

文章编号:1000-6893(2008)04-0924-07

Hermite 插值结合 FDTD 法快速计算 三维目标宽角度 RCS

王立峰¹, 武哲¹, 吴泽艳²

(1. 北京航空航天大学 航空科学与工程学院, 北京 100083)

(2. 中国特种飞行器研究所, 湖北 荆门 448035)

Fast Calculation of Wide Angle RCS Pattern of 3-D Object Based on Hermite Interpolation Technique and FDTD Method

Wang Lifeng¹, Wu Zhe¹, Wu Zeyan²

(1. School of Aeronautic Science and Technology, Beijing University of Aeronautics
and Astronautics, Beijing 100083, China)

(2. China Special Vehicle Research Institute, Jingmen 448035, China)

摘要: Hermite 插值结合时域有限差分(FDTD)法快速计算了三维目标的宽角度雷达散射截面(RCS)。一般用 FDTD 法计算散射体的宽角度 RCS 时,每改变一个入射角度,就需要重新用 FDTD 法计算一次。引入 Hermite 插值逼近方法可以节省计算时间。在整个人射角度范围内选定若干个人射角,对不同的人射角,分别用 FDTD 法计算得到外推面上各点的切向电磁场值及其对入射角的导数值,进而得到这些场值随入射角度变化的 Hermite 插值函数,然后用插值函数计算出全入射角度范围内外推面上各点的切向电磁场值,最后通过近远场变换得到宽角度 RCS。计算结果表明在只有少数几个插值节点的情况下本文方法就能很好地逼近 FDTD 法的精确计算结果,节省了计算时间。

关键词: 时域有限差分法; Hermite 插值逼近; RCS; 快速计算

中图分类号: O441 **文献标识码:** A

Abstract: The wide angle radar cross section (RCS) pattern of 3D object can be quickly calculated by the Hermite interpolation approximation based finite-difference time-domain (FDTD) method. Generally, when calculating the wide angle RCS pattern of 3D object, FDTD calculation is needed to be performed once whenever the incident angle changes. Introducing the Hermite interpolation technique in FDTD method can save the calculation time. Firstly, several incident angles are chosen in whole range of angle, and FDTD method is employed with those angles one by one, and the tangent electric and magnetic values including differential values on extrapolation boundary are obtained. Then, the approximating functions related to incident angle are obtained. Secondly, the tangent electric and magnetic values on extrapolating boundary are calculated by approximating function in whole range of incident angle. Finally, wide angle RCS pattern of 3D object is calculated by a near-to-far field transformation. The numerical results are in good agreement with the results achieved by FDTD method at any incident angle, and the computational time is reduced.

Key words: FDTD method; Hermite interpolation approximation; RCS; quickly calculate

时域有限差分(FDTD)法能很好地计算散射问题^[1-4]。但是 FDTD 法通常迭代时间比较长,计算散射体宽角度雷达散射截面(RCS)时,一般需要通过改变入射波的角度,对许多不同的入射角进行 FDTD 迭代计算,需要花费很多时间。因此,寻找快速计算宽角度 RCS 的方法很有意义。现有文献表明有多种快速计算方法,文献[5]基于

基波激励法快速计算了薄壁导体圆柱的宽角度 RCS,文献[6-7]基于频域有限差分(FDFD)法结合渐进波形估计(AWE)技术给出了快速计算宽角度 RCS 的方法,文献[8-15]基于矩量法(MOM)结合 AWE 技术给出了快速计算宽角度 RCS 的方法,文献[16]基于多项式插值和样条插值方法,对用 FDTD 法得到的外推面上的电磁场值进行插值逼近,得到了一种宽角度 RCS 快速计算方法。文献[17]引入多元有理逼近技术,对 FDTD 法计算获得的稀疏的 RCS 响应进行逼近,

收稿日期:2007-06-09; 修订日期:2007-12-14

基金项目:国家自然科学基金(90305026)

