

自由空间复杂导体目标的太赫兹 RCS 高频分析方法

华厚强¹, 江月松¹, 苏林², 闻东海¹, 余荣¹, 武小芳¹

(1. 北京航空航天大学 电子信息工程学院, 北京 100191;
2. 中国科学院遥感与数字地球研究所, 北京 100101)

摘要: 研究了自由空间复杂导体目标的太赫兹(THz)雷达散射截面(RCS)的高频求解方法。将并矢格林函数引入物理光学方法中,对自由空间环境进行考虑,推导出自由空间物理光学分析方法,并结合图形电磁计算(GRECO)方法,采用分区显示算法改进后,在 Visual C++ 2010 程序中实现目标的 OpenGL 显示,对自由空间复杂导体目标进行消隐判断,提取像素面元法矢量和深度缓存等有效信息,计算了自由空间复杂导体目标的 THz RCS。最后,将程序计算结果与 FEKO 软件仿真结果进行比较,结果证明该方法的有效性和准确性。该研究结果为 THz 雷达未来在军事、天文和遥感等领域的应用提供了重要依据和方法。

关键词: 太赫兹; 雷达散射截面; 图形电磁计算; 物理光学方法; 分区显示算法

中图分类号: O441 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2014)03-0687-07

High-frequency analysis on THz RCS of complex conductive targets in free space

Hua Houqiang¹, Jiang Yuesong¹, Su Lin², Wen Donghai¹, Yu Rong¹, Wu Xiaofang¹

(1. School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;
2. Institute of Remote Sensing and Digital Earth, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China)

Abstract: The high-frequency method for the prediction of radar cross section (RCS) of complex conductive targets in the terahertz (THz) band in free space was presented. In order to consider the scattering fields of the complex perfectly electric conducting (PEC) targets in free space, the Green's function was introduced into the conventional physical optics method. Combining the graphical electromagnetic computing (GRECO) method and using the partition display algorithm to improve, the shadow regions were eliminated by displaying lists technology of OpenGL to rebuild the complex targets, and the geometry information was attained by reading the color and depth of each pixel. The THz RCS of complex conductive targets can be exactly calculated in free space. The RCS comparison between GRECO prediction and simulation of FEKO software proves the validity and accuracy of the proposed

收稿日期: 2013-07-11; 修订日期: 2013-08-15

基金项目: 国家 863 计划(2012AA8126029B)

作者简介: 华厚强(1980-),男,博士生,主要从事雷达目标特性、太赫兹波辐射和散射特性等方面的研究。

Email: huahouqiang@163.com

导师简介: 江月松(1959-),男,教授,博士生导师,博士,主要从事微波毫米波和太赫兹波光子学、光电成像遥感理论与技术、空间激光信息技术等方面的研究。Email: yuesongjiang@buaa.edu.cn

method. The results provides an important basis and method for the application of THz radar in many fields such as military, astronomy and remote sensing in the future.

Key words: terahertz; radar cross section; graphical electromagnetic computing(GRECO); physical optics method; partition display algorithm

0 引言

太赫兹(THz)波段的电磁波波长远小于微波,适合于极大信号带宽和极窄天线波束的实现,有利于目标的高分辨率成像,特别是在大气衰减小的频段和太空环境中,THz 雷达具有重要的应用前景^[1-2]。而 THz 频段目标电磁辐射和散射特性的研究是 THz 雷达未来应用的重要工作基础。计算自由空间 THz 复杂目标的雷达散射截面(RCS)对于国防、航空、航天、天文和遥感等各项事业都具有很重要的意义。尤其在导弹系统的设计、仿真,雷达系统的设计、鉴定,无论是新装备的研制论证中,还是现役装备战术使用方案的制定等均需要复杂目标(如飞机、舰艇、导弹等)的 RCS 及其电磁散射特性。

