

渐近波形估计技术在三维电磁散射问题快速分析中的应用

孙玉发^{1,2}, 徐善驾¹

(11 中国科学技术大学电子工程与信息科学系, 安徽合肥 230027; 21 安徽大学电子工程与信息科学系, 安徽合肥 230039)

摘 要: 本文将渐近波形估计技术应用到矩量法中, 计算了三维理想导体目标的宽带雷达散射截面(RCS)和单站 RCS 方向图. 用矩量法求解电场积分方程, 得到给定频率点、给定方向入射波照射下的导体表面电流密度, 应用渐近波形估计技术分别得到频带内任意频率点以及任意角度入射波照射下的导体表面电流密度, 进而计算出宽带 RCS 和单站 RCS 方向图. 计算结果表明渐近波形估计技术与矩量法结合可以逼近矩量法逐点计算的结果, 且计算效率大大提高.

关键词: 矩量法; 渐近波形估计; 三维电磁散射; 雷达散射截面

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2002) 06-0794-03

The Application of Asymptotic Waveform Evaluation Technique in Fast Analysis of the Three2Dimensional Electromagnetic Scattering

SUN Yu2fa^{1,2}, XU Shan2jia¹

(11 Dept. of electronic engineering and information science, University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230027, China;

21 Dept. of electronic engineering and information science, Anhui University, Hefei, Anhui 230039, China)

Abstract: The asymptotic waveform evaluation (AWE) technique is applied to the method of moments for computing the radar cross section (RCS) of three2dimensional perfect electric conductor over a frequency band and the monostatic RCS pattern. The method of moments is used to solve the electric field integral equation, and the surface electric current density at a given frequency and incident angle can be determined. Using the AWE technique, the surface current on the perfect electric conductor can be obtained at any frequency within a frequency range and any incident angle within an angular range, respectively, which is used to compute the wide2band RCS and the monostatic RCS pattern. The numerical results are in good agreement with the results achieved by the method of moments at each frequency or any incident angle, while the computational efficiency is considerably improved.

Key words: method of moments; asymptotic waveform evaluation; three2dimensional electromagnetic scattering; radar cross section

1 引言

应用矩量法求解电场积分方程(EFIE)或磁场积分方程(MFIE)可以精确地预估目标的雷达散射截面(RCS), 但每次计算只能得到一个频率点的 RCS. 而在雷达目标识别中, 需要目标的宽带 RCS 数据. 与其它频域方法一样, 为了获得目标的宽带 RCS, 应用矩量法就必须在频带内的每个频率间隔点上逐点计算, 当目标的 RCS 随频率变化剧烈时, 必须以很小的频率间隔计算才能得到精确的频率响应, 这就意味着在整个频带内矩阵方程求解次数的增加, 需要耗费大量机时. 同样, 应用矩量法计算目标的 RCS 时, 每次计算只能得到一个入射方向上的 RCS, 为了获得目标的单站 RCS 方向图, 就必须在整个角度范围内不同入射方向逐点计算. 为了克服这些缺

点, EH Newman 和 G J Burke 分别通过内插阻抗矩阵^[1]和使用基于模型参数估计^[2]的方法获得了宽带数据. 一种类似的技术) 渐近波形估计(AWE)技术被提出, 并首先用于超大规模集成电路的适时分析^[3]. 近年来, AWE 技术被逐渐应用到电磁问题的分析中^[4~9]. 本文将 AWE 技术应用到矩量法中, 计算了理想导电平板和长方体的宽带 RCS 以及单站 RCS 方向图. 数值计算表明: AWE 技术的使用提高了计算效率, 且能逼近矩量法逐点计算的结果.

2 理论

2.1 三维理想导体目标 RCS 的矩量法解

平面波以(H, U)角入射到任意形状三维理想导体上, 根据导体表面总的切向电场等于零, 可得电场积分方程

收稿日期: 20010528; 修回日期: 200201212

基金项目: 教育部年度重点科研基金(No. 00179)

$$\mathbf{n} @ \mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = \mathbf{n} @ \mathbf{K}_s \mathbf{G} \left[\mathbf{J}(\mathbf{r}) + \frac{\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r})}{k^2} \right] \frac{e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}}}{4\pi R} d\mathbf{s} \quad (1)$$

\mathbf{r} 在导体表面 s 上, 式(1)中 $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}|$, $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ 表示导体表面 \mathbf{r} 处的未知电流密度, k 为自由空间波数, G 为自由空间的波阻抗, \mathbf{E}^i 为入射电场, 表达式为

$$\mathbf{E}^i = (E_{xi}\mathbf{e}_x + E_{yi}\mathbf{e}_y + E_{zi}\mathbf{e}_z) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (2)$$