通讯作者:王立峰 E-mail:wanglifeng@ase.buaa.edu.cn

用获得的二元有理逼近式同时计算宽角度和宽频带 RCS 响应。

本文基于 FDTD 法结合 Hermite 插值快速计算了三维散射体的宽角度 RCS, 是文献[16]方法的进一步发展。其与文献[17]有两点不同: ①本文是对外推面上各点的切向电磁场值进行插值计算, 然后通过近远场变换得到宽角度 RCS, 而文献[17]是对已经获得的稀疏的 RCS 值进行插值计算; ②本文采用了 Hermite 插值逼近而不是有理函数插值逼近。

用 FDTD 法计算散射问题时, RCS 值是通过对外推面上各点的切向电磁场值做近远场变换得到的, 外推面上所有离散点的切向场值共同反映了散射体的散射特性。这样, 先对外推面上各点切向场值进行插值计算, 再通过近远场变换得到 RCS 值就比直接对孤立的 RCS 值进行插值计算更能准确地反映散射体的散射特性, 从而能更准确地得到宽角度 RCS。另外, 本文采用 Hermite 插值而不是有理函数插值, 是因为①有理函数插值问题的存在性是有条件的; ②即使有理函数存在, 但是有理函数的分母在整个插值区间可能存在零点, 使得在某些节点上函数值趋于无穷大, 从而逼近失败。Hermite 插值就不存在这样的问题。

本文阐述了 FDTD 法中总场边界上电磁场值对入射角的一阶导数的计算方法, 在此基础上, 在整个入射角度范围内选定若干个人射角, 对不同的入射角, 分别用 FDTD 法计算得到外推面上各点的切向电磁场值及其对入射角的导数值, 进而得到这些场值随入射角度变化的 Hermite 插值函数, 然后用插值函数计算出全入射角度范围内外推面上各点的切向电磁场值, 最后通过近远场变换得到宽角度 RCS。提出了计算收敛准则。数值实验表明本方法的计算结果能很好地逼近 FDTD 法的精确解, 节省计算时间, 同时, 由于得到了外推面场值随入射角变化的解析表达式, 所以能给出比 FDTD 逐点解更精细的 RCS 特征刻画。后面一点对于研究复杂外形目标如飞机的 RCS 响应很有意义, 因为复杂外形目标的 RCS 经常在零点几度的范围内剧烈变化。

1 FDTD 法计算散射体 RCS

用 FDTD 法计算散射问题时, 通常把计算区域划分为总场区和散射场区, 以此在总场边界上引入激励源。计算散射问题时, 在散射场区选择一个虚拟界面, 称为外推边界, 由此界面上的切向

电磁场值计算出等效电磁流, 然后依据等效原理得到远区散射场, 从而计算出散射体的 RCS。

当用 FDTD 法计算得到外推面上电磁场值后, 就得到外推面上的等效切向电流 $J_{s,t}$ 和等效切向磁流 $M_{s,t}$, 进一步, 远区散射场 E_θ 和 E_φ 可利用自由空间的格林函数从 $J_{s,t}$ 和 $M_{s,t}$ 出发计算得到, 最后, 三维情况下雷达散射截面可按下式计算得到:

$$\sigma(\theta, \varphi, \theta', \varphi') = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{E_\theta^2 + E_\varphi^2}{E_{inc\theta}^2 + E_{inc\varphi}^2}$$

其中: θ' 和 φ' 为平面波的入射角; $E_{inc\theta}$ 和 $E_{inc\varphi}$ 为入射平面波的电场分量。当 $\theta + \theta' = \pi$, $\varphi - \varphi' = \pi$ 时 σ 表示单站 RCS。

2 Hermite 插值方法及计算收敛准则

设节点 x_0, x_1, \dots, x_n 互异。给定 $f(x_i), f'(x_i), i=0, 1, \dots, n$ 。要求插值多项式 $H(x)$ 满足 $H(x_i) = f(x_i) \quad H'(x_i) = f'(x_i), i=0, 1, \dots, n$ 则称 $H(x)$ 为二重密切 Hermite 插值多项式。 x_0, x_1, \dots, x_n 称为插值节点。

对于分段 Hermite 插值, 插值函数存在、唯一, 且若 $f(x) \in C_{[a,b]}^3$, 则有插值余项

$$|R(x)| = |f(x) - H(x)| \leq \frac{h^4}{384} M_4$$

其中: $h = \max_{0 \leq i \leq n-1} |x_{i+1} - x_i|, M_4 = \max_{a \leq x \leq b} |f^{(4)}(x)|$ 。