目前,国外基于各种高频算法涌现出了很多 RCS 计算机辅助分析和优化设计软件包,如美国的 Xpatch、RadBase、CADDSCAT、RECOTA、FISC,英国的 RESPECT、法国的 EMC2000、南非的 FEKO、西班牙的 GRECO 和 RANURS 等^[3-8]。近年来,国内外学者纷纷采用各种不同的算法和软件对自由空间目标的散射特性进行分析,取得了不少的成果。但是由于受到现有计算机内存和计算时间的限制,还是无法较好地处理复杂目标在高频率波段的散射问题,对自由空间中复杂目标 RCS 的计算局限于微波或较低频率波段。到目前为止,关于自由空间中复杂目标的 THz RCS 高频计算方法尚未见报道。文中研究了自由空间复杂导体目标的 THz RCS 高频求解方法。利用自由空间物理光学分析方法,并结合图形电磁计算(GRECO)方法,采用分区显示算法改进后,有效地计算了自由空间复杂导体目标的 THz RCS。

1 散射场的物理光学近似

物理光学法给散射体表面的感应电流赋予简单明确的值,用散射体的表面电流取代散射体本身作为散射体的源,然后对表面感应电流积分求得该物

体的散射场。

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曲面上的场来表示。对于散射问题,通常把散射体的表面 S 作为此曲面。采用如图 1 所示的坐标,则空间中不在此表面上的点 P 处的散射场由 Stratton-Chu 积分给定,即:

$$E^s = \frac{1}{4\pi} \int_S [j\omega\mu(\hat{n} \times H^T)\psi + (\hat{n} \times E^T) \times \nabla\psi + (\hat{n} \times E^T) \nabla\psi] ds \quad (1)$$

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

ψ 是自由空间的格林函数,其定义为:

$$\psi = e^{jk|\vec{R}-\vec{r}|} / |\vec{R}-\vec{r}| \quad (3)$$

式中:积分在整个封闭曲面表面进行, \vec{R} 是场点的位置矢量; \hat{R} 是其单位矢量; \vec{r} 是散射体表面单元 ds 的位置矢量; \hat{n} 是表面的外法向矢量; \hat{i} 是电磁波入射方向的单位矢量; \hat{s} 是散射方向的单位矢量; E^T 、 H^T 是表面上 r 处的总场。

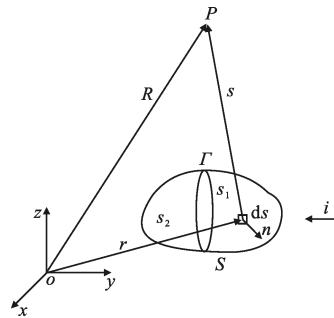


图 1 散射场积分的坐标关系

Fig.1 Coordinate relations of the scattering field integrals

当散射体垂直于入射方向的尺寸远大于入射波长时,可以认为表面阴影区 S_2 对散射场的贡献为零,Stratton-Chu 积分式中对整个散射体表面的积分就变成对表面上照明区部分 S_1 的积分。

当场点远离散射体,也即 $R \gg r$ 时, \vec{R} 与 \hat{s} 趋于平行,自由空间的格林函数 ψ 可近似为:

$$\psi \approx \frac{e^{jkR}}{R} e^{-jk(\hat{s} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

对应地,其梯度可近似为:

$$\nabla \psi \approx jk \hat{s} \psi \quad (5)$$

将以上远场近似的结论代入公式(1)和(2),经化简后散射场的积分表达式最终可写为^[9-11]:

$$E^s = jk \psi_0 \int_{s_1} \hat{s} \times [(\hat{n} \times E^T) - Z_0 \hat{s} \times (\hat{n} \times H^T)] \cdot \exp[jk \hat{r} \cdot (\hat{i} - \hat{s})] ds \quad (6)$$

$$H^s = jk \psi_0 \int_{s_1} \hat{s} \times [(\hat{n} \times H^T) + Y_0 \hat{s} \times (\hat{n} \times E^T)] \cdot \exp[jk \hat{r} \cdot (\hat{i} - \hat{s})] ds \quad (7)$$

