

文章编号: 1001-2486 (2001) 05-0079-05

基于面元法的航母雷达散射截面计算*

张国华, 袁乃昌, 庄钊文

(国防科技大学电子科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要: 采用 3D Studio MAX 对航母进行三角面元逼近模拟, 并用面元法研究计算了航母在 X 波段的雷达反射特性, 给出了航母雷达散射截面 (RCS) 随方位的分布图。从图中可以看出, 航母的 RCS 峰值出现在船头、船尾和两舷四个方向, 这说明航母的雷达回波主要来自于镜面反射。

关键词: 雷达散射截面 (RCS); 面元法; 航母

中图分类号: TN974 文献标识码: A

Calculation the Radar Cross Section of a Aircraft Carrier Based on the Plate-Element Method

ZHANG Guo-hua, YUAN Nai-chang, ZHUANG Zhao-wen

(College of Electronic Science and Engineering, National Univ. Defense Technology, Changsha, 410073, China)

Abstract: The triangle-plate model of an aircraft carrier is made using 3D Studio MAX and the radar reflecting characteristics of the carrier in X band are studied. The RCS is calculated with the plate-element method. The results show that the RCS peaks appear on the prow, the stern and the two sides, which shows the radar echo is mainly caused by the mirror reflection.

Key words: Radar Cross Section (RCS); plate-element method; aircraft carrier

雷达散射截面 (RCS) 是表征目标反射雷达波效率的特征参数。随着雷达和电子对抗技术的发展, 军用目标的这个特征参数日益引起人们的重视, 已成为武器系统性能评价的重要技术指标。它的精确预估对精确制导、目标识别、隐身和反隐身都有着重要的应用价值。而航母作为一种大型综合性武器系统, 研究其 RCS 特性有着重要的现实意义。

1 航母的散射机制

航母作为一种大型舰只, 具有以下的特点:

- (1) 电尺寸极大。在厘米波段, 一艘中型航母的电尺寸一般也有几万;
- (2) 结构复杂但大型面型散射单元较多。航母上所配置的各种上层建筑和设备数量多且外形复杂, 但其本身的结构特点决定了平板散射单元比较多;
- (3) 散射机制复杂。航母上各种设备的外形尺寸都不一样, 因此多种散射机理并存。

航母的电尺寸极大, 处在电磁散射的光学区, 这就决定了它自由空间电磁波散射的主要特征和散射机制。平面与凸曲面的镜面散射、二面角与三面角散射是航母的强散射机制, 也是其 RCS 的主要贡献者; 面与面之间的多重散射、边缘绕射为次强散射机制; 曲面爬行波绕射、面与边缘及边缘与边缘之间的多重散射、表面导数不连续性散射、拐角及尖顶绕射为航母的弱散射机制。

由于航母上面型散射单元尺寸都比较大, 它们镜面反射所引起的雷达回波非常强, 是航母 RCS 的主要来源。因此, 对航母上如船舷、甲板、塔台等主要散射源进行面元分割, 采用了面元模型来预估航母的 RCS 值是可行的。

* 收稿日期: 2001-08-17
作者简介: 张国华 (1976-), 男, 博士生。

2 面元模型及算法

2.1 平板面元的散射

平板面元模型属于 RCS 计算中的高频方法,是在 Stratton-Chu 积分方程^[1]的基础上,通过物理光学近似推导而出的。

在无源区,辐射场或散射场可以借助一个把所有场源都包括在内的封闭表面上的场来表示。对于散射问题,通常把散射体的表面作为此封闭表面。空间中不在此表面上任一点处的散射场由下面的 Stratton-Chu 积分给出:

$$E_s = \frac{1}{4\pi} \int_S [j\omega\mu(\mathbf{n} \times \mathbf{H}_T)\psi + (\mathbf{n} \times \mathbf{E}_T) \times \nabla\psi + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_T)\nabla\psi] ds \quad (1)$$

$$H_s = -\frac{1}{4\pi} \int_S [j\omega\epsilon(\mathbf{n} \times \mathbf{E}_T)\psi - (\mathbf{n} \times \mathbf{H}_T) \times \nabla\psi - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}_T)\nabla\psi] ds \quad (2)$$