计算收敛准则可以这样确定。先后两次计算不同插值节点数情况下的 RCS 曲线, 然后得到两次 RCS 值之差的绝对值的最大值, 且当 $\max_{\alpha \leq \theta \leq \beta} |\sigma_1 - \sigma_2| \leq \delta$ 时结束计算。其中, δ 为预先给定的阈值。

3 电磁场值对入射角导数的计算方法

由 2 节知, Hermite 插值除了需要插值节点处的函数值外, 还需要节点处的导数值。下面阐述总场边界上电磁场值对入射角的一阶导数的求法。

FDTD 法基于对空间中电磁场值位置的巧妙设置——Yee 元胞的构造, 对 Maxwell 旋度方程进行差分离散, 电场和磁场在时间顺序上交替抽样, 构成显式的递推方程, 可以描述为

$$\mathbf{H}^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{P}\mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} + \mathbf{Q}\mathbf{E}^n + \mathbf{M}\mathbf{b}_{E,i}^n \quad (1)$$

$$\mathbf{E}^{n+1} = \mathbf{A}\mathbf{E}^n + \mathbf{B}\mathbf{H}^{n+\frac{1}{2}} + \mathbf{N}\mathbf{b}_{H,i}^{n+\frac{1}{2}} \quad (2)$$

式中: \mathbf{H} 和 \mathbf{E} 为磁场和电场列向量, 其上标表示时间步; $\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \mathbf{A}, \mathbf{B}$ 为系数矩阵, 包含了散射体的形状和电磁参数等特征; \mathbf{M}, \mathbf{N} 为系数矩阵, 包含

了总场边界位置、总场边界处电磁参数等信息； $\mathbf{b}_{E,i}^n, \mathbf{b}_{H,i}^{n+\frac{1}{2}}$ 表示整个计算区域总场列向量，因此 $\mathbf{M}\mathbf{b}_{E,i}^n, \mathbf{N}\mathbf{b}_{H,i}^{n+\frac{1}{2}}$ 就表示总场边界上电场和磁场的增减量列向量，以此在总场边界上引入入射波，下标 E,i 和 H,i 分别表示入射电场和入射磁场。这样的描述同样适用于不分裂的完全匹配层 (UPML) 吸收边界的差分格式^[18]。在 UPML 的差分迭代中必须设置中间电磁场变量，这些中间变量的地位、在 Yee 元胞中的位置与相应的电磁场量相同，所以也包含在式(1)和式(2)的 \mathbf{H} 和 \mathbf{E} 列向量中。

为了用 Hermite 插值逼近外推面上的切向电磁场值，需要获得电磁场值对入射角的导数，这可以由式(1)和式(2)对入射角求导数获得。可以看出，矩阵 $\mathbf{P}, \mathbf{Q}, \mathbf{M}, \mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{N}$ 是常数矩阵，均不是入射角的函数，所以，只需要对各个场值求导数。又因为列向量 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 是待求未知数，所以其对入射角的导数也是未知数，随时间迭代求解即可。关键在于求 $\mathbf{b}_{E,i}^n$ 和 $\mathbf{b}_{H,i}^{n+\frac{1}{2}}$ 对入射角的导数。下面以总场边界 $(i, j, k + \frac{1}{2})$ 节点上 $\mathbf{b}_{E,i}^n$ 对应的入射波电场值 $E_{z,i}^n(i, j, k + \frac{1}{2})$ 对入射角 θ 的一阶导数为例说明电磁场值对入射角导数的求法。为了表述的方便，取 x, y, z 方向的空间步长均为 δ 。

入射波为平面波时，一般采用一维 FDTD 随时间逐步推进地在总场边界引入入射波，即在总场边界上的任意点上，式(1)和式(2)中的 $\mathbf{b}_{E,i}^n, \mathbf{b}_{H,i}^{n+\frac{1}{2}}$ 列向量的电磁场值由该点到一维入射波的投影得到，一维入射波的方向按入射角 θ 和 φ 设置。xyz 坐标系中，总场边界上 $(i, j, k + \frac{1}{2})$ 位置投影到平面波入射方向 e_r 上的距离为

$$r = \left[i \sin \theta \cos \varphi + j \sin \theta \sin \varphi + \left(k + \frac{1}{2} \right) \cos \theta \right] \delta \quad (3)$$

