

一种直接计算目标双站 RCS 的图形电磁计算方法

张 君, 鞠智芹, 金凤杰, 崔 晶
(空军工程大学 导弹学院, 陕西 三原 713800)

摘 要:提出了一种结合图形电磁计算直接计算目标双站 RCS 的新方法。通过读取物体表面相对于入射方向和相对于散射方向的深度值,完成了对能产生散射场和绕射场的面和棱边的识别;修正了几何绕射场存在物理光学重复计算的问题,引入了物理绕射系数和等效电磁流相结合的方法。实例表明本文方法计算结果与文献结果吻合,从而证明本文方法的有效性。

关键词:图形电磁计算;物理光学;等效电磁流法

中图分类号: TN823 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009-3516(2007)01-0069-04

GRECO(Graphical Electromagnetic Computing)是90年代西班牙学者提出的一种快速计算目标 RCS(Radar Cross Section)的新型方法^[1]。GRECO利用计算机的硬件加速器可以自动完成消隐,避免了费时的人工消隐;通过读取计算机的深度缓存区中的信息,可以获得可视面上任一点的深度值等。

基于GRECO的诸多优点,利用GRECO来计算目标双站 RCS成为一种趋势。现在比较常用的方法是利用单双站等效的方法来计算目标双站 RCS。这种方法可以充分利用GRECO计算的诸多优点,但同时也给结果的准确性带来疑问。本文提出了一种直接利用物理光学法和等效电磁流法计算目标双站 RCS的方法,增加了数据的可信性。

1 理论基础

本文计算雷达散射截面时,利用定义式^[2,3]

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|\mathbf{H}^s|^2}{|\mathbf{H}^i|^2} \quad (1)$$

采用物理光学法和等效电磁流法求出观察点处的总场,之后根据发射站和接收站的极化情况求得接收站接收的场强。

1.1 物理光学法

利用Maxwell方程组可得到电场积分方程和磁场积分方程求得观察点处的电场和磁场^[3]为

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}) = - \int_s [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}) \times \nabla' \phi_0 - j\omega\mu(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H})\phi_0 + (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}) \nabla' \phi_0] ds' \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}) = - \int_s [(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}) \times \nabla' \phi_0 - j\omega\varepsilon(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H})\phi_0 + (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{E}) \nabla' \phi_0] ds' \quad (3)$$

在高频条件下,电场积分方程和磁场积分方程可近似。在空间中的任意位置的雷达接收站处的磁场强度为

$$\mathbf{H}^s = jkH_0 \frac{e^{jkr}}{2\pi r} \int_s (\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{h}}_i) \times \hat{\mathbf{k}}^s e^{jk(\hat{\mathbf{k}}^s - \hat{\mathbf{k}}_i) \cdot \mathbf{r}'} ds' \quad (4)$$

其中: r 是目标所在位置距接收站的距离; $\hat{\mathbf{n}}$ 是物体表面的法向量; $\hat{\mathbf{h}}_i$ 是入射场磁场的方向; $\hat{\mathbf{k}}^s$ 是场散射方

收稿日期:2006-05-09

基金项目:国家“863”计划资助项目(2003AA005044)

作者简介:张君(1983-),男,山东淄博人,硕士生,主要从事图形电磁计算研究。

向的单位向量; \hat{k}^i 是场入射方向的单位向量。

1.2 等效电磁流法

几何绕射理论中的几何绕射场不仅考虑了棱边的绕射场还考虑了组成棱边的两个面上沿着棱边方向宽度为 dl 的面的物理光学场对散射场的贡献^[4,5]。本文利用物理光学法^[6]已经考虑了物理光学场的影响,如果再利用几何绕射场则人为的重复计算了两面片的物理光学场,产生了误差;而物理绕射场则是仅仅考虑了棱边绕射场的方法,几何绕射场中面片的物理绕射场的贡献已被巧妙消去。本文利用了物理绕射场和物理光学场求出观察点处的散射场,其计算公式为

$$\mathbf{E}_s^d = \frac{jkZ_0}{4\pi} \oint_{\lambda} [\hat{R} \times \hat{R} \times \bar{I}_l(l') \hat{l}' + Y_0 \hat{R} \times \bar{M}_l(l') \hat{l}'] \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (5)$$

$$\mathbf{H}_s^d = -\frac{jk}{4\pi} \oint_{\lambda} [\hat{R} \times \bar{I}_l(l') \hat{l}' - Y_0 \hat{R} \times \bar{M}_l(l') \hat{l}'] \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (6)$$

