

文章编号 :1001-5078(2004)06-0416-03

弹道导弹弹头激光雷达截面相干分量预估

张 骏,孙晓泉,凌永顺,杨 华
(解放军电子工程学院,安徽 合肥 230037)

摘 要:用物理光学法,计算弹头各散射中心的 LRCS,对弹头激光雷达截面相干分量进行预估,具体运算过程中运用了一种高频近似方法。方法简便、结论可靠,可以满足工程分析的需要。

关键词:LRCS;弹头;相干 LRCS;驻相法

中图分类号:TN958.98 **文献标识码:**A

Calculation of Coherent LRCS of a Ballistic Missile Warhead

ZHANG Jun ,SUN Xiao-quan ,LING Yong-shun ,YANG Hua
(Electronic Engineering Institute ,Hefei 230037 ,China)

Abstract :Based on the physical optics method ,the LRCS of each scattering center is calculated ,and the coherent LRCS of the ballistic missile is presented. During the actual calculating process ,an approximate method of high frequency is used. The simple method and reliable conclusion can satisfy the need for engineering analysis.

Key words LRCS ;warhead ;coherent LRCS ;stationary phase

1 引 言

同微波雷达相比,激光雷达的波长更短,而激光又是单色相干光,因而激光雷达具有极高的分辨本领和抗干扰能力。目前,激光雷达已大量用于军事,星载激光雷达的出现势必对弹道导弹构成严重的威胁。研究目标的激光雷达散射截面(LRCS),无论是进行目标的特征识别,还是对弹道导弹的隐身都是非常重要的。目标的 LRCS 由相干分量(可以理解为基准表面的镜向分量)和非相干分量(由于表面粗糙度引起的漫射分量)两部分组成,它们各自的贡献由表面粗糙度所决定,表面越粗糙,非相干分量越大,相干分量越小^[1]。LRCS 的大小与目标的形状、大小、目标姿态、目标反射率、以及激光雷达工作波长和光束偏振状态有关,它还受目标距离(近场或远场)、激光束相对于目标的大小、光束轮廓和弯曲特性、相干性,以及使回波信号明显复杂化的其它效应的影响^[2]。

本文综合应用物理光学法,计算了弹头各散射中心雷达散射截面(RCS),对弹道导弹中段激光雷

达截面相干分量进行预估,具体运算过程中运用了一种高频近似方法。希望本文的运算结果能对弹头的特征识别、隐身设计和电子干扰等工程技术研究提供一定参考。

2 RCS 高频预估原理

由于光波段的高频性,对目标 LRCS 的理论计算主要是采用物理光学方法。高频散射局部性原理认为,目标各散射单元之间的相互作用很小,每一部分基本上是独立地散射能量,其上感应场只取决于入射波而与其它部分散射的能量无关^[3]。物理光学法就是基于以上假设提出的 RCS 计算方法,在基尔霍夫近似条件下,物理光学法给出了 RCS 平方根的表达式^[4]

$$\sqrt{\sigma} = -jk/\sqrt{\epsilon_0} \int_{S_1} \hat{n} \cdot (\hat{e}_r \times \hat{h}_i) \exp[2j\vec{k}r \cdot (\hat{i} - \hat{s})] dS \quad (1)$$

作者简介:张 骏(1981-),男,解放军电子工程学院硕士生,主要从事红外/雷达诱饵方面的研究。

收稿日期:2004-04-21

式中 k 为波数, s_1 为积分表面被照亮的部分 (物理光学认为物体阴影部分的场切向量是零), \hat{n} 是表面元上的单位外法线, \hat{h}_i 为入射磁场的单位矢量, \hat{e}_r 为接收器的电极化方向, \hat{i}, \hat{s} 分别是指向入射和散射方向的单位矢量, \vec{r} 是从原点到表面单元 dS 的位置矢量。

对激光雷达而言, 其后向相干分量 RCS 平方根的物理光学积分式为

$$\sqrt{\sigma} = -jk/\sqrt{\epsilon_0} \int_{s_1} \hat{n} \cdot \hat{i} \exp[2j \vec{k} \cdot \vec{r}] dS \quad (2)$$