式中： θ 和 φ 为入射角。上述 r 可能位于一维 FDTD 的两个节点之间，例如 $r = (p + w)\delta, 0 < w < 1$ ，可采用线性插值公式得到总场边界上 $(i, j, k + \frac{1}{2})$ 节点处的入射波为^[3]

$$E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2}) = (1 - w)E_i^n(p) + wE_i^n(p + 1) \quad (4)$$

设入射平面波为线极化，极化角为 α ，则总场边界上 $(i, j, k + \frac{1}{2})$ 节点处的入射波电场的 z 分

量 $E_{z,i}$ 为

$$E_{z,i}^n(i, j, k + \frac{1}{2}) = -E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \sin \theta \cos \alpha \quad (5)$$

可以看出，式(5)中 $E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2})$ 和 $\sin \theta$ 均是入射角 θ 的函数。 $\sin \theta$ 对 θ 的导数容易求得，现考虑正弦波入射时 $E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2})$ 对 θ 的导数的求法。

因为 $E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2})$ 是投影长度 r 的函数，而 r 是入射角 θ 的函数，所以

$$\frac{\partial \left(E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right)}{\partial \theta} = \frac{\partial \left(E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right)}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial \theta} \quad (6)$$

当入射波为正弦波时，一维入射波可表示为

$$E_i^n(r) = E_0 \sin \left(2\pi f t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) = E_0 \sin \left(2\pi f n \Delta t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \quad (7)$$

式中： Δt 为时间步长。则

$$\frac{\partial E_i^n(r)}{\partial r} = -\frac{2\pi}{\lambda} E_0 \cos \left(2\pi f n \Delta t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \quad (8)$$

又由式(3)有

$$\frac{\partial r}{\partial \theta} = i \cos \theta \cos \varphi + j \cos \theta \sin \varphi - \left(k + \frac{1}{2} \right) \sin \theta \delta \quad (9)$$

考虑到空间步长

$$\delta = \lambda / c_s \quad (10)$$

式中： c_s 为满足数值色散要求的系数，且 $c_s \geq 10$ 。把式(8)~式(10)代入式(6)有

$$\frac{\partial \left(E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \right)}{\partial \theta} = -\frac{2\pi E_0}{c_s} \cos \left(2\pi f n \Delta t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \cdot \left[i \cos \theta \cos \varphi + j \cos \theta \sin \varphi - \left(k + \frac{1}{2} \right) \sin \theta \right] \quad (11)$$

式中： $\cos \left(2\pi f n \Delta t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right)$ 的获得方法与一维正弦波入射波相同，只是激励改为余弦即可。

最后，将式(5)对入射角 θ 求导数，得到

$$\frac{\partial E_{z,i}^n(i, j, k + \frac{1}{2})}{\partial \theta} = \frac{2\pi E_0}{c_s} \cos \left(2\pi f n \Delta t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \cdot \left[i \cos \theta \cos \varphi + j \cos \theta \sin \varphi - \left(k + \frac{1}{2} \right) \sin \theta \right] \cdot \sin \theta \cos \alpha - E_i^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \cos \theta \cos \alpha \quad (12)$$

这样,总场边界上 $(i, j, k + \frac{1}{2})$ 节点处电场 $E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2})$ 对入射角 θ 的导数即可求得。磁场对入射角的导数的求法与此类同。用同样的方法可以求得电磁场对入射角2阶及2阶以上的导数。

有了电磁场值对入射角的导数值就可以构造 Hermite 插值函数。

4 计算流程

基于“外推面上所有离散点的切向场值共同反映了散射体的散射特性”的想法,本文对外推面上切向场值进行 Hermite 插值计算,再通过近远场变换得到散射体的宽角度 RCS,计算流程如图1所示。具体说来,可分以下几步:

