

扩展性微动目标回波模拟与特征参数提取研究

王童 童创明 李西敏 李昌泽

Research on extended micro-motion target echo simulation and characteristic extraction

Wang Tong Tong Chuang-Ming Li Xi-Min Li Chang-Ze

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 210301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.210301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.210301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于压缩感知的一维海面与二维舰船复合后向电磁散射快速算法研究

A new fast algorithm based on compressive sensing for composite electromagnetic back scattering from a 2D ship located on a 1D rough sea surface

物理学报.2015, 64(6): 060301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.060301>

导电导磁管道外任意放置线圈激励下脉冲涡流场时域解析解

Analytical solutions to pulsed eddy current field excited by a differently oriented probe coil outside a conducting ferromagnetic pipe

物理学报.2014, 63(24): 240301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.240301>

基于压缩感知的目标频空电磁散射特性快速分析

Fast analysis of electromagnetic scattering characteristics in spatial and frequency domains based on compressive sensing

物理学报.2014, 63(17): 170301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.170301>

有限元/边界积分方法在海面及其上方弹体目标电磁散射中的应用

Electromagnetic scattering from missile target above sea surface with finite element/boundary integral method

物理学报.2013, 62(17): 170301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.170301>

分 Bessel 形电磁波

Partial Bessel electromagnetic wave

物理学报.2013, 62(3): 030301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.030301>

扩展性微动目标回波模拟与特征参数提取研究^{*}

王童[†] 童创明 李西敏 李昌泽

(空军工程大学防空反导学院, 西安 710051)

(2015年5月13日收到; 2015年7月7日收到修改稿)

研究了微动目标的多普勒回波模拟及特征参数提取技术. 提出了一种基于物理光学法和等效电磁流法的扩展性微动目标回波模拟方法. 将在目标坐标系下计算得到的后向散射场通过坐标转换, 成为雷达坐标系下的目标回波, 通过与解析信号模型对比验证方法的正确性. 分析了圆锥与带翼弹头的进动特性, 为获得较好的时频聚集性同时避免交叉项采用 S-method 方法对获取的回波信号进行时频分析, 分析了不同雷达波入射角度, 不同运动状态及不同几何外形的时频分布特点. 对时频分布图进行逆 Radon 变换, 将正弦曲线映射到参数空间, 从而获取目标的微动参数. 该研究结合电磁散射与信号处理技术, 通过对典型弹道目标的仿真, 获得一些不同于传统微动模型的结果, 结合电磁散射理论, 对这些现象进行了解释分析. 该研究成果在弹道目标的探测识别领域具有重要的理论与应用价值.

关键词: 物理光学法, 等效电磁流法, S-method, 逆 Radon 变换

PACS: 03.50.De, 03.65.Ge, 43.60.Hj, 84.40.Ua

DOI: 10.7498/aps.64.210301

1 引言

目标除了质心平动以外的微小运动统称为微动, 在频谱表现为多普勒平移和展宽. 微多普勒效应反映了目标的独特的运动特征和结构特点, 为雷达目标尤其是弹道目标的识别提供了重要方法^[1,2].

目标微动多普勒的分析研究一般分为三个环节, 即雷达回波模拟, 微动特征提取与特征参数估计. 其中第一个环节雷达回波模拟往往被忽视, 研究相对较少. 当前在微动多普勒分析中, 目标回波多被视为若干个强散射中心的矢量叠加效果^[3,4]. 然而在目标复杂运动中, 目标的散射中心并不固定, 有时是边缘绕射起主要作用, 有时则是面反射占主导. 对于扩展性目标, 回波应准确包含目标各个部分的运动信息, 而若干个强散射源很难完整表达目标的复杂运动状态. 近期研究中部分学者认识了这一问题, 提出了改进模型. 文献^[5]首次将后向散射场用于微动目标的时频分析中. 文献^[6]

在分析扩展性目标的多普勒特性时, 实际上也是将后向散射场序列作为原始回波, 对散射场序列进行傅里叶变换从而得到多普勒特性的. 文献^[7]推导了时谐电磁场与多普勒回波的关系并采用快速多极子算法 (MLFMA) 模拟直升机的回波信号, 由于数值算法对计算机硬件的需求较高, 所以只能模拟较低频段的雷达回波. 文献^[8]分析了扩展目标与传统点目标后向散射的不同, 对于微动中移动散射中心进行相应的分析, 采用了有限元、边界积分与快速多级子的混合方法 (FE-BILMFMA) 来模拟目标回波, 并验证了准确性, 但对电大尺寸目标该方法的计算能力仍显困难, 而且没有提出该回波模型的特征参数预估方法. 在特征提取方面时频分析是一种有效的方法, 在常用的时频分析方法中, 短时傅里叶变换 (STFT)^[9,10] 与 Wigner-Ville 是两种最普遍的方法, 短时傅里叶变化方法简单满足线性条件是分析多分量信号的重要方法, 但时频聚集性比较差, 且窗函数长度选取一直是制约该方法的难点. Wigner-Ville 时频聚集性较好, 但存在交

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 61372033) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: tong_wang001@163.com

叉项, 信号分量较多时, 该方法效果较差. 文献[9]中依靠时频数据来获取最佳窗函数的长度, 并对带翼圆锥的自旋运动引起的微多普勒进行了分析, 然而对于更复杂的进动运动并没有进行分析. 文献[11—13]均提出了Wigner-Ville的改进形式, 以降低交叉项, 但效果有限并且大大增加了计算复杂度. S-method^[14—17]是一种有效地多分量信号时频分析方法, 它综合了谱图和Wigner-Ville的优点, 抗噪能力强, 计算复杂度低, 十分适合分析非平稳信号. 微动参数估计是分析目标微动特性的最终结果, 对目标识别具有重要意义. 多数方法对时频分布的聚集性要求较高, 对于扩展性目标, 回波来自于目标各个部分, 时频聚集性显然不能达到理想状态. 文献[18, 19]中提出了用逆Radon变换(IRT)将时频分布中的正弦曲线映射到参数空间中, 从而获得目标的微动参数. 该方法能大大降低了估计偏差并具有良好的抗噪声性能.