其中

$$\bar{I}_l(Q) = \left(-\frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{8\pi}{k}} e^{j\pi/4} \right) \frac{[\hat{e} \cdot \mathbf{E}^i(Q)]}{\sqrt{\sin\beta_0 \sin\beta}} \hat{D}_s(\phi, \phi'; \beta_0, \beta) \quad (7)$$

$$\bar{M}_l(Q) = \left(-\frac{1}{Y_0} \sqrt{\frac{8\pi}{k}} e^{j\pi/4} \right) \frac{[\hat{e} \cdot \mathbf{H}^i(Q)]}{\sqrt{\sin\beta_0 \sin\beta}} \hat{D}_h(\phi, \phi'; \beta_0, \beta) \quad (8)$$

$$\hat{D}_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0, \beta) \equiv \frac{\sin\beta_0 \hat{D}_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0)}{\sqrt{\sin\beta_0 \sin\beta}} \quad (9)$$

$$D_s(\phi, \phi'; \beta_0) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2\pi k \sin\beta_0}} f \quad (10)$$

$$D_h(\phi, \phi'; \beta_0) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{2\pi k \sin\beta_0}} g \quad (11)$$

$$f = \begin{cases} (X - Y) - (X_1 - Y_1) & 0 \leq \psi_i \leq \alpha - \pi \\ (X - Y) - (X_1 - Y_1) - (X_2 - Y_2) & \alpha - \pi \leq \psi_i \leq \pi \\ (X - Y) - (X_2 - Y_2) & \pi \leq \psi_i \leq \alpha \end{cases} \quad (12)$$

$$g = \begin{cases} (X - Y) - (X_1 - Y_1) & 0 \leq \psi_i \leq \alpha - \pi \\ (X - Y) - (X_1 - Y_1) - (X_2 - Y_2) & \alpha - \pi \leq \psi_i \leq \pi \\ (X - Y) - (X_2 - Y_2) & \pi \leq \psi_i \leq \alpha \end{cases} \quad (13)$$

$$X = \frac{(1/n) \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos[(\psi_s - \psi_i)/n]} \quad (14)$$

$$Y = \frac{(1/n) \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos[(\psi_s + \psi_i)/n]} \quad (15)$$

$$X_1 = -\frac{1}{2} \tan[(\psi_s - \psi_i)/2] \quad (16) \quad ; \quad Y_1 = -\frac{1}{2} \tan[(\psi_s + \psi_i)/2] \quad (17)$$

$$X_2 = \frac{1}{2} \tan[(\psi_s - \psi_i)/2] \quad (18) \quad ; \quad Y_2 = -\frac{1}{2} \tan[\alpha - (\psi_s + \psi_i)/2] \quad (19)$$

以上式中: β 是入射方向与棱边的夹角; β 是散射方向与棱边的夹角; ψ_s, ψ_i 分别是入射平面和散射平面与组成棱边的两个平面之一所成的夹角。

2 产生散射场的面和棱边分析

假设在入射点和观察点处同时设置光源,只有两个光源都能照到散射面时,入射场才能通过散射体在观察点产生散射场;同样,只有两个光源都能照到棱边时,入射场才能通过棱边在观察点处产生绕射场。这就构成了双站计算中识别散射面和散射棱边的基础。本文采用 AutoCAD 造型软件建造模型,模型是用三角面元逼近而成的,本文设计的软件对模型中面和棱边的信息进行了识别和保存。

基于计算机硬件的自动消隐功能,在计算机屏幕上可见部分仅仅是距离视点最近的面上的点。所以,当

遍历组成物体的面上所有的点时,每一个象素坐标对应的物体上深度值与深度缓存中存储深度值相等的只有 1 个面上的点。如果组成 1 个面的 3 个点的象素坐标处对应的物体上的深度值与深度缓存中的深度值对应相等则此面可被照到。棱边也是如此。所以,物体相对于入射方向和散射方向的深度值对面和棱边的识别至关重要。