积分是在整个封闭表面 S 的表面进行的, \mathbf{n} 是面元 ds 的外法向矢量, \mathbf{E}_T 、 \mathbf{H}_T 是面元 ds 处的总场, $\psi = e^{jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}/|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ 是自由空间的 Green 函数。假设从散射体面或其附近的一个源到散射场观察点的距离远远大于散射体尺寸,则 Green 函数 ψ 的梯度可以近似为:

$$\Delta\psi = ks\psi \quad (3)$$

式中, s 是散射方向的单位矢量, k 是波数。

另外,用切向表面近似来表示积分中总场,即假定表面电流的值等于积分面元 ds 处物体为理想的光滑平面时的表面电流值。对于理想导体,总场的切向分量为:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times \mathbf{E}_T &= 0 \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_T &= 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i \end{aligned} \quad (4)$$

式中 \mathbf{H}_i 为表面单元处的入射磁场强度。

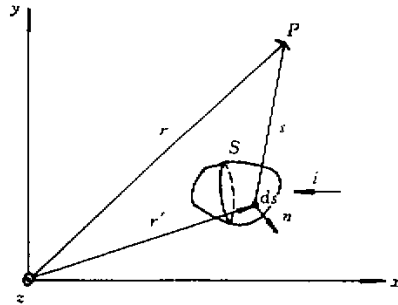


图1 散射场积分坐标关系

Fig.1 Coordinate of scatter field

通过上面的两个近似,散射电场的 Stratton-Chu 积分方程变为物理光学方程积分:

$$E_s = -2jkE_0 \frac{e^{jkR}}{4R\pi} \iint_S \mathbf{s} \times [\mathbf{s} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{h}_i)] e^{jk\mathbf{w} \cdot \mathbf{r}} ds \quad (5)$$

E_0 是入射电场强度, \mathbf{h}_i 是入射磁场极化单位矢量, \mathbf{r} 是局部源到表面单元 ds 的位置矢量, $\mathbf{w} = \mathbf{i} - \mathbf{s}$, \mathbf{i} 和 \mathbf{s} 分别表示入射和散射方向的单位矢量,积分表面 S 是散射体的照亮区。

由式(5)以及 E.F.Knott 在保留散射单元相对相位关系的情况下重新定义的复数 RCS 表达式^[2],可以推导出 RCS 平方根的物理光学表达式:

$$\sqrt{\sigma} = -j \frac{k}{\sqrt{\pi}} \iint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_r \times \mathbf{h}_i e^{jk\mathbf{w} \cdot \mathbf{r}} ds \quad (6)$$

\mathbf{e}_r 为雷达接收机的电极化单位矢量。将上式中的面积分变换成围线积分^[3],就可以得到多边形平板

面元的雷达散射截面：

$$\sqrt{\sigma_f} = -\frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_r \times \mathbf{h}_i}{\sqrt{\pi T}} e^{jkr_0 \cdot \mathbf{w}} \sum_{n=1}^N (\mathbf{p} \cdot \mathbf{a}_n) e^{jkr_n \cdot \mathbf{w}} \frac{\sin(\frac{1}{2}k\mathbf{w} \cdot \mathbf{a}_n)}{\frac{1}{2}k\mathbf{w} \cdot \mathbf{a}_n} \quad (7)$$

式中 r_0 是平板面元局部坐标系原点在全局坐标系中的位置矢量， \mathbf{a}_n 是平板面元第 n 个边缘的长度和方向矢量，这些边缘从头到尾沿周界分布。 r_n 是第 n 个边缘中点的位置矢量， T 是 w 在平板上的投影长度。 $\mathbf{p} = \mathbf{n} \times \mathbf{w} / |\mathbf{n} \times \mathbf{w}|$ 是平板面元上垂直于 w 的单位矢量， N 是平板边缘的数目。

