eta\int\mathbf{J}(\mathbf{r}')\overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r},\mathbf{r}')d\mathbf{r}' - \\ & \nabla\times\int\mathbf{M}(\mathbf{r}')\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^s(\mathbf{r}) = & -j\frac{k_0}{\eta}\int\mathbf{M}(\mathbf{r}')\overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r},\mathbf{r}')d\mathbf{r}' + \\ & \nabla\times\int\mathbf{J}(\mathbf{r}')\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \end{aligned} \quad (4)$$

式中: $\mathbf{E}^s$ 、 $\mathbf{H}^s$ 分别为散射电场和磁场; $\mathbf{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ 和 $\overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ 为三维自由空间的格林函数和并矢格林函数; $\mathbf{r}$ 和 $\mathbf{r}'$ 为场点和源点的位置矢量; k_0 和 η 为自由空间波数和波阻抗.

组合电磁场积分方程(CFIE)^[2]可以避免电磁计算的内部谐振问题,因而在电大尺寸的电磁计算中获得了广泛应用.采用组合积分方程时散射体离散后所得的线性方程组为^[2]

$$\mathbf{Z}\mathbf{I}=\mathbf{V} \quad (5)$$

式中: $\mathbf{Z}$ 为阻抗矩阵; $\mathbf{I}$ 为未知电流向量; $\mathbf{V}$ 为电压向量.在采用 RWG 矢量基函数 $\mathbf{f}_i$ 展开、伽辽金匹配的情况下,式(5)左边的具体表达式如下

$$\sum_{i=1}^{N_s} Z_{ji} I_i = \sum_{j \in G_{m'}} Z_{ji} I_i + \int_S \mathbf{U} \mathbf{A}_{mj}(\mathbf{U}) \sum_{m' \in G_{m'}} T_L(\mathbf{U} \mathbf{r}_{mm'}) \sum_{i \in G_{m'}} \mathbf{A}_{m'i}(\mathbf{U}) I_i d\mathbf{s} \quad (6)$$

式中: $j=1,2,\dots,N_s$, N_s 为表面单元的总数; S 为散射体表面积; $\mathbf{U}$ 为波矢量; Z_{ji} 为阻抗矩阵元素; I_i 为电流向量元素;右边第 1 部分表示近区耦合作用,第 2 部分表示远区耦合作用; m' 为远区耦合作用中源点组中心; m 为场点组中心; $\mathbf{r}_{mm'}$ 为源点组中心与场点组中心间的距离矢量; $G_{m'}$ 为远区作用单元分组数量; $\mathbf{A}_{m'i}$ 为聚合因子,将以 m' 为组中心的 i 个单元对场点的作用聚合至组中心 m' ; T_L 为转移因子,将源点组对场点组的作用由源点组中心 m' 转移至场点组中心 m ; $\mathbf{A}_{mj}$ 为配置因子,将对场点组中心 m 的耦合作用配置到组内的 j 个单元.转移、配置及聚合因子分别为

$$T_L = \sum_{l=0}^L j^l (2l+1) h_l^{(1)} P_l \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{mj}(\mathbf{U}) = & \frac{-k_0^2}{16\pi^2} \int (\alpha \mathbf{f}_j(\mathbf{r}) \cdot (\overline{\mathbf{I}} - \mathbf{U}\mathbf{U}) + \\ & (1-\alpha) \mathbf{f}_j(\mathbf{r}) \times \mathbf{U}) \exp(-j\mathbf{U} \cdot \mathbf{r}_{jm}) d\mathbf{s} \end{aligned} \quad (8)$$

$$0.2 \leq \alpha \leq 1$$

$$\mathbf{A}_{m'i}(\mathbf{U}) = \int \mathbf{f}_i(\mathbf{r}') \exp(-j\mathbf{U} \cdot \mathbf{r}_{im'}) d\mathbf{s}' \quad (9)$$

式中: $h_l^{(1)}$ 是第一类球汉开尔函数; P_l 是勒让德多项式; L 为快速多极子的模式数; $f_j(\mathbf{r})$ 、 $f_i(\mathbf{r})$ 分别为矢量权函数和矢量基函数; $\bar{\mathbf{I}}$ 为单位并矢. 对 MLFMA 算法来讲, 比较耗费机时的运算过程有: 阻抗积分的计算、转移过程的计算和转移因子的计算, 因此本文针对以上计算过程进行改进.

将配置因子 A_{mj} 表达式中的矢量权函数 $f_j(\mathbf{r})$ 用高斯积分节点上的 δ 函数展开, 有

$$g_j = \sum_{s=1}^{I_G} p_{sr} \delta^3 \quad g_j \in \{f_{jx}, f_{jy}, f_{jz}\} \quad (10)$$

式中: I_G 为高斯积分的点数; p_{sr} 为展开系数.