其中

$$E_{xi} = \cos H \cos U \cos A - \sin U \sin A \quad (3)$$

$$E_{yi} = \cos H \sin U \cos A + \cos U \sin A \quad (4)$$

$$E_{zi} = -\sin H \cos A \quad (5)$$

$$k_x = k \sin H \cos U \quad (6)$$

$$k_y = k \sin H \sin U \quad (7)$$

$$k_z = k \cos H \quad (8)$$

H, U 分别为入射平面波与 Z 轴、 X 轴间的夹角, A 为极化角^[7]. 用三角单元剖分导体表面, 未知电流用 RWG^[8] 矢量基函数 $f_n(\mathbf{r})$ 展开

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N I_n f_n(\mathbf{r}) \quad (9)$$

式中 N 为未知变量数, 应用 Galerkin 方法, 可将 EFIE 化成矩阵方程

$$\mathbf{Z}(\mathbf{k}) \mathbf{I}(\mathbf{k}; H, U) = \mathbf{V}(\mathbf{k}; H, U) \quad (10)$$

给定频率 f_0 (对应波数 k_0) 和入射角 (H_0, U_0), 求解方程(10)可得未知电流分布, 进而计算出散射电场 \mathbf{E}^s , 根据雷达散射截面定义

$$R = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|\mathbf{E}^s|^2}{|\mathbf{E}^i|^2} \quad (11)$$

可得目标的 RCS.

21.2 渐近波形估计技术

21.2.1 宽带 RCS 的 AWE 解

在入射角一定的条件下, 求解式(10)只能得到一个频率点的导体表面电流. 为了得到给定频带内的导体表面电流分布, 就必须以一定的频率间隔重复求解式(10). 应用 AWE 技术可实现目标宽带 RCS 的快速计算. AWE 技术将 $\mathbf{I}(\mathbf{k})$ 在给定 k_0 处展开成泰勒级数, 即

$$\mathbf{I}(\mathbf{k}) = \sum_{n=0}^L \mathbf{m}_n (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^n \quad (12)$$

展开系数的表达式为

$$\mathbf{m}_0 = \mathbf{Z}^{-1}(\mathbf{k}_0) \mathbf{V}(\mathbf{k}_0) \quad (13)$$

$$\mathbf{m}_n = \mathbf{Z}^{-1}(\mathbf{k}_0) \left[\frac{\mathbf{V}^{(n)}(\mathbf{k}_0)}{n!} - \sum_{i=1}^n \frac{\mathbf{Z}^{(i)}(\mathbf{k}_0) \mathbf{m}_{n-i}}{i!} \right] \quad (14)$$

式中 $\mathbf{Z}^{(i)}$ 表示 $\mathbf{Z}(\mathbf{k})$ 的 i 阶导数, $\mathbf{V}^{(n)}$ 表示 $\mathbf{V}(\mathbf{k})$ 的 n 阶导数, 详细的表达式可参阅文献[9].

为了扩大泰勒级数的收敛半径, 可通过 Pad 逼近将 $\mathbf{I}(\mathbf{k})$ 展开成有理函数, 即

$$\mathbf{I}(\mathbf{k}) = \frac{\sum_{i=0}^L \mathbf{a}_i (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^i}{\sum_{j=0}^M \mathbf{b}_j (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^j} \quad (15)$$

式中 $\mathbf{b}_0 = 1$. 系数 $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_j$ 通过求解下列方程

$$\begin{bmatrix} \mathbf{m}_L & \mathbf{m}_{L-1} & \mathbf{m}_{L-2} & \dots & \mathbf{m}_{L-M+1} \\ \mathbf{m}_{L+1} & \mathbf{m}_L & \mathbf{m}_{L-1} & \dots & \mathbf{m}_{L-M+2} \\ \mathbf{m}_{L+2} & \mathbf{m}_{L+1} & \mathbf{m}_L & \dots & \mathbf{m}_{L-M+3} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{m}_{L+M-1} & \mathbf{m}_{L+M-2} & \mathbf{m}_{L+M-3} & \dots & \mathbf{m}_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \\ \mathbf{b}_3 \\ \vdots \\ \mathbf{b}_M \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \mathbf{m}_{L+1} \\ \mathbf{m}_{L+2} \\ \mathbf{m}_{L+3} \\ \vdots \\ \mathbf{m}_{L+M} \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{a}_0 \\ \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{a}_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{m}_0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \mathbf{m}_1 & \mathbf{m}_0 & 0 & \dots & 0 \\ \mathbf{m}_2 & \mathbf{m}_1 & \mathbf{m}_0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{m}_L & \mathbf{m}_{L-1} & \mathbf{m}_{L-2} & \dots & \mathbf{m}_{L-M} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{b}_M \end{bmatrix} \quad (17)$$

确定. 将其代入式(15)便得到给定频带内任意频率点的导体表面电流密度, 进而计算出散射场和宽带 RCS.