公式(6)和(7)中, $Y_0 = 1/Z_0$ 是自由空间导纳, $\psi_0 = \exp(jkR)/4\pi R$ 是远场格林函数。公式(6)和(7)是无源区散射场的积分表达式。由于存在关系式 $H^s = Y_0 \hat{s} \times E^s$, 所以公式(6)和(7)中的任何一个都可以用来计算散射场。习惯上,使用公式(6)更多。

对于理想导体,总场的切向分量为:

$$\hat{n} \times E^T = 0 \quad (8)$$

$$\hat{n} \times H^T = 2\hat{n} \times H^i \quad (9)$$

式中: H^i 是在表面单元处的入射磁场。如果入射波在由单位矢量 \hat{i} 给定的方向上传播,磁场强度为 H_0 ,且磁场方向与单位矢量 \hat{h}_i 平行,则公式(6)就变为物理光学积分:

$$E^s = -j2kZ_0H_0\psi_0 \int_S \hat{s} \times [\hat{s} \times (\hat{n} \times \hat{h}_i)] \cdot \exp[jk \hat{r} \cdot (\hat{i} - \hat{s})] ds \quad (10)$$

式中: S 表示散射体的照明区。由波阻抗关系,可得到:

$$E^s = -j2kE_0\psi_0 \int_S \hat{s} \times [\hat{s} \times (\hat{n} \times \hat{h}_i)] \cdot \exp[jk \hat{r} \cdot (\hat{i} - \hat{s})] ds \quad (11)$$

由雷达散射截面的定义式,可得:

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|E^s|^2}{|E^i|^2} \quad (12)$$

将公式(11)代入公式(12)中,可得到 RCS 平方根的物理光学表达式为:

$$\sqrt{\sigma} = -j \frac{k}{\sqrt{\pi}} \int_S \hat{n} \cdot (\hat{e}_r \times \hat{h}_i) \exp[jk \hat{r} \cdot (\hat{i} - \hat{s})] ds \quad (13)$$

式中: \hat{e}_r 是沿接收机电极化方向的单位矢量。

2 复杂目标的图形电磁学计算

对于理想的金属表面,依据 RCS 平方根的物理光学表达式(13),这个积分实际上只有在少数情况下才能严格计算,对于复杂外形目标,物理光学法的使用一般是将复杂曲面离散成简单的平面,例如矩形平板或三角平板,通过对平面的 RCS 求解,然后按照电磁波的高频特性进行相位叠加。

在 GRECO 方法中,雷达照射方向为垂直于屏幕,即为 $-z$ 方向;雷达波散射方向为 z 方向。因而,散射场可以变为:

$$\sqrt{\sigma} = -\frac{jk}{\sqrt{\pi}} \int_S \cos\theta \cdot e^{2jkz} ds \quad (14)$$

式中: θ 角是导体表面法线与入射线之间的夹角; z 是面元与观察点之间的距离; s 积分域是照明区域。GRECO 方法处理目标图形为目标三维表面在计算机屏幕上的投影,在计算机屏幕上的积分元 ds' ,可表示为 $ds' = \cos\theta \cdot ds$,因此公式(14)可表示为:

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int \cos\theta \cdot e^{2jkz} ds \right|^2 = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_{\text{screen}} e^{2jkz} ds' \right|^2 \quad (15)$$

在计算中可以离散化为:

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \sum_{\text{pixel}} e^{2jkz} \cdot \Delta s \right|^2 \quad (16)$$

这里的 Δs 为屏幕上面每个像素代表的面积, z 为深度缓冲器中提取的深度值。把每一像素点对应的面元视为均匀照射下的矩形口面,则其远场效应可用 sinc 函数来近似^[12],离散后的物理光学法的面积分可表示为:

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \sum_{\text{pixel}} \text{sinc} \left(k \frac{l}{\cos\theta} \sin\theta \right) e^{2jkz} \cdot \Delta s \right|^2 \quad (17)$$