为了最大程度模拟真实回波同时考虑计算效率, 本文提出基于物理光学法(PO)^[20—22]与等效电磁流法(MEC)^[23—26]并结合准静态技术的回波模拟方法, 通过与解析信号进行比较验证了该方法的正确性, 采用S-method方法对微动目标的回波信号进行时频分析, 最后对获得的时频分布进行逆Radon变换, 对目标微动参数进行估计. 本文对目标的微多普勒特性从建模、分析到参数提取进行完整的研究获得了一些独特的结果, 并对结果进行了分析与解释. 该研究对目标微动多普勒的研究具有一定参考价值.

2 基于电磁散射理论的回波模拟

在信号处理中窄带信号可表示为

$$s(t) = a(t) \cos(2\pi f_c t + \phi(t)), \quad (1)$$

其解析信号形式为

$$z(t) = a(t) e^{j\phi} e^{j2\pi f_c t}, \quad (2)$$

其中 $e^{j2\pi f_c t}$ 为载波, 它作为信息的载体不含有任何信息, 信号的有效信息全部集中在 $a(t) e^{j\phi}$ 中, 该部分信号称为零中频信号. 而时谐电磁场中散射电场可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) \cos(\omega_c t + \phi_m(\mathbf{r})) \\ &= \text{Re}[\bar{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r}) e^{j2\pi f_c t}], \end{aligned} \quad (3)$$

$\bar{\mathbf{E}}_s(\mathbf{r})$ 为复振幅. 对比(2)式和(3)式可知零中频信号与散射场中的复振幅是对应的, 这样就可以通过计算扩展目标的后向散射场获取其回波信号.

2.1 物理光学法与等效电磁流法

在高频区, 扩展目标的散射场主要来源于面散射与边缘绕射, 考虑计算效率, 采用物理光学法计算目标的面元散射, 采用等效电磁流法计算目标的边缘绕射, 如图1.

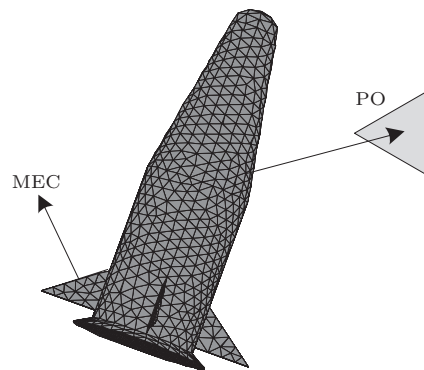


图1 PO+MEC 计算目标后向散射

Fig. 1. Backscattering calculation with PO and MEC.

物理光学法依据远场近似与切平面近似, 将散射场视为目标表面电流的二次辐射产生, 根据Stratton-Chu方程, 目标的远区散射场可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}) &= \frac{j k_0 e^{-j k_0 r}}{4\pi r} \int_s \eta_0 \hat{\mathbf{k}}_s \times (\hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{J}(\mathbf{r}')) \\ &\quad + (\hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')) e^{-j k_0 (\hat{\mathbf{k}}_s - \hat{\mathbf{k}}_i) \cdot \mathbf{r}'} ds, \end{aligned} \quad (4)$$

$\hat{\mathbf{k}}_s$ 为观察方向单位矢量, $\mathbf{r}$ 与 $\mathbf{r}'$ 分别为观察点和源点. $\mathbf{M}(\mathbf{r}')$ 和 $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ 分别表示感应磁流和电流的矢量幅度, η_0 为自阻抗. 由等效原理知

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\mathbf{r}') &= \mathbf{E}(\mathbf{r}') \times \hat{\mathbf{n}}, \\ \mathbf{J}(\mathbf{r}') &= \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\mathbf{E}(\mathbf{r}')$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r}')$ 分别是目标被入射电磁波照射部分的总电场与总磁场, 即为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}') &= \mathbf{E}_i(\mathbf{r}') + \mathbf{E}_r(\mathbf{r}'), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}') &= \mathbf{H}_i(\mathbf{r}') + \mathbf{H}_r(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (6)$$

$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}')$, $\mathbf{H}_i(\mathbf{r}')$ 分别为入射电场与入射磁场, 对于导体照射部分表面的电磁流为

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_s(\mathbf{r}') &= 0, \\ \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') &= 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}'). \end{aligned} \quad (7)$$

需要特别强调的是, PO认为散射场只来自于目标被照亮区域, 而入射波无法照射的区域, 表面电流为零. 这就需对目标进行要消隐处理, 这里采用计算机图形学技术进行消隐^[21], 该处理对后面的时频分析具有重要影响.