21.2.2 单站 RCS 方向图的 AWE 解^[10]

在入射平面波频率一定的条件下, 求解式(10)只能得到一个入射方向上的导体表面电流密度. 若要得到单站 RCS 方向图, 就必须对不同入射角重复求解方程(10). 应用 AWE 技术将任意入射角 $H(U)$ 一定时的导体表面电流密度在给定入射角 H_0 处展开成泰勒级数, 再通过 Pad 逼近转化为有理函数的形式, 即

$$\mathbf{I}(\mathbf{H}) = \sum_{q=0}^L \mathbf{M}_q (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0)^q \mathbf{U} \mathbf{P} (L/M) = \frac{\sum_{i=0}^L \mathbf{a}_i (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0)^i}{1 + \sum_{m=1}^M \mathbf{b}_m (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0)^m} \quad (18)$$

其中

$$\mathbf{M}_q = \frac{1}{q!} \mathbf{Z}^{-1} \mathbf{V}^{(q)}(\mathbf{H}_0) \quad (19)$$

系数 $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_m$ 通过求解方程(16)、(17)得到, 将其代入式(18)便得到整个角度范围内任意入射角下的导体表面电流密度.

根据 Pad 逼近理论, L, M 应满足如下关系

$$\begin{cases} L = M, & L+M \text{ 为偶数} \\ |L-M| = 1, & L+M \text{ 为奇数} \end{cases} \quad (20)$$

3 数值计算与结果

为了验证本文方法的正确性, 分别对理想导电平板和长方体的宽带 RCS 进行了计算. 导电平板的尺寸为: 长 115cm, 宽 1cm. 用三角单元剖分导电平板, 单元数为 300, 未知变量数为 425, 入射平面波 ($A = 90^\circ$) 沿 $H = 90^\circ, U = 0^\circ$ 方向入射, 展开频率点 $f_0 = 30\text{GHz}, 22\text{GHz} \sim 38\text{GHz}$ 频率范围内的 RCS 与频率间的关系如图 1 所示. 其中矩量法以 1GHz 频率间隔逐点计算 (共 17 个频率点), 需要的 CPU 时间为 21811 秒, AWE 以 0.1GHz 频率间隔计算 (共 161 个频率点), 需要的 CPU 时间为 11046 秒. 理想导电长方体的尺寸为: 长 0.5cm, 宽 0.4cm, 高 0.3cm. 用三角单元剖分长方体表面, 单元数为 296, 未知变量数为 444, 入射平面波 ($A = 0^\circ$) 沿 $H = 0^\circ, U = 0^\circ$ 方向入射, 展开频率点 $f_0 = 30\text{GHz}, 22\text{GHz} \sim 38\text{GHz}$ 频率范围内的 RCS 与频率间的关系如图 2 所示. 其中矩量法以 1GHz 频率间隔逐点计算 (共 17 个频率点), 需要的 CPU 时间为 26405 秒, AWE 以 0.1GHz 频率间隔计算 (共 161 个频率点), 需要的 CPU 时间为

19768 秒。

在入射平面波频率一定($f = 30\text{GHz}$)的条件下,分别对上述导电平板和长方体在 $H = 0 \sim 90^\circ$ ($A = 90^\circ$, $U = 0^\circ$) 范围内的单站 RCS 方向图进行了计算,如图 3、4 所示。展开角度