式中: l 表示每一方形像素 ds' 所在屏幕上的线度, $l/\cos\theta$ 则表示该像素所代表的原目标面 ds 的线度。

根据高频理论,曲表面单站 RCS 的贡献主要在于镜面反射点,该点的法矢靠近入射方向,在靠近照明区和阴影区交界处,由于相位的快速变化导致数值方法计算物理光学表面积分出现一些误差,由于在阴影边界处 $\theta \rightarrow \pi/2$,可使用渐小函数 $\cos^n\theta$ 乘以该效应,由公式(17)可得:

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \sum_{\text{pixel}} \cos^n\theta \cdot \text{sinc} \left(k \frac{l}{\cos\theta} \sin\theta \right) e^{2jkz} \cdot \Delta s \right|^2 \quad (18)$$

式中: n 为控制该点驻相近似效应的参数, $n=0$,则物体表面积分严格按离散化表面计算; $n>1$ 时可以消除奇变效应。

在高频区,散射变成了局部效应,各散射单元间的相互作用明显降低。物体的每一个部分基本上是独立的散射能量体,其上的感应场只取决于入射波,与其他部分散射的能量无关。这样就相对简化了感

应场的计算,同时也简化了为求得远区散射场和计算 RCS 所进行的物体表面散射场积分。

复杂目标的总散射场可以由各个独立的散射中心的散射场叠加而成,假定每个散射源上的场都是入射到该散射组合上的场,并忽略各散射中心相互间的多次散射和遮挡效应,则由 N 个散射中心组合体产生的雷达截面,可由相对相位求和给出相关叠加结果:

$$\sigma = \left| \sum_{n=1}^N \sqrt{\sigma_n} \exp(j2kR_n) \right|^2 \quad (19)$$

式中: $2R_n$ 是从雷达到该散射中心的双程距离。

将计算得到的各结构部分 RCS 的数值进行相对相位叠加,可以得到复杂目标的 RCS 计算结果。

3 图形分区显示算法

GRECO 方法利用了计算机的 3D 图形加速卡进行目标不可见部分的消隐处理,具有可快速得到目标照明区像素的特点,因而在一定程度上能够加快 RCS 计算的速度,但图形加速卡的 z-Buffer 消隐是在图像空间中进行的,因此目标的显示精度必然要受到图像显示分辨率的限制。对于复杂目标而言,当没有面积较大的镜面反射面元时,像素的尺寸必须小于 $\lambda/20$,才能得到较为准确的 RCS 结果(λ 为波长)。以此准则,1 024×1 280 的显示分辨率能够接受的目标尺寸在 x 和 y 方向分别为 64λ 和 51λ ,当入射波频率为 10 GHz 时,即 1.92 m 和 1.53 m,这比一般实际大小复杂目标的尺寸要小许多。因此图形加速卡硬件本身的现实分辨率达不到较准确地计算高频区真实尺寸复杂目标 RCS 的需要^[12]。

通过 OpenGL 的投影函数,可突破显示器分辨率的硬件限制。OpenGL 的投影分透视投影和正交投影两种,由于透视投影会引起目标模型的变形,在 GRECO 中只能使用正交投影。正交投影函数定义了一个成直角的平行六面体,所有在六面体之外的模型都将被裁减掉,不予显示。因此可以通过设置正交投影函数的参数,分多次将目标在屏幕上显示出来,每次只显示目标的一部分,其它的部分由于被裁剪掉而不会被计算。最后将各次计算的结果叠加即可得到目标的 RCS。如图 2 所示,通过对正交投影函数参数设置实现球体分两次实现目标显示。

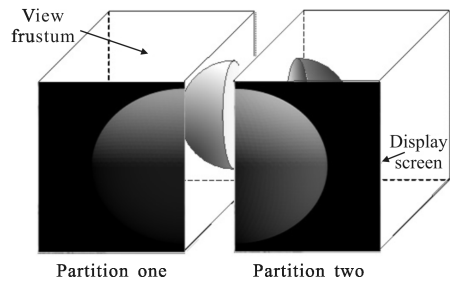


图 2 通过对正交投影函数参数设置实现球体分两次实现目标显示

Fig.2 Sphere target displayed by two screens through the orthogonal projection function parameter settings