物理光学法只能在镜像方向一定范围内得到较为满意的结果, 为得到较为精确结果必须考虑棱边绕射. Michaeli提出了一种严格的等效电磁流法^[23], 将边缘绕射视为等效电磁流辐射引起的, 通过对等效电磁流积分可得各方向的散射场. 对于边缘为 C 的劈边, 其远区散射场为

$$\mathbf{E}^d = \frac{jk_0}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \int_C \{ \eta_0 \hat{\mathbf{k}}_s \times [\hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{J}(\mathbf{r}')] + \hat{\mathbf{k}}_s \times \mathbf{M}(\mathbf{r}') \} e^{-jk_0 \hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r}'} dl, \quad (8)$$

式中, $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ 与 $\mathbf{M}(\mathbf{r}')$ 分别是等效边缘电流和等效边缘磁流, $\mathbf{r}'$ 为原点到边缘上某一点的径向矢量, dl 是沿边缘 C 的弧长增量.

2.2 微动目标运动模型

目标散射场的计算一般都是在目标坐标系下, 为获取目标回波, 必须将目标在目标坐标系下的几何数据转换到雷达坐标系, 然后再采用PO+MEC方法计算目标后向散射场.

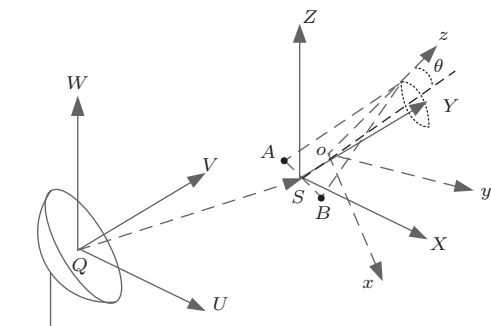


图2 坐标系转换

Fig. 2. Conversion of coordinates.

坐标系定义如图2. 雷达坐标系 (U, V, W) 与参考坐标系 (X, Y, Z) 各相应坐标轴平行, 参考坐标系原点 S 为目标上某一点, 目标坐标系 (x, y, z) 的原点 O 为目标的质心, z 轴为目标轴线. 点坐标在不同坐标系间的转换可以通过三次旋转完成, 旋转矩阵为

$$\mathbf{R}_{\text{init}} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma & 0 \\ \sin \gamma & \cos \gamma & 0 \\ 0 & \sin \beta & 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中 α 表示绕 z 轴旋转角度, β 为绕 y 轴旋转角度, γ 为绕 x 轴旋转角度. 设 (x_0, y_0, z_0) 为两个坐标系原点间的距离, 则目标坐标系中的一点 (x, y, z) , 在雷达坐标系下的坐标 (x_s, y_s, z_s) 可表示为

$$\begin{bmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{bmatrix} = \mathbf{R}_{\text{init}} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

2.3 回波模拟流程

将运动目标每一时刻的几何数据转换到雷达坐标系下进行计算获取其后向散射场, 从而得到回波序列, 其流程如图3.

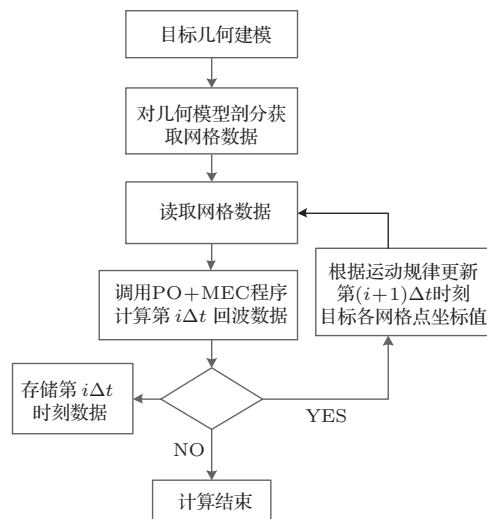


图3 回波模拟流程图

Fig. 3. Flow of echo simulation.

3 短时傅里叶变换与S-method方法

时频分析是分析非平稳信号的重要手段, 这里采用S-method方法来获取回波信号的时频分布. 采用S-method首先要对信号进行短时傅里叶变换, 对于长度为 N 的信号序列 $y(n)$, 其短时傅里叶变换的离散形式是

$$\text{STFT}(n, k) = \sum_{m=-L_w/2}^{L_w/2-1} y(n+m)w(m) \times \exp\left(\frac{-j2\pi mk}{L_m}\right). \quad (11)$$

其谱图形式为

$$\text{SPEC}(n, k) = |\text{STFT}(n, k)|^2, \quad (12)$$

其中 L_w 为窗函数 $w(n)$ 的长度, k 表示频率变量, 这里窗函数选择汉宁窗. S-method 方法的离散形式为

$$\begin{aligned} \text{SM}(n, k) \\ = 2\text{Re} \left[\sum_{p=1}^L \text{STFT}(n, k+p) \text{STFT}^*(n, k-p) \right] \\ + |\text{STFT}(n, k)|^2, \end{aligned} \quad (13)$$

L 表示为谱图中交叉项的数量, 当 $L = 0$ 时 S-method 就变为短时傅里叶分布, $L = L_w/2$ 时就变为 Wigner 分布. S-method 克服了 Wigner-Ville 分布的交叉项问题和短时傅里叶变换时频聚集性差的问题, 在信号分析中优势明显.