对于任意复杂形状的散射体, 处于不同位置的面元积分可采用不同的高斯积分点数. 这样, 面元积分计算量可根据精度及散射体表面曲率变化情况自适应调整, 在本文 AMLFMA 算法中, 面元积分采用如下原则时可保证计算误差小于 1%: 曲率变化不连续处 0.5λ (λ 为波长) 范围内的面元采用正常高斯积分点数, 如目标上线面结合处、曲面与曲面结合处; 曲率变化均匀且为有限值的表面上, 面元的积分点数为正常点数的 0.7 倍, 如柱面、球面、锥面等; 曲率变化均匀但为无限值的表面上, 面元的积分点数为正常点数的 0.6 倍, 如平面.

将聚合因子中的基函数 f_i 用位于 MLFMA 均匀分组网格中心的一组 δ 函数展开, 如图 2 所示, 令

$$g_i = \sum_{r \in C_i} \beta_r \delta^3 \quad g_i \in \{f_{ix}, f_{iy}, f_{iz}\} \quad (11)$$

式中: C_i 是 f_i 周围 $(M+1)^3$ 个网格中心的集合; β_r 为展开系数.

以上操作使积分计算得到简化的同时, 将基函数映射到其周围的网格中心, 使原有的空网格和非空网格都用点源函数进行了填充, 这样在多层快速多极子算法中, 多极转移过程可用一离散圆卷积表达, 可以用快速傅里叶变换及其逆变换计算

$$\sum_{m \in G_{m'}} T_L S_{m'} = F^{-1} \{F(S_{m'}) F(T_L)\} \quad (12)$$

式中: $F(\cdot)$ 为快速傅里叶变换; $F^{-1}\{\cdot\}$ 为快速逆

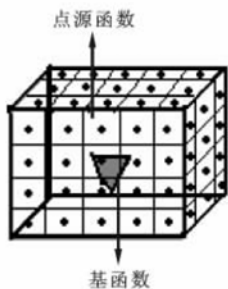


图2 基函数用 δ 函数展开示意图

傅里叶变换; $S_{m'}$ 为聚合量, 其表达式为

$$S_{m'}(\mathbf{U}) = \sum_i A_{m'i}(\mathbf{U}) I_i \quad (13)$$

在计算中, 聚合因子中的基函数只在最高层上展开并求解其系数, 其他层级上系数采用内插的方法得到, 对于任意复杂的散射体, 在进行网格分组时用多个立方体将散射体各部分罩住 (如图 3 所示), 多个立方体在连接边界处保持网格大小的匹配, 在相同层级上各立方体也要保持网格大小一致.

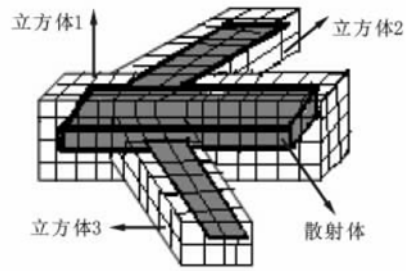


图3 散射体网格分组示意图

对于转移因子, 在采用射线传播近似^[5-6]和远场近似^[7]的基础上, 应用文献[8]的方法, 只计算 $1/8$ 球面上的角谱分量, 其他的分量由对称关系得到, 转移因子计算量和存储量可以降到传统方法的 $1/8$ 左右.

AWE 技术是通过将式(5)中的电流 I 展开成关于中心频率点 Q_0 的泰勒级数, 得到频带内的目标表面电流

$$I_n(Q) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{I_n^{(i)}(Q_0)}{i!} (Q - Q_0)^i \quad (14)$$

$$\mathbf{I}^{(i)}(Q_0) = \mathbf{Z}^{-1} \mathbf{V}^{(i)}(Q_0) \quad (15)$$

式中: Q 为频率; I_n 、 $I_n^{(i)}$ 分别为电流向量中的第 n 个分量和 i 阶导数; $\mathbf{I}^{(i)}$ 、 $\mathbf{V}^{(i)}$ 为电流、电压向量的 i 阶导数. 为了扩大泰勒级数的收敛半径, 需要将式(14)转化为 Pade 有理函数

$$\sum_{i=0}^{\infty} \frac{I_n^{(i)}(Q_0)}{i!} (Q - Q_0)^i = P_n(N/M) + O(Q^{N+M+1}) \quad (16)$$

$$I_n(Q) \approx P(N/M) = \frac{\sum_{i=0}^N a_n^i (Q - Q_0)^i}{\sum_{j=0}^M b_n^j (Q - Q_0)^j} \quad (17)$$

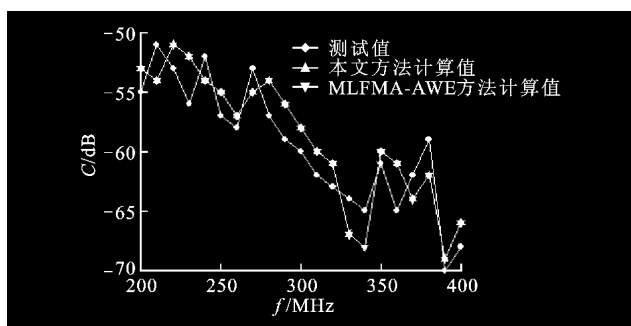
式中: 整数 N 和 M 分别为有理函数分子、分母多项式的最高次数; 系数 a_n^i 和 b_n^j 由下式决定

$$a_n^i - \sum_{j=0}^{i-1} \frac{I_n^{(j)}(Q_0)}{j!} b_n^{i-j} = \frac{I_n^{(i)}(Q_0)}{i!} \quad (18)$$