分屏显示增大了 GRECO 使用的分辨率,使目标更精确地显示出来,从而提高 RCS 的计算精度。分辨率提高后,目标模型的剖分情况也发生了变化,如图 3 所示为球体分四屏计算的屏幕截图,原来在显示器上占据 2×2 个像素的单元现在占据 4×4 个像素。

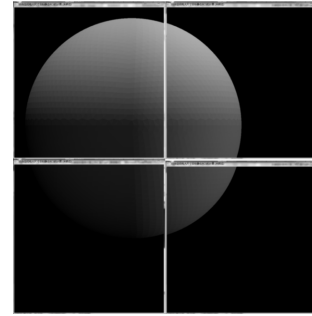


图 3 球体分四屏计算的屏幕截图

Fig.3 Screenshots of sphere target computed by four screens

在分区显示算法中,首先需要确定目标在当前姿态下的投影尺寸(在 x, y 轴方向的尺寸)。得到投影尺寸后,根据给定的像素分辨尺寸,把投影矩形按 x, y 轴方向进行划分,得到多个分区;然后对各个分区进行单独的投影显示,把各个分区的散射场叠加即可得到总场强,进而得到复杂目标的 RCS。

应该指出的是,虽然分区显示和对目标模型进行更细致地剖分提高了预估结果的精度,但在光栅化的过程中,程序的运算时间和计算所需内存大小与目标造型文件的剖分细致程度成正比,在运用物理光学方法计算 RCS 时,程序的运行时间和计算所需内存大小与目标占据像素的数量成正比。

4 民兵 III 型洲际弹道导弹母弹头 RCS 计算

战略、战术弹道导弹一般由弹头(鼻锥)和弹体

(其他部分)两大部分组成,其中,中近程的弹道导弹弹头和弹体在飞行过程中是不分离的,而远程或战略弹道导弹为了减少再入大气层时的 RCS,在完成助推段后,弹头和弹体分离,并将弹体引爆,形成弹体碎块假目标。因此,针对不同的弹道导弹,应该考虑不同的仿真策略,如远程或战略弹道导弹,中段之后只需考虑其弹头目标的 RCS 特性,而对于中近程弹道导弹,则要全盘考虑整个弹体的 RCS 目标特性。由此可见,民兵 III 型洲际弹道导弹中段之后只需考虑其弹头目标的 RCS 特性,不必要全盘考虑整个弹体的 RCS 目标特性,这样具有实际意义。民兵 III 型洲际弹道导弹如图 4 所示。

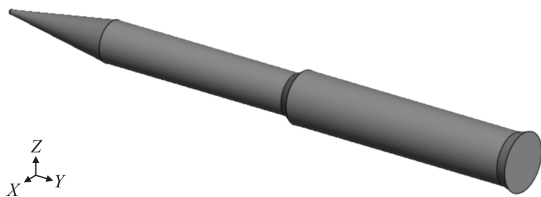


图4 民兵 III 型洲际弹道导弹

Fig.4 Geometry of Minuteman III intercontinental ballistic missile

下面使用物理光学的远场计算方法和 GRECO 方法相结合仿真计算了自由空间复杂典型军事目标体——民兵 III 型洲际弹道导弹母弹头的 THz RCS,通过自编写的 Visual C++ 2010 程序计算可以得到该目标体的远场 RCS。

FEKO 是一款用于 3D 结构电磁场分析的仿真工具,FEKO 通过 MLFMM、MoM/PO、MoM/UTD 等混合高频算法从算法上提供了电大问题求解的途径;对于飞机、导弹、舰船等超电大尺寸目标体,精确分析方法往往需要很大的内存资源,FEKO 提供了高频 PO、RL-GO 算法及 MOM/PO 和 MoM/RL-GO 混合算法,能够方便、快速、精确地分析超电大尺寸、复杂目标体的 RCS,在硬件资源满足条件的情况下,采用 MLFMM 或 FEM/MLFMM 精确求解。并且 FEKO 软件从 6.0 版本起引入大面元物理光学求解技术(LE-PO),增强了处理超电大规模目标体的计算能力,并可以和小面元的物理光学法以及矩量法结合;引入了射线寻迹几何光学求解技术(RL-GO),支持平面波激励,增强了处理超电大规模金属、介质及金属/介质混合目标体的散射计算能力,可以通过对模型目标体进行大网格的剖分来降低计算资源。