4 逆 Radon 变换

介绍逆 Radon 变换前必须先介绍 radon 变换原理, 对于函数 $f(x, y)$ 在二维空间上沿着直线 l 的 radon 变换定义为投影或者沿着直线 l 的线积分, 其数学表达式为

$$R_f(\rho) = \int_l f(x, y) d\sigma. \quad (14)$$

直线 l 由旋转角度 θ 确定, 即 $\rho = x \cos \theta + y \sin \theta$ 如图 4, 图 4 中两个坐标系之间的转换为

$$\begin{bmatrix} \rho \\ \sigma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix}. \quad (15)$$

通过连续旋转角度 θ , 然后沿着新的 σ 轴进行积分就可以得到 $f(x, y)$ 的 Radon 变换, 变换的结果为自变量是 ρ 和 θ 的二维函数. 如果令 $f(x, y)$ 为在点 (x_0, y_0) 处的二维狄拉克函数即

$$f(x, y) = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0). \quad (16)$$

根据 (15) 式知, 旋转任意角度 θ 后有

$$\begin{aligned} \rho_0 &= x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta, \\ \sigma_0 &= -x_0 \sin \theta + y_0 \cos \theta. \end{aligned} \quad (17)$$

函数 $f(\rho, \sigma)$ 的 radon 变换为

$$\begin{aligned} R_f(\rho, \theta) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(\rho, \sigma) d\sigma \\ &= \delta(\rho - (x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta)) \end{aligned}$$

$$= \delta(\rho - A_m \sin(\theta + \phi)). \quad (18)$$

从 (18) 式中的可以看出在 (x, y) 平面上的一点 (x_0, y_0) 经过 Radon 变换后为 (ρ, σ) 平面上的正弦曲线, 且该曲线幅度 $A_m = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, 相角 $\phi = \arctan(y_0/x_0)$. 换言之, 我们就可以通过 IRT 变换将正弦曲线转换到参数空间中.

时频分布图中的正弦曲线可表示为

$$F(f, t) = \sum_{n=1}^N \delta(f - A_n \cos(2\pi f_n t + \phi_n)). \quad (19)$$

A_n 为正弦曲线幅度, f_n 为曲线调制频率, N 代表正弦曲线数量. 通过前面的理论分析知通过 IRT 可以将正弦曲线映射到参数空间一点 (x_0, y_0) , 从而估计出幅度和相位.

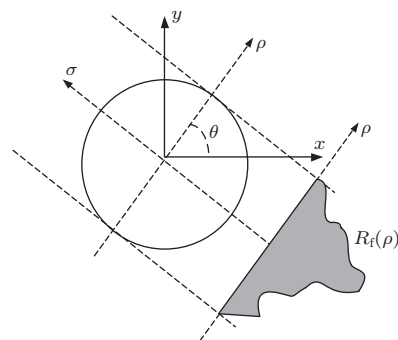


图 4 Radon 变换示意图

Fig. 4. Radon transform sketch.

5 仿真分析

5.1 回波模型的验证

首先对本文提出的回波模型的验证采用边长为 1 m 的立方体, 沿 Y 轴方向做周期性振动运动, 雷达波入射方向在 yoz 面内, 与 y 轴夹角为 60° , 金属球运动规律为 $y = 5 \cos(2\pi t)$, 雷达波频率为 1 GHz. 对于简单运动目标, 其多普勒回波可用解析信号模型表示, 即

$$s_d(t) = A_m e^{j2\pi f_c r(t)/c}, \quad (20)$$

其中 A_m 为信号幅度, 由于目标姿态角未发生变化故可令 $A_m = 1$, f_c 为雷达载波频率, $r(t)$ 为 t 时刻目标距雷达距离, c 为光速. 采用本文回波模型得到时频分布如图 5(a), 解析解得到的时频分布如图 5(b).

图 5(a) 和 (b) 正弦曲线基本一致, 证明了本文回波模型的正确性.

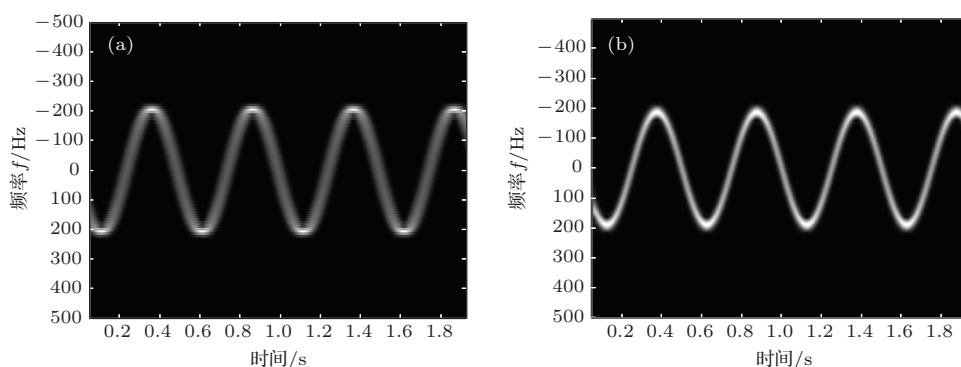


图5 时频分布 (a) 本文回波模型所得时频分布; (b) 解析模型得到时频分布

Fig. 5. Time-frequency ditribution: (a) Time-frequency of the paper's echo simulation model; (b) time-frequency of analytical model.

5.2 圆锥目标的微动特征分析

圆锥几何模型如图6.

令圆锥的进动周期为1 Hz, 为了便于分析设进动角为 30° , 频率为10 GHz, 本例及后面仿真S-method中的 L 均取4雷达波入射方向与进动轴夹角为 β , 当 $\beta = 150^\circ$ 时的仿真结果如图7.