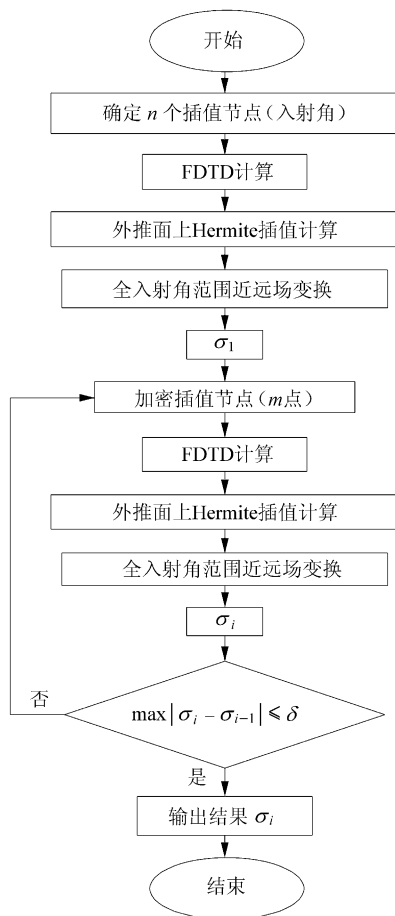


图1 计算流程图

Fig. 1 Calculation flow chart

(1) 首先在插值区间选取 n 个插值节点(即 n 个人射角),在这些插值点上,用 FDTD 计算这 n 个人射角下外推面上的电磁场值及其对入射角的导数值。然后在外推面上的每一个离散点上构造

分段3次 Hermite 插值多项式。接着在外推面上的每一个离散点上在整个入射角度范围内利用得到的插值多项式分别计算出切向电磁场量,最后利用近远场变换得到第1条 RCS 曲线。

(2) 加密插值节点,即在原来的每两个插值点中间加入一个插值点。重复(1)得到新的 RCS 曲线。

(3) 计算上面相邻两步 RCS 值之差的绝对值的最大值及最大值所在角度区间。如果所有区间上最大值小于等于预先给定的阈值,则后一条 RCS 曲线就是所求的曲线。否则,返回(2),在该角度区间加密插值节点,直到满足计算收敛条件。

从以上计算流程描述看来,最后一次的加密计算似乎是多余的,因为倒数第2次计算的结果已经很精确了。但是,没有最后一次的加密计算就不能判断上一次计算的精确性,也就不能确定何时结束计算。所以,以这样的条件作为计算收敛条件是保守的,也是可靠的。因为加密计算的方法是在原来的插值节点间插入一个新的节点,这样插值节点间距是原来的一半,对于分段三次 Hermite 插值而言,插值误差变为原来的 $1/16$,即后一次的 RCS 值的精度会显著提高,所以,计算收敛条件中的 δ 值可以取得稍大。

5 数值算例

为了验证本文方法的正确性,分别计算了导电长方体和金属二面角反射器的单站 RCS 方向图。导电长方体的 RCS 曲线较简单,而金属二面角反射器的 RCS 曲线出现数个波峰波谷,振荡较大,相对较复杂。算例中入射角、极化角的定义同文献[3]。

5.1 导电长方体的单站 RCS

理想导电长方体的尺寸为 $0.5 \text{ cm} \times 0.4 \text{ cm} \times 0.3 \text{ cm}$ 。入射波频率为 $f = 30 \text{ GHz}$,入射角为 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$,极化角 $\alpha = 90^\circ$ 。取空间步长为 $\delta = \lambda/60$,时间步长为 $\Delta t = \delta/2c$ 。这里, λ 为波长, c 为光速。长方体离散为 $30 \times 24 \times 18$ 个单元,散射体离总场边界、总场边界离外推边界、外推边界离吸收边界均为5个空间单元,以各向异性完全匹配层(UPML)为吸收边界,取 UPML 为8层,故总的计算单元数为 $76 \times 70 \times 64$ 。在 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ 范围内每隔 1° 用 FDTD 法计算一次,共计算了91点,得到 FDTD 逐点计算解,计算结果和文献[12]中矩量法计算结果一致,如图2中“FDTD 逐

点解”所示。在 $\theta=0^\circ\sim 90^\circ$ 间每隔 22.5° 取 5 个人射角度作为插值节点,按本文的方法计算得到图中的“Hermite 插值解”。用 5 个人射角下得到的 RCS 值构造 $R(2,2)$ 型有理函数,用该有理函数逼近 $\theta=0^\circ\sim 90^\circ$ 范围内的 RCS 的结果如图 2 中“有理函数插值解”所示。用 5 个人射角下得到的 RCS 值构造的 3 次样条函数插值解如图“样条函数插值解”所示。