2.2 金属劈的散射

对于复杂目标，除去面元外还会有尖劈，而且当用小面元对曲面进行拟合时，会产生“人工”尖劈，尖劈的内角大小取决于两相邻小平面的夹角，即取决于表面的曲率半径和分块的多少。在计算散射场时，无论是真实的尖劈还是“人工”尖劈，都应把它们的散射场加到总的散射场中^[4]。物理绕射理论是为了解决边缘绕射场提出的高频近似理论。

金属导体劈的物理绕射理论由 P. Y. Ufimtsev 于 1962 年提出。由物理绕射理论可推得劈的散射场为：

$$\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{e}_s = \frac{L}{2\pi R} E_0 \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{t} \wedge \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{t})f + (\mathbf{h}_i \cdot \mathbf{t} \wedge \mathbf{h}_s \cdot \mathbf{t})g}{\sin^2 \beta} \frac{\sin(kL \cos \beta)}{kL \cos \beta} e^{jk\mathbf{i} \cdot \mathbf{r}_c} \quad (8)$$

式中， \mathbf{e} 、 \mathbf{h} 分别是电场和磁场的极化单位矢量，下标 i 和 s 表示入射场和散射场， \mathbf{r}_c 是全局坐标系原点到尖劈边缘中心的位置矢量， \mathbf{t} 是沿尖劈边缘的单位矢量， L 是尖劈边缘的长度， $\beta = \arccos(\mathbf{i} \cdot \mathbf{t})$ ， f 和 g 是 Ufimtsev 物理绕射系数，当计算后向散射场时 f 和 g 分别为：

$$\begin{aligned} f &= X - Y + U_1 Y_1 + U_2 Y_2 \\ g &= X + Y - U_1 Y_1 - U_2 Y_2 \end{aligned} \quad (9)$$

式中

$$\begin{cases} X = \frac{\sin(\pi/n)}{n} \frac{1}{\cos(\pi/n) - 1} \\ Y = \frac{\sin(\pi/n)}{n} \frac{1}{\cos(\pi/n) - \cos(2\psi_i/n)} \end{cases} \quad (10)$$

$$\begin{cases} Y_1 = -\frac{1}{2} \tan \psi_i \\ Y_2 = -\frac{1}{2} \tan(\alpha - \psi_i) \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} U_1 = \begin{cases} 1 & \text{上表面被照射} \\ 0 & \text{情况相反} \end{cases} \\ U_2 = \begin{cases} 1 & \text{下表面被照射} \\ 0 & \text{情况相反} \end{cases} \end{cases} \quad (12)$$

n 为尖劈外角 α 对 π 归一化的外劈角，即 $n = \frac{\alpha}{\pi}$ ； ψ_i 为入射波单位矢量 \mathbf{i} 的横向分量与上表面之间的夹角。

则尖劈的 RCS 平方根的公式：

$$\sqrt{\sigma_w} = \frac{L}{\sqrt{\pi}} \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{t} \wedge \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{t})f + (\mathbf{h}_i \cdot \mathbf{t} \wedge \mathbf{h}_s \cdot \mathbf{t})g}{\sin^2 \beta} \frac{\sin(kL \cos \beta)}{kL \cos \beta} e^{jk\mathbf{i} \cdot \mathbf{r}_c} \quad (13)$$

综上所述，假定复杂目标共被剖分为 m 块面元和 n 个尖劈，则复杂目标总的 RCS 可以由下式来确定：

$$\sigma = \left| \sum_{i=1}^m (\sqrt{\sigma_f})_i + \sum_{j=1}^n (\sqrt{\sigma_w})_j \right|^2 \quad (14)$$