从图7(a)和(b)中可以观察到, 圆锥进动引起的时频分布为两条相位相差 180° 的完整正弦曲线, 从电磁散射理论角度分析不难理解, 在圆锥尾部存在两个强绕射点, 通过该两点处的圆弧切线与雷达入射波垂直可确定该两点的位置, 两点关于底面圆心对称且位于目标轴线与雷达入射波构成平面内如图2中AB两点所示. 由几何绕射理论可知这两个绕射点的后向散射强度远远强于其他部分的散射强度, 故整个扩展目标的时频分布与这两个强散射点的时频分布基本一致, 但曲线宽度比单独分析点的时频分布要宽, 这是由于回波是按扩展性目标通过计算后向散射生成的, 而非按照若干个简单矢量叠加生成. 由于目标的进动运动中包含自旋且AB两点又关于底面圆心对称, 所以AB沿弧切线运动的方向时刻相反, 在 $\beta = 150^\circ$ 时AB

两点均不被遮挡, 所以形成了两条相位相差 180° 的正弦曲线. 对比图7(a)与(b), 表明S-method具有较好的时频聚集性. 图7(c)和(d)分别为两种方法的IRT结果, 从图中清晰看到两个相位相差 180° 的点, 且幅度相等, 而且图7(d)的效果明显优于图7(c). 从图7(d)中可以估计出两条正弦曲线的幅度均为25.61 Hz, 相位分别为 51.34° , -128.65° .

图8为雷达波入射方向与进动轴夹角为 40° 时的时频分布与IRT的结果. 结合图7(a)与图8(a)的结果, 我们可以判断图中实际上是两条不完整的正弦曲线. 不同于 150° 入射, 40° 入射是圆锥底部两个强后向散射源始终有一个处于遮挡状态, 从而造成了曲线的不完整性. 幅度为28.28 Hz, 相位为分别为 -45° , 135° .

对于如图6(b)所示的有翼目标, 其进动特性要复杂得多, 因为进动是自旋与锥旋的复合运动, 圆锥的自旋是不产生调制多普勒的, 但有翼目标不但有锥旋引起的多普勒调制还有自旋引起的多普勒调制, 采用本文方法分析目标的进动特性, 首先分析目标的自旋, 自旋频率为1 Hz, 雷达波频率为10 GHz, 入射方向与目标自旋轴夹角 $\beta = 150^\circ$, 其时频分布与IRT结果如图9.

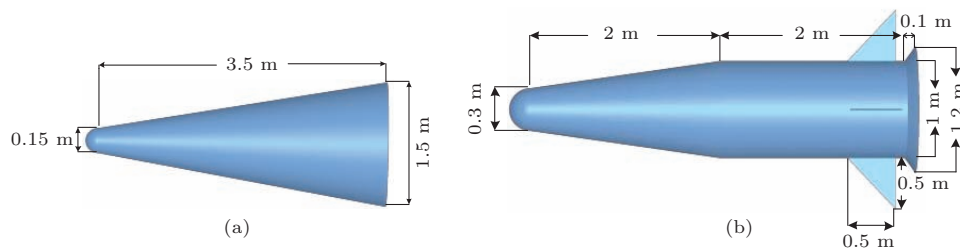


图6 目标几何模型 (a) 圆锥几何模型; (b) 带翼弹头几何模型

Fig. 6. Geometrical model of targets: (a) Geometrical model of cone; (b) geometrical model of warhead with fins.