驻相法理论认为, 在高频情况下, 散射场将会相互干涉的抵消, 只有第一菲涅尔区才对散射场有实质性贡献, 因此在积分时可以在反射点附近展开 (略去距离平方以上的高阶项), 并将表面积分限扩展到无穷, 从而简化积分运算^[3]。

3 弹道导弹弹头散射机理分析

高频散射主要包括 7 种散射^[3]: 镜面反射; 表面不连续性散射; 表面导数不连续的散射; 爬行波或阴影边界的散射; 行波散射; 凹形区域的散射; 相互作用散射。表面导数不连续性的散射是一种弱散射, 在 RCS 研究中通常不予考虑。如图 1 所示为某型弹道导弹的弹头。按照从弹头头部至底部的顺序, 可以将弹头的外表面分成四部分: 端头帽面、锥面和底盖面。由于在光学波段, 入射波长比目标尺寸小得多, 因此可以忽略绕射现象, 再加上弹头的简单结构, 只考虑镜面反射就已经满足工程分析的需要。

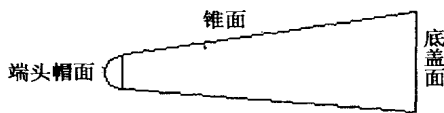


图 1 某种弹道导弹的弹头外形示意图

4 弹道导弹弹头后向相干 LRCS 计算

4.1 锥面

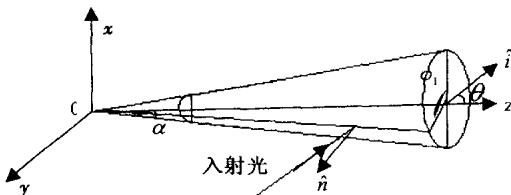


图 2 散射示意图

为方便计算, 建立图 2 坐标系。考虑到弹体旋转对称性, 可以假设入射光平面与 XOZ 面平行 (即 $\theta = 0$), 并且只需讨论 $0 \leq \phi \leq \pi$ 的情况。在该坐标系中有

$$\hat{i} = \hat{x} \sin \alpha + \hat{z} \cos \alpha \quad (3)$$

$$\vec{r} = z \tan \alpha \cos \phi \hat{x} + z \tan \alpha \sin \phi \hat{y} + z \hat{z} \quad (4)$$

$$dS = \frac{z \sin \alpha}{\cos^2 \alpha} dz d\phi \quad (5)$$

$$\hat{n} = \frac{z \tan \alpha \cos \phi \hat{x} + z \tan \alpha \sin \phi \hat{y} - z \tan^2 \alpha \hat{z}}{\sqrt{z^2 \tan^2 \alpha (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi) + z^2 \tan^4 \alpha}} \quad (6)$$

将式 (3) (4) (5) (6) 代入式 (2),

$$\sqrt{\sigma} = -jk/\sqrt{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} z \tan \alpha (\cos \phi \sin \alpha - \tan \alpha \cos \alpha) \exp[2j k z (\tan \alpha \cos \phi \sin \alpha + \cos \alpha)] dz d\phi$$

利用驻相法近似计算上面的积分式, 对于旋转体来说, 有两个相位反转点。

$$\frac{\partial (\tan \alpha \sin \phi \cos \phi + \cos \alpha)}{\partial \phi} = 0 \quad \phi = 0, \pi$$

对上面两种情形, 将积分区间 ϕ 分成 $(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$, $(\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2})$ 两部分考虑。根据驻相法有^[5]

$$g(\phi) \exp[jf(\phi)] d\phi \approx \left[\frac{2}{|f''(\phi_0)|} \right]^{1/2} g(\phi_0) \exp[jf(\phi_0)] e^{j\pi/4}$$

当 $\phi = 0$ 时, 得

$$\sqrt{\sigma}_{11} = -jk/\sqrt{\epsilon_0} \int_{l_1}^{l_2} \frac{z \tan \alpha}{\sqrt{k \sin \alpha}} (\sin \alpha - \tan \alpha \cos \alpha) \exp[2j k z (\tan \alpha \sin \alpha + \cos \alpha)] e^{j\pi/4} dz \quad (7)$$