从图 2 可以看出,应用本文的方法取 5 个插值节点得到的 RCS 点分布与用 FDTD 逐点计算得到的 RCS 点分布几乎完全重合,而计算时间仅为 FDTD 逐点计算的 $1/9$ 左右。单纯的用孤立的 5 个 RCS 值得到的有理函数插值结果误差很大。单纯的用孤立的 5 个 RCS 值得到的样条函数插值解误差也很大。这说明了先对外推面上的切向电磁场量进行插值计算,然后进行近远场变换得到宽角度 RCS 比直接对孤立的 RCS 值进行插值计算精确得多。

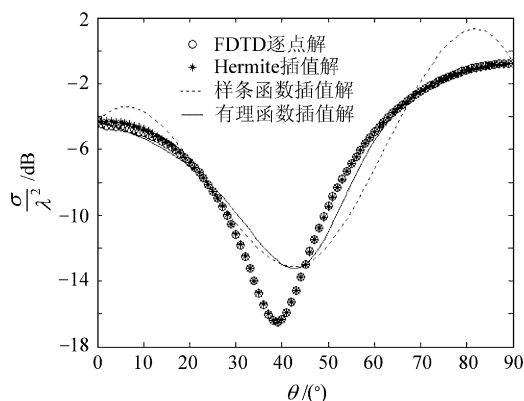


图 2 导电长方体的单站 RCS

Fig. 2 Monostatic RCS of electric cuboid

5.2 二面角反射器的单站 RCS

二面角反射器模型如图 3 所示,边长为 $L=0.5$ m,厚度为 0.01 m。入射波频率为 $f=3$ GHz,入射角为 $\theta=0^\circ\sim 90^\circ$, $\varphi=0^\circ$,极化角 $\alpha=90^\circ$ 。取空间步长为 $\delta=\lambda/20$,时间步长为 $\Delta t=\delta/2c$ 。这里, λ 为波长, c 为光速。散射体离总场边界、总场边界离外推边界、外推边界离吸收边界均为 5 个空间单元,以各向异性 UPML 为吸收边界,取 UPML 为 4 层,总的计算单元数为 $138\times 138\times 138$ 。图 4 显示了本文逐步计算过程的结果。首先,取初始插值节点为 9 个,得到第 1 条 RCS 曲线,如图中“9 点插值”所示,然后增加 8 个插值节点,在 17 个节点上计算得到第 2 条 RCS

曲线,如图中“17 点插值”所示。这时,两条曲线的 RCS 之差的最大值大于预先给定的阈值 1.0 ,所以接着加密插值节点,得到在 33 个插值点上的第 3 条 RCS 曲线,如图中“33 点插值”所示,计算收敛。图 4 中还给出了用 FDTD 每隔 1° 逐点计算得到的 RCS 点分布。Hermite 插值解角度间隔为 0.2° 。