3 复杂目标的 CAD 建模

像航母这样的大型复杂目标采用手工面元建模是不可能的,只有采用 CAD 软件包进行计算机辅助建模,才能使复杂目标的 RCS 面元计算具有实际应用价值。Auto CAD 和 3D Studio Max 等优秀的图形软件包都支持目标的三角面元逼近模拟。我们采用了 3D Studio Max 对航母进行了三角面元剖分。首先,将复杂目标划分为几个主要的部件,对每一个部件通过 3D Studio Max 进行三角面元的逼近,从而得到一个有足够精度的目标模型。

一个复杂的雷达目标实际变成了一个复杂的多面体目标。对这个多面体目标的几何拓扑关系分析简化后,我们可以用 3 个列表来存储在计算其 RCS 过程中所需要的信息。

顶点表:以顶点的编号为序存放各顶点的坐标值。

面表:以表面编号为序存放多面体各面的顶点序号,并按逆时针方向排列(该方向与表面的外法向矢量成右手关系)。

劈表:以劈号为序存放各劈的参数,包括劈的起始和终止端点的顶点号,劈的左、右表面号。

以上这三个列表就构成了目标面-劈模型的数据结构。然后,把模型的数据经转换存入 3DS 文件中,通过程序从中读取每一个面元的各顶点坐标,再用上面所述的面元 RCS 算法进行计算。

4 计算结果与分析

采用面元模型和算法,首先计算了一个金属球体的雷达散射截面作为数值验证。图 2 为直径 1m 金属球的 RCS 值, λ 为 0.2m。此时球已处在其散射的光学区,它的理论散射截面为投影面积 πr^2 ,即 -1.049dBsm ,面元法计算误差小于千分之三,可以看出计算精度还是比较高的。图 3 是 $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ 金属立方体在 $\lambda = 0.2\text{m}$ 时的计算结果。

以下是航母上典型目标及航母本身的 RCS:

(1) 航母船舷自由空间 RCS 如图 4 所示。因为航母船舷的尺寸极大,并具有较强的方向性,所以在左右船舷的法线方向附近将产生较大的雷达回波,在 X 波段其 RCS 值达 87dBsm 。

(2) 航母本身自由空间 RCS 的水平方位分布如图 5 所示, $\lambda = 0.03\text{m}$,为 X 波段。从图中可以看出,在船头、船尾和左右船舷方向,航母的 RCS 达到峰值。这说明航母的雷达回波(RCS)主要是由面型散射单元的镜面反射引起的。

(3) 航母在 X、Ku、Ka 波段的 RCS 分布如图 6 所示。由于航母的电尺寸极大,在三个波段都处在散射的光学区,因此它的 RCS 对频率已不再敏感,三个频段的分布相似。