屏幕上显示物体是相当于光源设置在屏幕外无穷远处垂直屏幕方向上的,所以计算机深度缓存区中存储的只能是 z 坐标值。在双站条件下,通过坐标变换可以很好的解决物体相对于入射方向和散射方向的深度值。识别能使入射场在观察点产生散射场的面和棱边的步骤如下:

第 1 步 复杂物体的几何外形处理。用有限块(假设 N 块)三角面元逼近目标。

第 2 步 假设在入射点处设置光源,进行坐标变换,使光源处在 z 轴的位置上,根据物体上同一象素点对应的不同面上点的深度值的不同,识别出能被此光源照射到的面和棱边并保存。

第 3 步 假设在观察点出设置光源,进行坐标变换,使光源处在 z 轴的位置上,以第 1 步中识别出的面和棱边为基础进行遍历,识别出也能被观察点处的光源照射到的面和棱边并保存。

第 4 步 对能同时被照射到的面和棱边应用物理光学法和几何绕射法,求得观察点处的散射场和绕射场。

不论入射点的位置如何,通过对包括物体在内的整个系统进行坐标变换都可以实现把入射点放置在 z 轴上;同样观察点和物体组成的系统也可以实现观察点在 z 轴上。

下面给出了当坐标经过先沿 x 轴旋转 $xRot$ 角度,之后在当前坐标系下再沿 y 轴旋转 $yRot$ 角度,最后在当前坐标系下再沿 z 轴旋转 $zRot$ 角度后的点的坐标与绝对坐标系下坐标的转换关系。为简单记,下面定义 4 种状态,如图 1 所示。

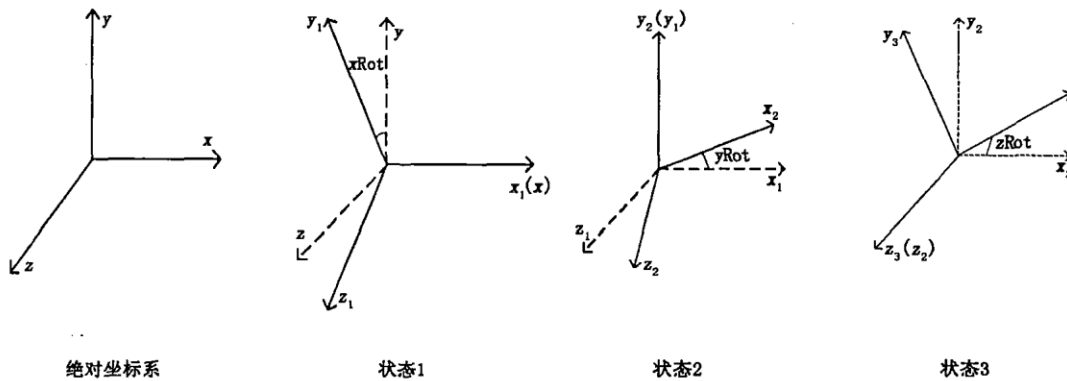


图 1 坐标转换的几种状态

在状态 3 中对应的坐标为 (x_3, y_3, z_3) , 此坐标在绝对坐标系下的坐标值是:

$$[x, y, z] = [x_3, y_3, z_3] \times (X \times Y \times Z) \tag{20}$$

其中

$$X = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(xRot) & \sin(xRot) \\ 0 & -\sin(xRot) & \cos(xRot) \end{bmatrix} \tag{21}$$

$$Y = \begin{bmatrix} \cos(yRot) & 0 & \sin(yRot) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(yRot) & 0 & \cos(yRot) \end{bmatrix} \tag{22}$$

$$Z = \begin{bmatrix} \cos(zRot) & \sin(zRot) & 0 \\ -\sin(zRot) & -\cos(zRot) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{23}$$