式中 l_1 是原点到结合部的距离, l_2 是原到底盖面的距离。令 $z = m^2$, $n = 2jk(\tan \alpha \sin \alpha + \cos \alpha)$, 则积分后上式变成

$$\sqrt{\sigma}_{11} = -j \int_{\sqrt{l_1}}^{\sqrt{l_2}} \frac{k \tan \alpha}{\sqrt{\sin \alpha}} (\sin \alpha - \tan \alpha \cos \alpha) \left[\frac{m}{n} \exp(nl_2) - \exp(nl_1) - \frac{1}{n} \int_{\sqrt{l_1}}^{\sqrt{l_2}} \exp(nm^2) dm \right] e^{j\pi/4} dm$$

在 $k \rightarrow \infty$ 时, 式 (8) 第二项积分式趋于零。

$$\sqrt{\sigma}_{11} = - \frac{\tan \alpha (\sin \alpha - \tan \alpha \cos \alpha)}{\sqrt{k \sin \alpha} 2 (\tan \alpha \sin \alpha + \cos \alpha)} \cdot \int_{\sqrt{l_2}}^{\sqrt{l_1}} \sqrt{l_2} \exp(2jk(\tan \alpha \sin \alpha + \cos \alpha) \sqrt{l_2}) - \sqrt{l_1} \exp(2jk(\tan \alpha \sin \alpha + \cos \alpha) \sqrt{l_1}) e^{j\pi/4} d\sqrt{l}$$

同理可得, 当 $\phi = \pi$ 时,

$$\sqrt{\sigma}_{12} = - \frac{\tan \alpha (\sin \alpha + \tan \alpha \cos \alpha)}{\sqrt{k \sin \alpha} 2 (\cos \alpha - \tan \alpha \sin \alpha)} \cdot \int_{\sqrt{l_2}}^{\sqrt{l_1}} \sqrt{l_2} \exp(2jk(\cos \alpha - \tan \alpha \sin \alpha) \sqrt{l_2}) - \sqrt{l_1} \exp(2jk(\tan \alpha \sin \alpha + \cos \alpha) \sqrt{l_1}) e^{j\pi/4} d\sqrt{l}$$

4.2 球冠

为方便计算, 可以在球冠所在球体重新建立一个球坐标系, 此时 (9) 式中的几个量分别为

$$\vec{r} = R_0 \hat{z} + R (\sin \theta \cos \phi \hat{x} + \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z}) \quad (9)$$

$$\hat{n} = \sin \theta \cos \phi \hat{x} + \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z} \quad (10)$$

$$dS = R^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (11)$$

式中 R_0 为中心坐标系原点到新坐标系原点(即球心)的距离, R 为球半径, $R = \frac{R_1}{\cos \theta}$, R_1 为结合部半径, θ 为新坐标系原点到表面元的连线同 z 轴之间的夹角。将式(9)(10)(11)代入式(2), 当 $\theta = 0$ 时, 得

$$\sqrt{\sigma_{21}} = -jk / \sqrt{\exp[jkR_0 \cos \theta]} \left[\frac{R^3}{k \sin \theta} \right]^{1/2} e^{j\beta/4} \sqrt{\sin \theta} \cos(\theta - \theta_0) \exp[2jkR \cos(\theta - \theta_0)] d_1$$

当 $\theta = \pi$ 时, 得

$$\sqrt{\sigma_{22}} = -jk / \sqrt{\exp[jkR_0 \cos \theta]} \left[\frac{R^3}{k \sin \theta} \right]^{1/2} e^{j\beta/4} \sqrt{\sin \theta} \cos(\theta + \theta_0) \exp[2jkR \cos(\theta + \theta_0)] d_1$$

当球冠处于全照明状态时, 式中 $\theta = \pi/2 + \theta_0$, 随着入射波方向的变化, 积分上、下限也会发生变化。

4.3 底盖面

底盖面为一圆面, 计算较为简单。运用驻相法近似, 最终得到 $\theta = 0$, $\theta = \pi$ 两种情形下的后向相干 LRCS 分别为

$$\sqrt{\sigma_{31}} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{k \sin^3 \theta}} e^{j\beta/4} \cos \theta \left[\exp(2jkR_2 \sin \theta) - 1 \right] \exp(jkR_0 \cos \theta)$$

$$\sqrt{\sigma_{32}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{k \sin^3 \theta}} e^{j\beta/4} \cos \theta \left[\exp(-2jkR_2 \sin \theta) - 1 \right] \exp(jkR_0 \cos \theta)$$