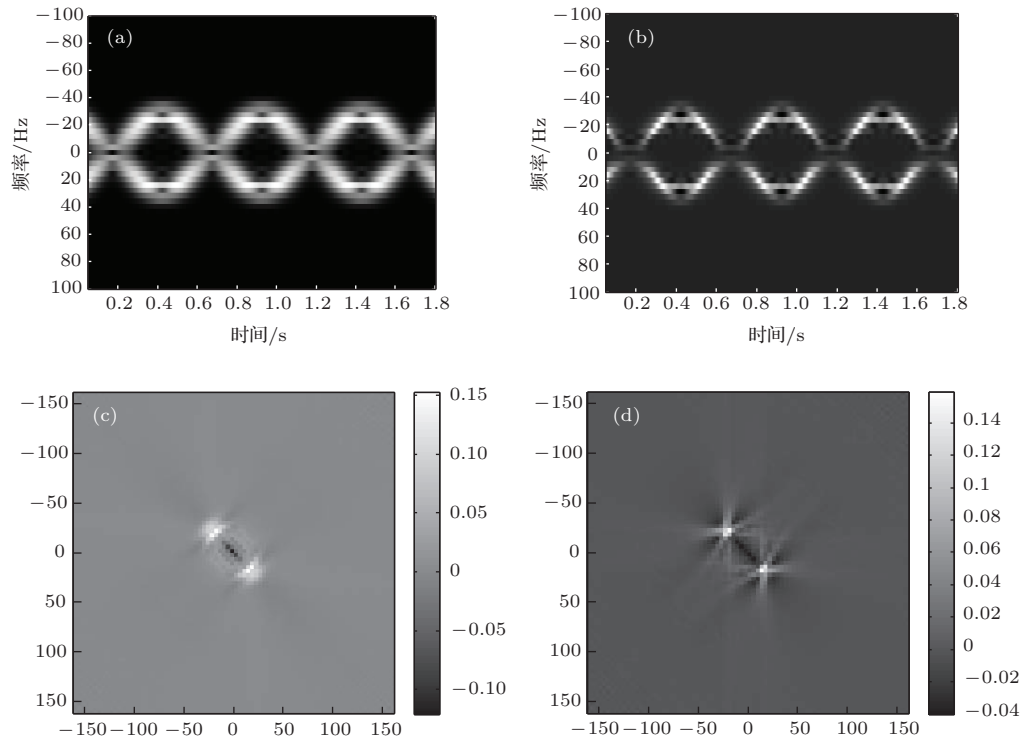


图7 圆锥目标在 $\beta = 150^\circ$ 时的时频分布与参数估计 (a) STFT 获得时频分布; (b) S-method 获得的时频分布; (c) 对 STFT 时频图进行 IRT 所得结果; (d) 对 S-method 时频图进行 IRT 所得结果

Fig. 7. Time-frequency distribution and parameter estimation of cone with $\beta = 150^\circ$: (a) Time-frequency distribution obtained by STFT; (b) time-frequency distribution obtained by S-method; (c) IRT of time-frequency distribution with STFT; (d) IRT of time-frequency distribution with S-method.

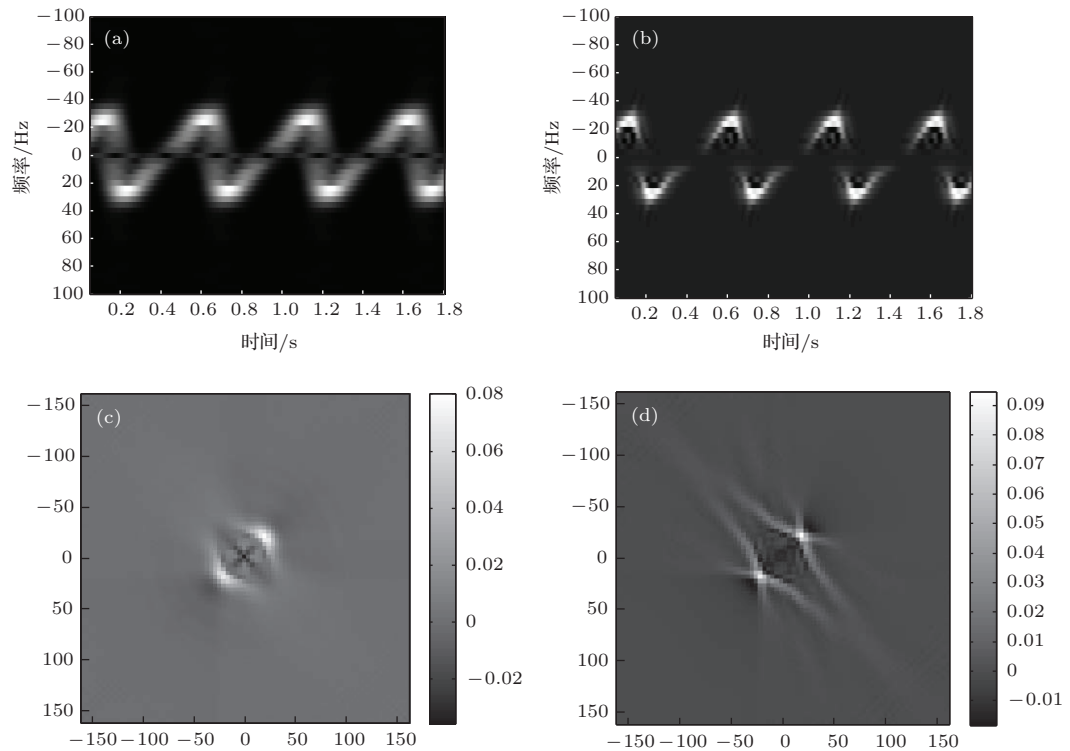


图8 圆锥目标在 $\beta = 40^\circ$ 时的时频分布与参数估计 (a) STFT 获得时频分布; (b) S-method 获得的时频分布; (c) 对 STFT 时频图进行 IRT 所得结果; (d) 对 S-method 时频图进行 IRT 所得结果

Fig. 8. time-frequency distribution and parameter estimation of cone with $\beta = 40^\circ$: (a) Time-frequency distribution obtained by STFT; (b) time-frequency distribution obtained by S-method; (c) IRT of time-frequency distribution with STFT; (d) IRT of time-frequency distribution with S-method.