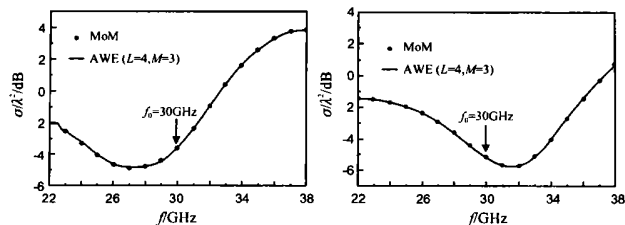


图1 导电平板 RCS 与频率间的关系

图2 导电长方体 RCS 与频率间的关系

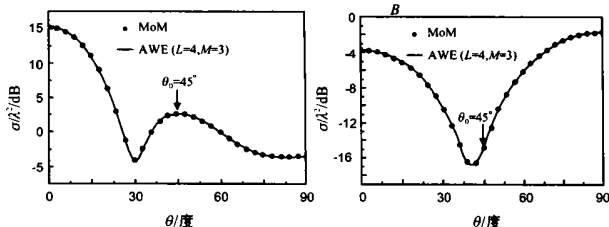


图3 导电平板的单站 RCS 方向图

图4 导电长方体的单站 RCS 方向图

4 结论

本文给出了三维理想导体目标宽带 RCS 和单站 RCS 方向图快速计算的 AWE 方法。应用矩量法求解 EFIE, 得到一展开频率点和给定方向入射波照射下的导体表面电流密度, 通过 Pad 逼近求出频带内任意频率点或给定角度范围内任意入射角的导体表面电流密度, 进而计算出散射场和宽带 RCS、单站 RCS 方向图。通过对理想导电平板和长方体两具体实例进行计算, 结果表明 AWE 可以逼近矩量法逐点计算的结果, 且计算效率大大提高。

数值计算研究表明: (1) AWE 逼近矩量法的精度与有理函数的项数 L 、 M 有关, 增加项数可以提高计算精度, 但当项数增加到一定值后, 即使增加项数, 也不能明显改善其计算精度。(2) 一般选择 Pad 逼近展开点为参数变化范围的中点, 若达不到给定精度要求, 需要使用多个展开点的 AWE 方法。(3) 矩量法逐点计算所需的 CPU 时间为所有参数点表面电流和 RCS 的计算时间, 而在 AWE 方法中, 只需进行一次矩阵求逆运算, 便得到任意参数点的导体表面电流密度, 需要的 CPU 时间主要为展开点表面电流以及所有参数点 RCS 的计算时间, 相对于表面电流的计算时间而言, 由表面电流计算 RCS 的时间很短, 因而计算效率大大提高。

参考文献:

- [1] E H Newman. Generation of wideband data from the method of moments by interpolating the impedance matrix [J]. IEEE Trans, 1988, AP236: 1820- 1824.
- [2] G J Burke, E K Miller, et al. Using mode-based parameter estimation to increase the efficiency of computing electromagnetic transfer functions [J]. IEEE Trans Magn, 1989, 25: 2807- 2809.
- [3] L T Pillage, R A Rohrer. Asymptotic waveform evaluation for timing analysis [J]. IEEE Trans, 1990, CAD29: 352- 366.
- [4] S V Polstyanko, R Dyczij-Edlinger, J F Lee. Fast frequency sweep technique for the efficient analysis of dielectric waveguides [J]. IEEE Trans, 1997, MTT45: 1118- 1126.

$H_0 = 45^\circ$, 其中矩量法以 3° 角度间隔计算 (共 31 个点), 导电平板情况下耗时 38595 秒, 导电长方体情况下耗时 47243 秒; AWE 以角度间隔计算 (共 91 个点), 分别耗时 1338 秒、1501 秒。所有的计算都是在奔腾 5 1G/256MB 的 PC 机上完成的。

- [5] M Li, Q J Zhang, M Nakhla. Finite difference solution of EM fields by asymptotic waveform techniques [J]. IEE Proc Part H, 1996, 143: 512 - 520.
- [6] J Zhang, J M Jin. Preliminary study of AWE for FEM analysis of scattering problems [J]. Microwave Opt Tech Lett, 1998, 17: 7- 12.
- [7] C A Balanis. Advanced Engineering Electromagnetics [M]. New York: John Wiley & Sons, 1989.
- [8] S M Rao, D W Wilton, A W Glisson. Electromagnetic scattering by surface of arbitrary shape [J]. IEEE Trans, 1982, AP230: 409- 418.
- [9] 孙玉发. 雷达目标宽带电磁散射特性的研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2001.
- [10] Y E Erdemli, J Gong, C J Reddy, J L Volakis. Fast RCS pattern filling AWE technique [J]. IEEE Trans, 1998, AP246: 1752- 1753.

作者简介:



孙玉发 男, 1966 年出生于安徽全椒。1988 年、1991 年分别获山东大学无线电物理专业学士、硕士学位, 2001 年获中国科学技术大学电磁场与微波技术专业博士学位, 现为安徽大学电子工程与信息科学系副教授, 硕士生导师。主要研究领域为微带天线、电磁散射、电磁场数值计算方法等。



徐善驭 男, 1939 年出生于浙江宁波。中国科学技术大学教授, 博士生导师, IEEE 高级会员。长期从事微波、毫米波和光波理论和技术方面的教学和科研工作, 曾获中科院自然科学一等奖, 光华科技基金一等奖、中科院重大科研成果二、三等奖, 在国内外发表论文 340 余篇。