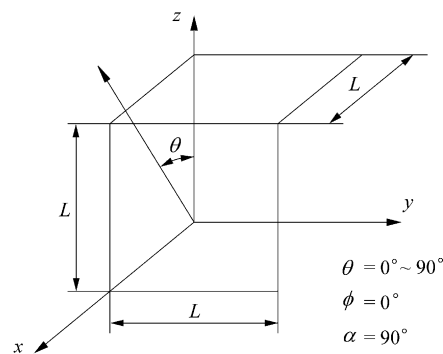


图 3 二面角反射器

Fig. 3 Dihedral corner reflector

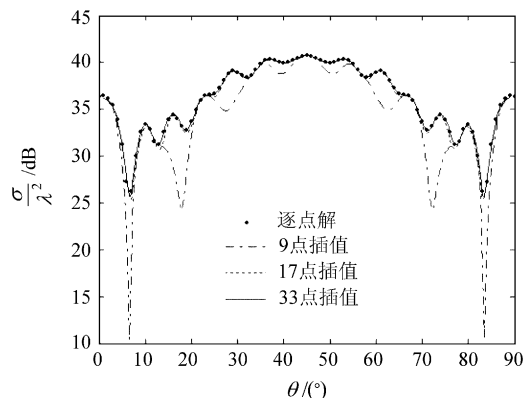


图 4 二面角反射器的单站 RCS

Fig. 4 Monostatic RCS of dihedral corner reflector

从图 4 可以看出,取 17 个插值点时的计算结果已经与逐点解吻合得很好了,取 33 个插值节点得到的 RCS 点分布与逐点解几乎完全重合。另外,Hermite 插值解给出了比 FDTD 逐点解更精细的 RCS 特征刻画,如在 $\theta=6^\circ\sim 7^\circ, 12^\circ\sim 13^\circ, 77^\circ\sim 78^\circ, 83^\circ\sim 84^\circ$ 间,均显示了更小的 RCS 值。

计算时间的比较如表 1 所示。9 点插值的计算结果误差很大,故没有给出用时比较。从表 1 可以看出,17 点插值的时间效率较高,但是需要用 33 点插值结果来验证其正确性。(33 点插值的时间效率与文献[15]用 AWE+MOM 方法的效率基本相当。)所以,还需要进一步研究更好的

计算收敛准则。

表 1 计算时间比较

Table 1 Comparison of computational times				
插值点数	9 点	17 点	33 点	逐点解
时间/s	49 704	92 858	179 170	246 590
用时比例	—	0.376 6	0.726 6	1

6 结 论

基于 FDTD 法结合 Hermite 插值逼近实现了三维散射体 RCS 方向图的快速计算。由数值计算结果可以得到如下结论:

(1) 先对外推面上的切向电磁场进行插值计算,再用近远场变换计算 RCS 比单纯的用孤立的 RCS 值进行插值计算更合理有效。

(2) 提出了一种 FDTD 中电磁场量对入射角的导数的计算方法,并在此基础上构造 Hermite 插值函数,得到了基于 Hermite 插值的散射体宽角度 RCS 快速计算方法。数值实验表明,本文方法编程简单,计算结果能很好地逼近 FDTD 法的精确计算结果,节省了计算时间,同时,能给出比 FDTD 逐点解更精细的 RCS 特征刻画。

(3) 提出的计算收敛准则使得计算时间效率降低,有必要研究更好的计算收敛准则。

参 考 文 献

- [1] 王长清,祝西里. 电磁场计算中的时域有限差分方法[M]. 北京:北京大学出版社,1994.
Wang Changqing, Zhu Xili. The finite difference time domain method in computational electro-magnetics[M]. Beijing: Beijing University Press, 1994. (in Chinese)
- [2] 高本庆. 时域有限差分法[M]. 北京:国防工业出版社, 1995.
Gao Benqing. The finite difference time domain method [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1995. (in Chinese)
- [3] 葛德彪,闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 2 版. 西安:西安电子科技大学出版社,2005.
Ge Debiao, Yan Yubo. Electromagnetic wave finite difference time domain method[M]. 2nd ed. Xi'an: Xidian University Press, 2005. (in Chinese)
- [4] 王秉中. 计算电磁学[M]. 北京:科学出版社,2005.
Wang Bingzhong. Computational electro-magnetics[M]. Beijing: Science Press, 2005. (in Chinese)
- [5] 王浩刚,聂在平. 一种求解单站 RCS 的高效算法[J]. 电子学报,1999,27(9):28-31.
Wang Haogang, Nie Zaiping. A highly efficient algorithm for solving monostatic RCS—the method of basic waves exciting[J]. Acta Electronic Sinica, 1999, 27(9):28-31.

(in Chinese)