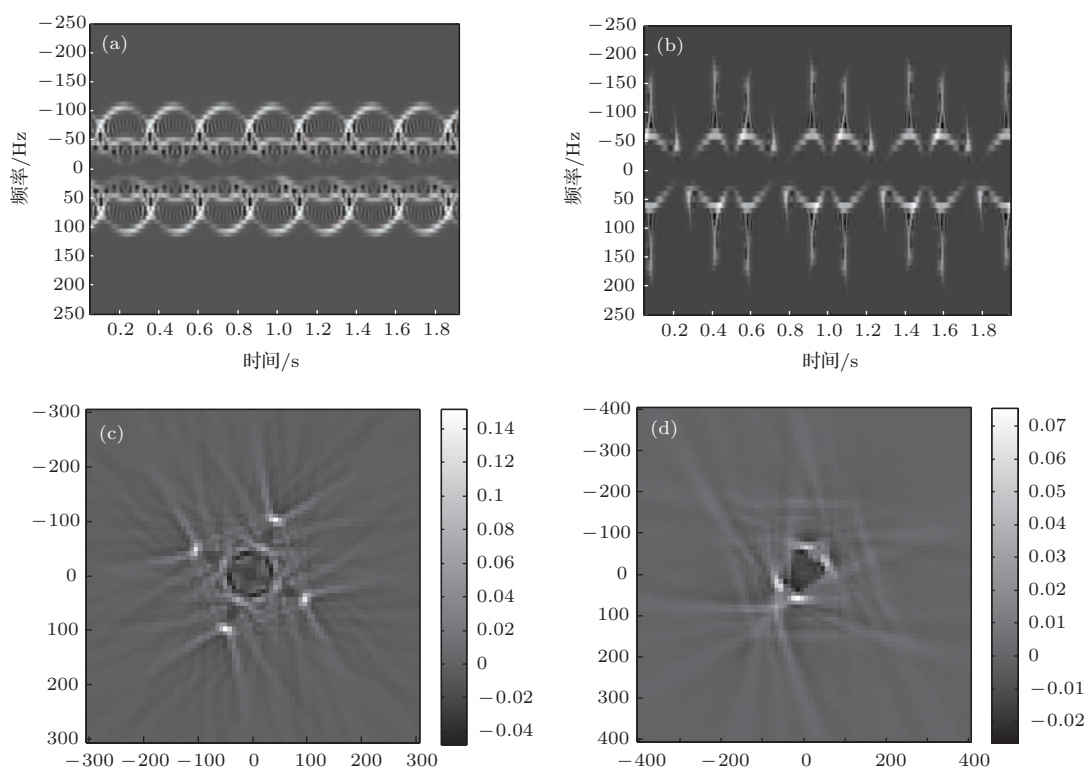


图9 带翼弹头 $\beta = 150^\circ$ 的时频分布与参数估计 (a) 弹头自旋时频分布; (b) 弹头进动时频分布; (c) 弹头自旋时 IRT 所得结果; (d) 弹头进动时 IRT 所得结果

Fig. 9. Time-frequency distribution and parameter estimation of warhead with fins at $\beta = 150^\circ$: (a) Time-frequency distribution of spin; (b) time-frequency distribution of precession; (c) IRT when warhead spin; (d) IRT when warhead precession.

从图9(a)中可以发现一个周期内有四条正弦曲线,这是由于四个翼的散射强度远远强于扩展目标其他部分,使得目标自旋规律体现为四个翼的自旋规律,由于遮挡曲线并不完整.图9(c)的参数空间的结果也说明了这一点,四个点幅度相等,相位相差 90° .幅度均为108.46,相位分别为 -65.22° , 24.77° , 114.77° , -155.22°

分析模型的进动,设目标进动参数为自旋2 Hz,锥旋2 Hz,进动角为 15° .雷达波频率为10 GHz,入射方向与目标自旋轴夹角为 150° ,时频分布与IRT后结果如图9.

从图9(b)中可以观察时频分布并不是严格的正弦曲线,图9(d)中四个点相位差也不是 90° ,这是由于锥旋对自旋产生了调制,使得正弦曲线变得不规则,四个点的相位差也不再是均匀的 90° .从图9(d)可以得出四条正弦曲线幅度分别为60.82 Hz, 58.30 Hz, 60.82 Hz, 63.24 Hz,对应相位分别为 99.46° , 149.03° , -80.53° , -18.43° .图9(b)中还发现周期性的出现垂直的谱线,从电磁散射的角度可以解释这一现象,当目标运动到有两个翼垂直于入

射面时(入射方向与进动轴所在平面),这时后向散射为极大值,各谱分量的幅值也达到极大值,一些在其他时刻被强散射分量淹没的分量,这时也会显现出来.

6 结 论

系统研究了弹道微动目标的回波模拟、特征提取与参数估计技术.基于电磁散射的PO和MEC,几何准静态技术提出了一种模拟扩展目标回波的方法,该方法能够反映目标各个部分的运动特征,并能准确的反映目标回波能量变化规律.由于回波能量来自于目标上各个部分后向散射的矢量叠加,其时频分布必然比点目标回波的时频分布的能量聚集性差,这里采用S-method方法获取微动目标的时频分布,仿真表明该方法提高了时频聚集性的同时又避免了交叉项.利用逆Radon变换将时频正弦曲线映射到参数空间获取目标的微动参数.对圆锥与带翼弹头的进动进行了仿真分析,结果表明圆锥的进动主要表现为尾部的两个强绕射点的进动,且两者相差 180° .由于遮挡效应,不同雷达波

入射角度, 时频曲线分布有所不同. 带翼弹头的自旋表现为四个翼的自旋, 参数空间内相位均匀相差 90° , 进动则为规则的正弦曲线, 参数空间内的点相位差不均匀. 该研究成果在弹道目标探测识别领域具有应用价值.