在太赫兹频段,飞机、导弹、舰船等目标都属于超电大尺寸目标体。因此,在各种商用电磁分析软件中,FEKO 软件更适合文中研究用,为了对复杂典型军事目标在频率大于 0.3 THz 的远场 RCS 计算算法及自编写 Visual C++ 程序的正确性进行测试,可将自编写程序计算结果与采用 FEKO 大面元物理光学法软件仿真结果进行比较,验证算法及程序的正确性。以下实例均在 DELL Precision T7600 图形工作站上计算,具体配置为:CPU 为 2*Intel Xeon E5-2680 @ 2.70GHz;内存为 128GB;显卡为 Nvidia Quadro 5000;显示器分辨率为 1920×1200。

为方便后续计算,先规定散射场的坐标系。如图 5 所示,在直角坐标系 $o-xyz$ 中,设雷达视线 LOS (即雷达照射到目标入射波的方向或目标散射到接收雷达的方向)与 z 轴的夹角为雷达扫描角 θ ,雷达视线 LOS 在 xoy 平面内的投影与 x 轴的夹角为方位角 φ 。

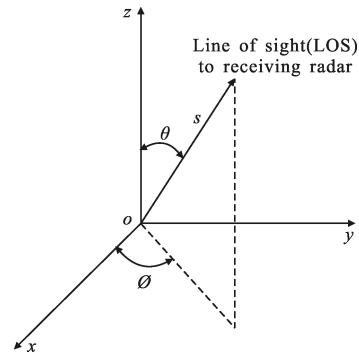


图5 散射场的坐标系示意图

Fig.5 Schematic diagram of the scattering field coordinate system

民兵 III 型洲际弹道导弹 MK-12 母弹头外形为尖拱形,可简化为由底部的细长圆锥台和顶部近似为半径 0.075 m 的球状锥顶组成。母弹头底部直径 1.32 m,全长 3.66 m^[13]。如图 6 所示,计算时取弹头的底圆中心为坐标系的原点。由于弹头的对称性,弹头目标的 RCS 特性不随方位角 φ 变化而改变,不妨设 $\varphi=0^\circ$,而取雷达扫描角 θ 的变化范围为 $-90^\circ\sim 90^\circ$,计算间隔为 2° 。计算频率为 350GHz、400GHz 和 450GHz,取像素剖分精度为 0.3λ 。弹头 RCS 的计算结果如图 7 所示。在图 7 中,实线加星号、虚线加叉号和点线加三角符号分别表示采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法程序计算结果、采用 FEKO 大

面元物理光学法软件仿真结果和采用普通 GRECO 物理光学方法程序计算结果得到的民兵 III 型洲际弹道导弹弹头 RCS 随雷达扫描角变化曲线图。

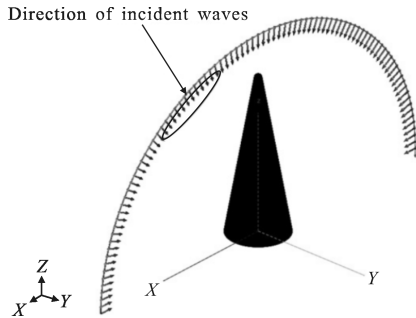


图 6 民兵 III 型洲际弹道导弹弹头入射波示意图

Fig.6 Schematic diagram of incident waves of the Minuteman III intercontinental ballistic missile warhead