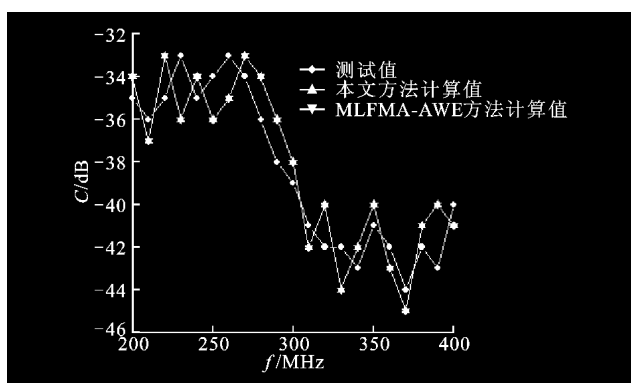
求得系数 a_n^i 和 b_n^j 后,应用式(17)便可求出频带内任意频点的电流分布,进而可以应用前文介绍的耦合度模型求得天线间的宽带干扰耦合度。

3 仿真实验结果

在处理器为 PIV 2.0、内存 1 GB 的微机上采用两种方法对某目标上的 UHF 线天线间的宽带耦合度进行仿真分析。目标长 34 m,翼展 38 m。UHF 线天线的工作频率范围为 200~400 MHz,整个机身离散所得到的未知数多达 56 968 个,其中线天线底部馈电,采用线单元剖分,目标表面采用三角形面元剖分,线面结合处采用三角形连接段模型,线元长度与三角形面元的最大边长均取 0.1 λ 。图 4 给出了天线 2、3 之间、天线 2、4 之间在整个频段内的耦合度计算与测试曲线,可以看出计算结果与测试结果吻合良好,误差小于 1%。表 1 给了两种方法计算时间和内存占用量的比较,可以看出本文方法的性能明显优于传统方法。



(a)天线 2、3 之间



(b)天线 2、4 之间

图 4 天线耦合度计算结果与测试结果对比

表 1 本文方法与 MLFMA-AWE 方法性能对比

	未知数数量	计算时间/s	内存/MB
MLFMA-AWE	56 968	73 165	589
本文方法	56 968	51 216	410

4 结束语

本文方法是一种通用的宽带算法,可以实现积分方程求解电大散射问题时大规模稠密矩阵方程的快速计算。仿真实验表明,本文方法的计算和存储复杂度相对传统 MLFMA 方法降低了 30%,结合 AWE 技术可以实现电大载体天线间的宽带干扰耦合分析,并可使分析的整体效率提高近 30%。

参考文献:

- [1] Rokhlin V. Rapid solution of integral equations of scattering theory in two dimensions [J]. J Comput Phys, 1990, 86(2):414-439.
- [2] Song J M, Chew W C. Multilevel fast multipole algorithm for solving combined field integral equations of electromagnetic scattering [J]. Microwave Opt Tech Lett, 1995, 10(1):14-19.
- [3] Reedy C J, Deshpande M D, Cockrell C R, et al. Fast RCS computation over a frequency band using method of moments in conjunction with asymptotic wave form evaluation technique [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagat, 1998, 46 (8): 1229-1233.
- [4] Qiu Yang, Yuan Jun, Tian Jin, et al. Antenna position optimal design for reducing interference [C]//Proceedings of IEEE International Symposium on EMC, Tokyo, Japan: IEICE, 2004: 689-693.
- [5] Wagner R L, Chew W C. A ray propagation fast multipole algorithm [J]. Microwave Opt Tech Lett, 1994, 7(10):435-438.
- [6] 胡劼,胡俊,聂在平,等.一种自适应的射线传播多层快速多极子方法[J].电波科学学报,2004,19(6):669-672.
Hu Jie, Hu Jun, Nie Zaiping, et al. An adaptive ray-propagation multilevel fast multipole algorithm [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2004, 19(6): 669-672.
- [7] Chew W C, Cui T J, Song J M. A FAFFA-MLFMA algorithm for electromagnetic scattering [J]. IEEE Transactions on Antennas Propagat, 2002, 50 (11): 1641-1649.
- [8] 王浩刚,聂在平,王军.对三维多层快速多极子方法中不变项计算的优化[J].电子学报,2000,28(9):105-107.
Wang Haogang, Nie Zaiping, Wang Jun. A new technique of solving the integral equation for electromagnetic scattering from the targets with combined sources [J]. Acta Electronica Sinica, 2000, 28(9):105-107.

(编辑 刘杨)