参考文献

- [1] Chen V C, Li F Y, Ho S S, Wechsler H 2006 *IEEE Trans. Aero. Elec. Sys.* **42** 2
- [2] Chen V C 2008 *IET Sig. Proc.* **2** 291
- [3] Li J, Pi Y M, Yang X B 2010 *J. Infra. Milli. Terahz. Waves* **31** 319
- [4] Li P, Wang D C, Chen J L 2013 *Sig. Image Video Proc.* **7** 1239
- [5] Chen V C 2008 *IET Sig. Proc.* **2** 291
- [6] Zhang Y M, Wang Y H, Guo L X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 054103
- [7] Xiang D P, Zhou D M, He J G 2010 *Chinese Jour. Radio Sci.* **25** 1193 (in Chinese) [向道朴, 周东明, 何建国 2010 电波科学学报 **25** 1193]
- [8] Guo K Yi, Sheng X Q, Shen R H, Jing C J 2012 *IET Radar Sonar Naviga.* **7** 579
- [9] Liu L H, McLernon D, Ghogho M, Hu W D, Huang J 2012 *Digit. Sig. Proc.* **22** 87
- [10] Durak L, Arikan O 2003 *IEEE Trans. Sig. Proc.* **51** 1231
- [11] Richard C 2002 *IEEE Trans. Sig. Proc.* **50** 2170
- [12] Tan J L, Sha'ameri A Z b 2011 *Sig. Proc.* **91** 931
- [13] Khan N A, Taj I A, Jaffri M N, Ijaz S 2011 *Sig. Proc.* **91** 590
- [14] Stankovic L 1994 *IEEE Trans. Sig. Proc.* **42** 225
- [15] Stankovica L, Dakovica M, Thayaparan T 2013 *Sig. Proc.* **93** 1392
- [16] Stankovic S, Stankovic L 1997 *IEEE Trans. Circ. Sys.* **44** 600
- [17] Djurovic I, Stankovick L 1999 *4th International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services* Nis, Yugoslavia, October 13–15, 1999 p464
- [18] Dakovic M, Stankovic L 2013 *8th international symposium on image and signal processing and analysis* Trieste, Italy, September 4–6, 2013 p302
- [19] Fu X J, Yan H, Wang C, Lei X H, Gao M G 2013 *IEEE Trans. Aero. Elec. Sys.* **49** 2073
- [20] Gordon W B 1994 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **42** 427
- [21] Zhu Y J, Jiang Y S, Zhang C H, Xin C W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164202 (in Chinese) [朱艳菊, 江月松, 张崇辉, 辛灿伟 2014 物理学报 **63** 164202]
- [22] Ji W J, Tong C M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 160301 (in Chinese) [姬伟杰, 童创明 2012 物理学报 **61** 160301]
- [23] Michaeli A 1984 *IEEE Trans. Anten. Propag.* **32** 252
- [24] Baussard A, Rochdi M, Khenchaf A 2011 *Prog. Electro-magn. Res.* **111** 229
- [25] Li X F, Xie Y J, Fan J, Wang Y Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 908 (in Chinese) [李晓峰, 谢拥军, 樊君, 王元源 2009 物理学报 **58** 908]
- [26] Guo L X, W R, Wu Z S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044102

Research on extended micro-motion target echo simulation and characteristic extraction^{*}

Wang Tong[†] Tong Chuang-Ming Li Xi-Min Li Chang-Ze

(Air and Missile Defense College, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

(Received 13 May 2015; revised manuscript received 7 July 2015)

Abstract

The micro-motion Doppler echo simulation and characteristic parameter extraction of the extended micro-motion target are carried out. For the extended micro-motion target, the echo from the target cannot be regarded as several points' echo. Based on the connections between the scattering field and Doppler echo, an echo simulation method for micro-motion target (based on physical optics) and a method of equivalent current are proposed. At the moment, the micro-motion target can be taken as a static target, so the back scattering field series can be calculated by physical optics and the method of equivalent current. The back scattering field series calculated in the target coordinate system is transformed into the echo of radar coordinate system by the conversion of coordinates, and the Doppler echo is obtained. By comparing with the analytic signal model, the method is validated. The precession characteristics of a cone and warhead with fins are analyzed. Echoes come from every part of the extended micro-motion target and contain the motion characteristics of that part. So the traditional time-frequency analytical methods are not appropriate. In order to achieve better time frequency concentration and avoid the cross terms, the S-method is used to get the time-frequency distributions. The time-frequency characteristics at different radar waves' incidence angles, target different motion states and different geometries are analyzed. From the time-frequency distribution map, the micro-motion of the cone behaves as the micro-motion of two strong scattering points at the bottom of the cone. Because of the shielding effect, the time-frequency curves are not integrated when the radar waves are incident from the cone's bottom. The sinusoidal curve can be mapped to a point in the parameter space based on the inverse radon transform, and the target micro-motion parameters can be obtained. Results of inverse radon transform also show that the precession of the cone behaves as the precession of the two strong scattering points, and the two points' phase difference is equal. For warhead with fins, the time frequency distribution of spin behaves as four sinusoidal curves whose phase differences are equal, implying that the micro-motion of the target behaves like the four fins' micro-motion. However, the sinusoidal curves of precession of the warhead with fins are very different, i.e. their phase differences are not equal. This is because the precession consists of spinning and coning, and the coning has a modulation effect on the spinning. These phase information and the number of strong scattering points can be directly and easily obtained through inverse radon transform. This study combines the electromagnetic scattering with the signal procession. And some results are different from that of traditional micro-motion models through the simulation of typical ballistic targets. Results are explained and analyzed by combining scattering theory. This research has important theoretical and application values in the ballistic target detection and recognition.

Keywords: physical optics, method of equivalent current, S-method, inverse radon transform

PACS: 03.50.De, 03.65.Ge, 43.60.Hj, 84.40.Ua

DOI: 10.7498/aps.64.210301

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61372033).

[†] Corresponding author. E-mail: tong_wang001@163.com