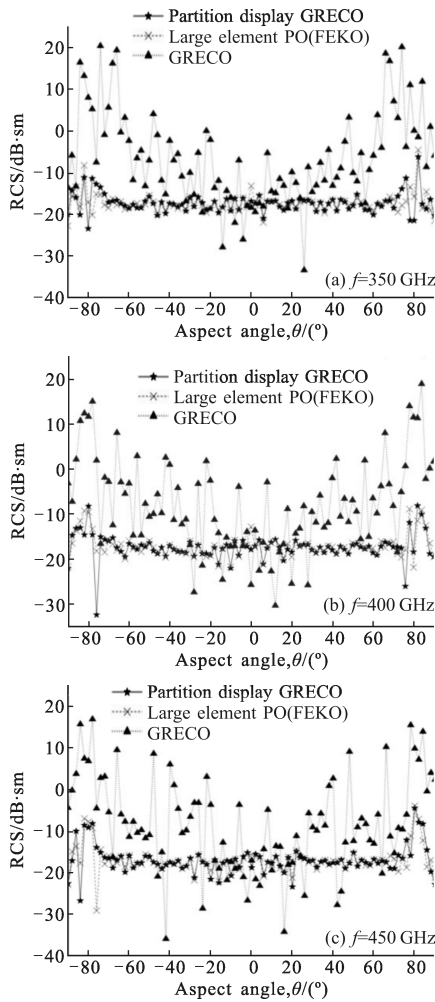


图 7 民兵 III 型洲际弹道导弹弹头 RCS 随雷达扫描角变化图

Fig.7 Change graphs of the warhead RCS of Minuteman III intercontinental ballistic missile with aspect angle

从图 7 可以看出，采用分区显示算法改进后的

GRECO 物理光学方法程序计算结果能够较好地与采用 FEKO 大面元物理光学法软件仿真结果相吻合，在趋势上面具有良好的一致性，在精度上能够保证 RCS 计算要求，证明采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法能够对上述复杂典型军事目标——民兵 III 型洲际弹道导弹 MK-12 母弹头 RCS 进行准确计算。

从图 7 还可以看出，采用普通 GRECO 物理光学方法与采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法程序计算结果或者采用 FEKO 大面元物理光学法软件仿真结果存在较大差异，结果明显不正确。这是因为目标的显示精度受到图像显示分辨率的限制，在面元不是与入射方向垂直的情况下，目标的显示精度对散射场计算的幅度和相位均有影响，显示精度越低，散射场的幅度误差和相位误差就越大，从而影响 RCS 结果的计算精度。因此图形加速卡硬件本身的现实分辨率达不到较准确地计算高频区真实尺寸复杂目标 RCS 的需要。而分区显示算法把目标的投影分为多个区，每次只显示其中一个区域，相当于对图像进行了放大，从而到达计算 RCS 所需的显示精度要求。所以分区显示算法是解决 GRECO 受限于显示分辨率问题的一个有效的方法。

当雷达入射波的方向正对着导弹弹头的顶部时，雷达扫描角 $\theta=0^\circ$ ，对于这种特殊情况，球顶圆锥 RCS 具有可信的理论解析公式 $\sigma = \pi r^2 + \lambda^2 (\tan \alpha)^4 / 16\pi$ ，其中 r 为顶部球的半径， α 为底部圆锥的半角^[14-15]。不妨设方位角 $\varphi=0^\circ$ ，而取计算频率的变化范围为 350~450 GHz，计算间隔为 5 GHz。取像素剖分精度为 0.3λ 。弹头正射时 RCS 随频率变化的计算结果如图 8 所示。在图 8 中，实线加星号、虚线加三角符号和点线加菱形符号分别表示采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法程序计算结果、采用理论解析公式数值计算结果和采用 FEKO 大面元物理光学法软件仿真结果得到的民兵 III 型洲际弹道导弹弹头正射时 RCS 随频率变化曲线图。

从图 8 可以看出，采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法数值计算结果能够较好地与理论解析公式计算结果相吻合，最大误差不超过 1.5 dBsm，在精度上能够保证 RCS 计算要求。采用 FEKO 大面元物理光学法软件仿真结果与理论解析公式计算结果除部分频率点很吻合外，大部分点相