式(20)、(21)、(22)、(23)可以合并成一个公式。

3 锥台柱计算结果

入射频率 5 GHz, 圆柱段长度 8.53λ , 锥台小端半径 1.24λ , 双站角 30° , 计算结果如图 2 所示。

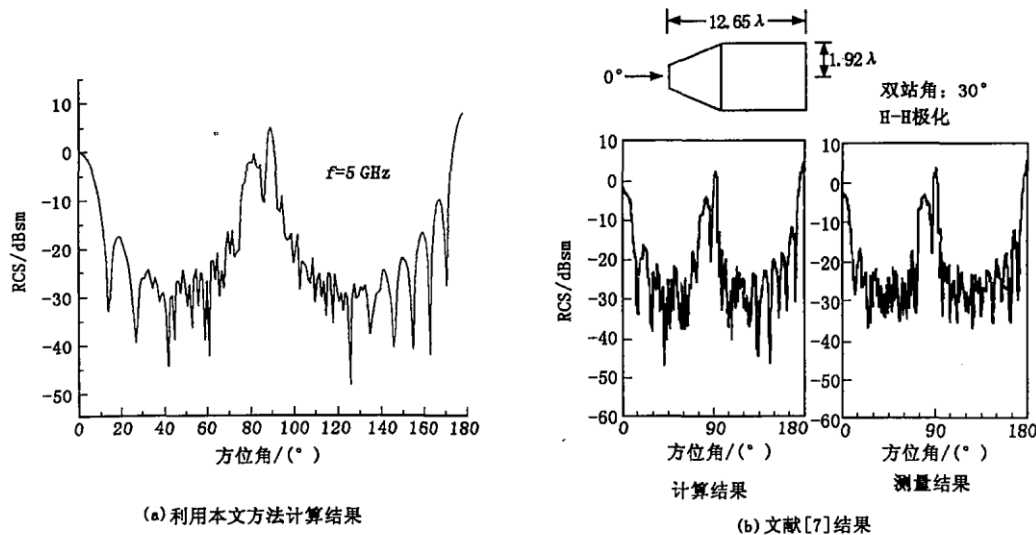


图2 锥台柱计算结果与文献[7]结果比较

从锥台柱的计算结果和测量结果比较可以看出,两个结果是吻合的,证明了本文方法的有效性。

4 结论

本文采用了直接的手段计算目标双站 RCS,取得了与文献相吻合的结果;通过坐标旋转充分利用了计算机自动消隐的优点,识别出了能产生散射场的面和棱边;本软件对于在屏幕绝对坐标系下,处于任意位置的入射点和观察点,都可以得出双站 RCS,增加了软件的通用性,可以满足工程需要。但是,由于模型采用了 AutoCAD 建模,产生了面噪声;当双站角很大时,需要进行修正才能得到正确结果。

参考文献:

- [1] Juan M Rius, Miguel Ferrando. High Frequency RCS of Complex Radar Targets in Real Time[J]. IEEE Trans Antennas Propagate, 1993, 41(9): 1308 - 1319.
- [2] Ruck G T, Barrick D E. Radar Cross Section Handbook[M]. New York: Plenum Press, 1970.
- [3] 阮颖铮. 雷达截面与隐身技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 1998.
- [4] 李建周. 一体化双站散射图形算法[J]. 微波学报, 2004, 20(1): 19 - 22.
- [5] 汪茂光. 几何绕射理论(第二版)[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1994.
- [6] 李建周. 一体化雷达散射截面计算方法研究[J]. 西北工业大学学报, 2003, 21(4): 449 - 451.
- [7] Cravery R L, Cha C C. Bistatic Radar Cross Section Modeling[J]. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 1988, 1(6): 412 - 415.

(编辑: 田新华)

A Method of Computing the Bistatic RCS of Targets Directly by Using Graphical Electromagnetic Computing Method

ZHANG Jun, JU Zhi-qin, JIN Feng-jie, CUI Jing

(The Missile Institute, Air Force Engineering University, Sanyuan 713800, Shaanxi, China)

Abstract: A new method of computing bistatic RCS with Graphical Electromagnetic Computing is presented. The faces and edges, which are able to generate a diffracting field, can be detected by attaining the depth value of the faces of the targets relative to the incident direction and diffracting direction. The error of the Physical Optics field of edge, which is computed twice, has been corrected by using Physical Theory of Diffraction. The method of combining PTD with ECM is used in the disquisition. The result of using this method is the same as that showed in the documentation, which has proved that this method is effective.

Key words: graphical electromagnetic computing; physical optics; method of equivalent current