- [6] 汪杰,洪伟. 三维散射体宽角度 RCS 快速算法. 电波科学学报,2001,16(2):241-244.
Wang Jie, Hong Wei. Fast calculation of wide angle RCS of 3-D objects [J]. Chinese Journal of Radio Science, 2001, 16(2):241-244. (in Chinese)
- [7] 孙宇乾,李安平,童创明. AWE 计算导体宽角度与宽频域的效果分析[J]. 空军工程大学学报:自然科学版,2006,7(1):53-55.
Sun Yuqian, Li Anping, Tong Chuangming. Analysis of the method of AWE used in calculating conductor wide angle and broad band mono-static RCS[J]. Journal of Air Force Engineering University: Natural Science Edition, 2006, 7(1):53-55. (in Chinese)
- [8] Erdemli Y E, Gong J, Reddy C J, et al. Fast RCS pattern filling using AWE technique[J]. IEEE Tran AP, 1998, 46(11):1752-1753.
- [9] Tong C M, Zhou H X, Hong W, Fast RCS pattern computation based on AWE technique[C]// Asia Pacific Conference on Electronic Communication Systems. 2000.
- [10] Tong C M, Hong W, Li H. Simultaneous extrapolation of RCS in both angular and frequency domains based on AWE technique[J]. Journal of Southeast University: English Edition, 2001, 17(2):18-21.
- [11] 童创明,洪伟. 渐近波形估计技术应用于导体柱 RCS 方向图的快速获取[J]. 电子学报,2001,29(9):1198-1201.
Tong Chuangming, Hong Wei. Fast calculation of wide angle mono-static RCS pattern of conduction cylinders based on asymptotic wave evaluation technique[J]. Acta Electronic Sinica, 2001, 29(9):1198-1201. (in Chinese)
- [12] 孙玉发,徐善驾. 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[J]. 电子学报,2002,30(6):794-796.
Sun Yufa, Xu Shan-jia. The application of asymptotic waveform evaluation technique in fast analysis of the three-dimensional electromagnetic scattering [J]. Acta Electronic Sinica, 2002, 30(6):794-796. (in Chinese)
- [13] Slone R D. Well-conditioned asymptotic waveform evaluation for finite elements[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2003, 51(9): 2442-2447.
- [14] 徐利军,林宝勤,袁乃昌. 渐近波形估计技术在涂敷导体柱宽角度 RCS 快速计算中的应用[J]. 微波学报,2004,20(3):6-9.
Xu Lijun, Lin Baoqin, Yuan Naichang. Application of AWE to fast calculation of wide angle RCS of 2-D conducting cylinder covered by dielectric[J]. Journal of Microwaves, 2004, 20(3):6-9. (in Chinese)
- [15] 王雷,肖柏勋,朱国强,等. 渐近波形估计技术在三维电磁散射中的应用[J]. 武汉大学学报:理学版,2005,51(3):389-392.
Wang Lei, Xiao Baixun, Zhu Guoqiang, et al. Fast computation of 3-D wide-angle radar cross section using asymptotic waveform evaluation technique[J]. Journal of Wuhan University: Nat Sci Ed, 2005, 51(3):389-392. (in

- Chinese)
- [16] 孙卫平, 吴泽艳. 插值逼近结合 FDTD 法快速计算目标宽角度 RCS[J]. 北京航空航天大学学报, 2008, 34(4): 445-451.
Sun Weiping, Wu Zeyan. Fast calculation of wide angle RCS pattern of 3-D objects based on interpolation technique and FDTD method[J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2008, 34(4): 445-451. (in Chinese)
- [17] 许锋, 洪伟. 多元 Pade 逼近结合 FDTD 法快速获取柱体宽角度和宽频带 RCS[J]. 微波学报, 2001, 17(4): 8-13.
Xu Feng, Hong Wei. Fast calculation of wide angle and wide band RCS pattern of 2-D cylinders using the FDTD-method combined with Pade interpolation technique[J]. Journal of Microwaves, 2001, 17(4): 8-13. (in Chinese)
- [18] Gedney S D. An anisotropic perfectly matched layer absorbing media for the truncation of FDTD lattices [J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1996, 44(12): 1630-1639.
- [19] Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves [J]. J Comput Phys, 1994, 114(2): 185-200.
- [20] Berenger J. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves [J]. J Comput Phys, 1994, 114(2): 185-200.
- 作者简介:**
王立峰(1972—) 男, 博士研究生。主要研究方向: 飞行器隐身设计研究。
E-mail: wanglifeng@ase. buaa. edu. cn
- 武哲(1957—) 男, 教授, 博士生导师。主要研究方向: 飞机总体设计、飞行器隐身设计研究。
- 吴泽艳(1976—) 男, 硕士。主要研究方向: 飞行器隐身设计研究。
E-mail: wuzeyan@ase. buaa. edu. cn

(责任编辑: 李铁柏)