对于采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法数值计算结果来说,存在较大差异,结果不精确。证明采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法比采用 FEKO 大面元物理光学法软件仿真方法能够更好地对上述复杂典型军事目标——民兵 III 型洲际弹道导弹 MK-12 母弹头进行 RCS 计算。该研究结果可为星载主动传感器探测中段飞行的弹道导弹军事应用提供有用参考和技术支持。

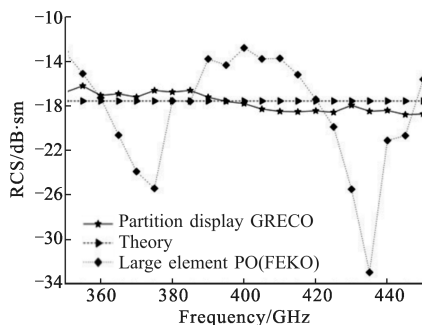


图8 民兵 III 型洲际弹道导弹弹头正射时 RCS 随频率变化图

Fig.8 Change graph of the warhead RCS of Minuteman III intercontinental ballistic missile with frequency for normal incidence

5 结论

运用物理光学法结合 GRECO 方法,采用分区显示算法改进后,在 Visual C++ 程序中实现目标的 OpenGL 显示,对自由空间复杂目标进行消隐判断,提取像素面元法矢量和深度缓存等有效信息,有效地计算了自由空间复杂典型军事目标的 THz RCS。数值结果证明:采用分区显示算法改进后的 GRECO 物理光学方法具有有效性和准确性。该研究结果为 THz 雷达未来在军事、天文和遥感等领域的应用提供了重要依据和方法。

参考文献:

[1] Li H Y, Li Q, Xue K, et al. Research into influence of Gaussian beam on terahertz radar cross section of a conducting cylinder[J]. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2013, 34: 289-298.

[2] Li H Y, Li Q, Xia Z W, et al. Influence of Gaussian beam on terahertz radar cross section of a conducting sphere[J].

Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves, 2013, 34: 88-96.

[3] Jiang X W, Zhao Q J, Xu G H. Calculation and analysis of RCS of helicopter based on panel edge method [J]. *Journal of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics*, 2011, 43(3): 429-434. (in Chinese)

[4] Li X F, Xie Y J, Yang R. High-frequency method for scattering from coated targets with electrically large size in half space [J]. *IET Microwaves, Antennas and Propagation*, 2009, 3(2): 181-186.

[5] Li X F, Xie Y J, Yang R. High-frequency method analysis on scattering from homogenous dielectric objects with electrically large size in half space [J]. *Progress in Electromagnetics Research B*, 2008, 1: 177-188.

[6] Li X F, Xie Y J, Wang P, et al. High-frequency method for scattering from electrically large conductive targets in half-space[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2007, 6: 259-262.

[7] Youssef N N. Radar cross section of complex targets [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1989, 77(5): 722-734.

[8] Rius J M, Ferrando M, Jofre L. High-frequency RCS of complex radar targets in real-time [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1993, 41(9): 1308-1319.

[9] Knott E F. A progression of high-frequency RCS prediction techniques [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1985, 73(2): 252-264.

[10] Knott E F. Radar Cross Section[M]. North Carolina: SciTech Publishing, 2004: 183-224.

[11] Ruan Y Z. Radar Cross Section and Stealth Technology[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1998. (in Chinese)

[12] Nie Z P, Fang D G. Target and environment electromagnetic scattering modeling: theory, methodology and implementation (applications chapter)[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2009: 202-228. (in Chinese)

[13] Zhu K L, Wang W X. Missile Encyclopedic Dictionary[M]. Beijing: China Astronautic Publishing House, 2001. (in Chinese)

[14] Crispin J W, Maffett A L. Radar cross-section estimation for simple shapes [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1965, 53(8): 833-848.

[15] Crispin J W, Maffett A L. Radar cross-section estimation for complex shapes [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1965, 53(8): 972-982.