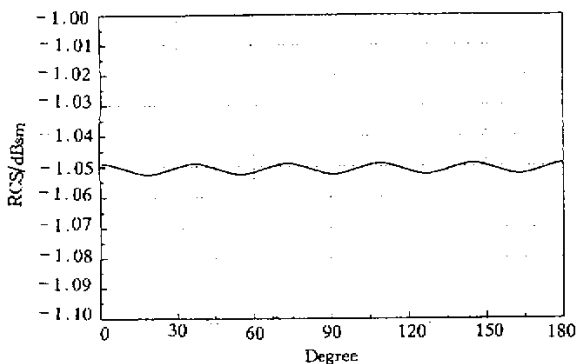


图 2 金属球体光学区 RCS 计算值

Fig.2 Calculational RCS of metal sphere

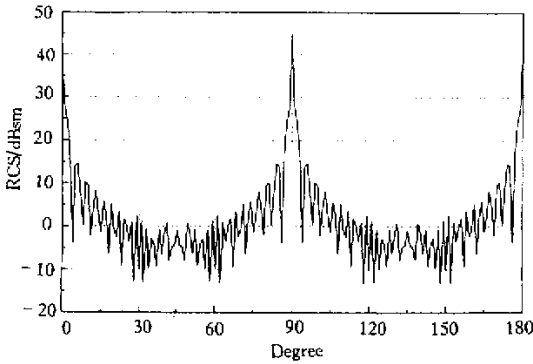


图3 金属立方体 RCS 计算值
Fig.3 Calculational RCS of metal cube

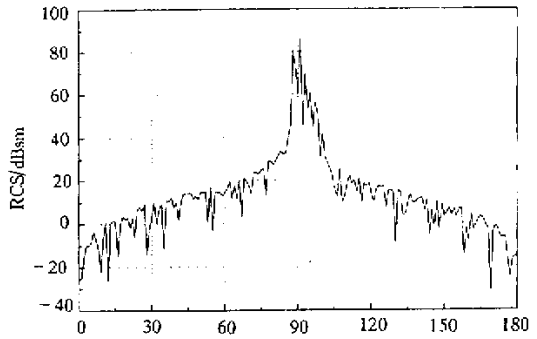


图4 航母船舷自由空间 RCS 值
Fig.4 RCS of shipboard

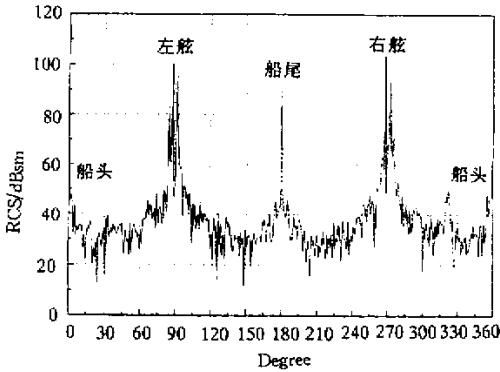


图5 X 波段航母 RCS 方位分布
Fig.5 RCS of aircraft carrier in X band

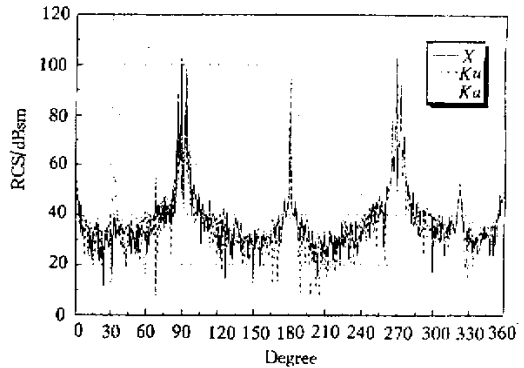


图6 航母 X、Ku、Ka 波段 RCS 值
Fig.6 RCS of aircraft carrier in X, Ku, Ka band

5 结束语

以上研究和计算表明，在模型精度足够高的情况下，航母雷达散射截面的面元算法简单而有效。航母的 RCS 峰值出现在船头、船尾和左右船舷方向与近似解析法得到的结果相同，说明平板的镜面反射是其 RCS 的主要来源。应当说明的是，由于航母结构非常复杂并且电尺寸极大，其细节很难描述，在分析计算中对舰载机以及航母上一些的部位没有考虑，因此计算结果在数量级上有参考价值。不过在微波波段，它的峰值 RCS 对研究其目标特性有重要意义。

参考文献：

- [1] Stratton J A. Electromagnetic Theory [M]. New York, McGraw-Hill, 1941.
- [2] Knott E F. 等著, 雷达散射截面—预估、测量和缩减 [M], 阮颖铮, 陈海等译. 北京: 电子工业出版社, 1988.
- [3] 韩明华. 光学区复杂目标 RCS 特征信号计算及实验研究 [D]. 国防科技大学硕士论文 [C], 1999.
- [4] Youssef Z N. Radar cross section of complex targets [J]. Proc. IEEE, 1989, 77 (5): 722-734.