式中 R_0 为中心坐标系原点到新坐标系原点的距离, R_2 为底盖面半径。

4.4 总后向相干 LRCS

高频散射是一种局部现象, 目标的总散射场可由各个独立散射中心的散射场叠加而得。复杂目标 RCS 一般来说十分复杂, 随目标姿态角的变化, 各散射中心相互干涉, 使得总 RCS 图急剧起伏; 物体的电尺寸越大, 这种起伏变化越显著。为正确地表示各散射中心之间的干涉作用, 弹头整体 LRCS 应用相关和公式计算^[6]

$$= \left| \sum_{k=1}^n \sqrt{\sigma_k} e^{j\phi_k} \right|^2$$

式中: σ_k 为第 K 个散射中心的雷达截面积, ϕ_k 为第 K 个散射中心相对于相位参考面的相对相位, 相位参考面是过相位参考中心(目标中心坐标系的原点)而垂直于入射线的平面。在计算中, 还需要考虑到遮挡效应。

5 计算结果与分析

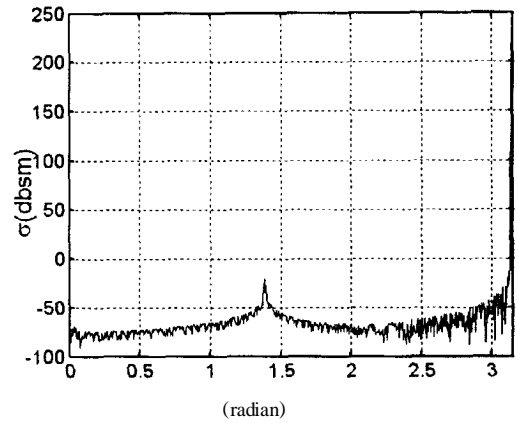


图3 某种弹头LRCS理论计算图

当入射光波长为 $1.06\mu\text{m}$, 算出结果如图 3 所示。入射电磁波垂直于锥面附近(即 $\theta = \pi/2 - \theta_0$) 时产生极大值, 这是锥面的强镜面反射引起的。入射波能照射到底盖面后, RCS 会以较快的速度增加, 垂直于底盖面时产生极大值, 这是圆平面的散射高方向性引起的。所运用的近似方法没有矩量法精确, 但它克服了大量繁锁的矩阵计算, 结果的精度也足以满足工程分析的需要。以上计算是针对理想光滑导体的, 实际弹头表面是有一定复折射率的金属材料, 对于光波而言, 弹头表面是相当粗糙的, 这时需要对 LRCS 进行修正。修正之后, 相干 LRCS 会有所减小, 但总的趋势不变。尽管计算中有许多苛刻的条件, 但理论预估是能够反映出目标的空间激光散射特性的。另外需要指出的是运用驻相法后, 会导致在 $\theta = \pi$ 处产生一个无穷大值, 但它并不影响整个目标的散射特性的趋势。实际上在 $\theta = \pi/2 - \theta_0$ 处也有一无穷大值, 只是计算时选取的步径不够小而没有显示出来, 所以驻相法不能精确地表示出每个极大值的真实大小, 为得到精确值必须采用最大回波公式。

参考文献:

- [1] 戴黎红, 李铁. 圆锥激光雷达散射截面相干分量的理论研究[J]. 探测与控制学报, 2002, 24(1): 14-19.
- [2] 孙晓泉, 吕跃广. 激光对抗原理与技术[M]. 北京: 解放军出版社, 2000.
- [3] 阮颖铮. 雷达截面与隐射技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 1998.
- [4] E F 克拉特, 等. 雷达散射截面[M]. 北京: 电子工业出版社, 1988.
- [5] 汪茂光. 几何绕射理论[M]. 西安电子科技大学出版社, 1994.
- [6] 芮福盛. 反雷达伪装[M]. 中国人民解放军工程兵工程学院训练部, 1990. 9.