

基于角多普勒效应的自旋目标微动特征提取

李瑞*^① 李开明^① 张群^{①②} 梁佳^① 罗迎^{①②}

^①(空军工程大学信息与导航学院 西安 710077)

^②(复旦大学波散射与遥感信息国家教育部重点实验室 上海 200433)

摘要: 携带有轨道角动量(OAM)的涡旋电磁(EM)波在雷达应用领域已经受到了广泛关注, 利用涡旋电磁波, 不仅可以观测到目标的线多普勒频移, 还能够获取角多普勒频移信息。基于角多普勒效应, 涡旋电磁波雷达具有检测垂直于径向运动分量的能力, 可以实现对自旋目标微动特征的提取。首先, 该文建立直角坐标系下角多普勒频移的参数化模型, 给出了涡旋电磁波雷达、目标运动参数与角多普勒频移之间的定量关系描述。其次, 当目标自旋轨迹垂直雷达视线(LOS)方向时, 对获取的角多普勒频移信息进行分析, 并提取了自旋目标微动特征。最后, 通过仿真实验验证了所提方法的有效性和分析的准确性。

关键词: 角多普勒效应; 自旋目标; 微动特征; 涡旋电磁波; 轨道角动量

中图分类号: TN957.52

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2021)03-0547-08

DOI: 10.11999/JEIT200595

Micro-Motion Feature Extraction of Spinning Target Based on Angular Doppler Effect

LI Rui^① LI Kaiming^① ZHANG Qun^{①②} LIANG Jia^① LUO Ying^{①②}

^①(*Institute of Information and Navigation, Air Force Engineering University, Xi'an 710077, China*)

^②(*Key Laboratory of Wave Scattering and Remote Sensing Information, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

Abstract: Vortex ElectroMagnetic (EM) wave with Orbital Angular Momentum (OAM) is widely concerned in radar applications. With vortex EM wave, not only the linear Doppler shift of the target can be observed, but also the angular Doppler shift information can be obtained. Based on the angular Doppler effect, the vortex EM wave radar has the ability to detect the component perpendicular to the radial motion, and can extract the micro-motion features of the spinning target. Firstly, the parametric model of angular Doppler shift in Cartesian coordinate system is established, and the quantitative relationship among vortex EM wave radar, target motion parameters and angular Doppler shift is provided. Then, when the target rotational trajectory is perpendicular to the radar Line Of Sight (LOS), the angular Doppler shift is analyzed, and the micro-motion features of the spinning target are extracted. Finally, experimental results are given to demonstrate the effectiveness of the proposed method and the correctness of the theoretical analyses.

Key words: Angular Doppler effect; Spinning target; Micro-motion feature; Vortex ElectroMagnetic (EM) wave; Orbital Angular Momentum (OAM)

1 引言

轨道角动量(Orbital Angular Momentum, OAM)^[1]作为电磁波的一个重要物理量, 由于其理

论上具有无限正交模态, 这就为电磁波的使用提供了一个新的物理复用维度。利用轨道角动量对电磁波相位波前进行调制时, 能够获得具有螺旋形相位波前的涡旋电磁波(vortex electromagnetic wave)。在其上加载所需的信息, 可提高电磁波的信息传递和获取能力。因此, 携带轨道角动量的涡旋电磁波在众多应用领域受到了广泛关注, 尤其是无线通信^[2-4], 雷达目标成像^[5-10], 以及旋转多普勒检测^[11-14]等。

目前, 在旋转探测应用领域里, 角多普勒效应

收稿日期: 2020-07-20; 改回日期: 2021-01-24; 网络出版: 2021-02-06

*通信作者: 李瑞 liruimissing@163.com

基金项目: 国家自然科学基金(61971434, 61631019, 61701530), 陕西省自然科学基金基础研究计划项目(2020JM-348)

Foundation Items: The National Natural Science Foundation of China(61971434, 61631019, 61701530), The Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province (2020JM-348)

(angular Doppler effect), 也称为旋转多普勒效应 (rotational Doppler effect)^[15,16], 与线多普勒效应 (Linear Doppler effect) 相比鲜为人知。2013年, Lavery等人^[17]在《Science》上发表论文, 解释了涡旋光束角多普勒效应的产生机理。在此基础上, 国防科技大学的黎湘教授团队^[14,18]在暗室实验中验证了微波波段涡旋电磁波的角多普勒效应。2018年, 英国格拉斯哥大学的Gibson等人^[19]在涡旋声场中同样验证了角多普勒效应。在这些研究工作中, 光波、微波或声波均是垂直照射或近似垂直照射旋转圆盘, 而对实际中的微动目标来说, 目标上各散射点一般难以总是满足入射角很小的假设条件。最近, 文献^[20]研究了涡旋电磁波雷达的多普勒和微多普勒效应, 并对线多普勒频移和角多普勒频移进行了分析, 特别是分析了由自旋产生的角微多普勒效应, 研究指出反映角微多普勒效应的角微多普勒频移表达形式是极其复杂的, 因此, 该文献仅针对两种特殊情况进行分析并估计了自旋频率和半径两个参数。然而, 对于沿着雷达径向飞行的自旋弹丸、垂直雷达视线(Line Of Sight, LOS)方向行驶的车辆目标上的旋转车轮这类目标, 目标在雷达径向上无微动分量, 此情况文献^[20]并未进行详细研究。因此, 针对上述类别的自旋目标, 在同时考虑目标平动和自旋的前提下, 本文研究了角多普勒效应, 并提出了一种基于角多普勒效应的涡旋电磁波雷达自旋目标微动特征提取方法, 该方法与基于线多普勒效应的微动特征提取方法^[21,22]相比, 能够提取出垂直于LOS方向的微动分量参数, 可有效提升雷达在特定场景下的目标识别能力。本文工作有助于涡旋电磁波雷达目标检测的发展, 在目标分类和识别领域具有潜在应用前景。

本文的结构安排如下: 第2节介绍了涡旋电磁波雷达回波信号形式, 并分析了自旋目标角多普勒效应; 第3节给出了通过构造相位补偿函数获得角多普勒频移, 进而提取自旋目标微动特征的方法; 第4节给出了仿真实验结果并验证了所提方法的有效性和分析的准确性; 最后, 第5节对本文进行了总结。

2 自旋目标角多普勒效应

对于沿着雷达径向飞行的自旋弹丸这类目标而言, 其运动模型如图1所示, 在直角坐标系O-XYZ中, 一个散射点P沿LOS方向平动, 且以LOS方向为轴自旋。假设LOS方向的单位矢量为 $\mathbf{n}_{\text{LOS}} = (n_x, n_y, n_z)^T = (\sin \theta_r \cos \varphi_r, \sin \theta_r \sin \varphi_r, \cos \theta_r)^T$, 那么, 点P的速度可以用 $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)^T = v \cdot \mathbf{n}_{\text{LOS}}$ 表示, 其中, v 表示点P平动速度大小; 点P自旋的中心为Q, 点Q与原心O之间的距离为R, 则点Q的极坐标为 $(R, \theta_r, \varphi_r)^T$; 若点P相对点Q的极坐标

表示为 $(r_0, \theta_0, \varphi_0)^T$, 其中 r_0 为点P自旋半径的长度, θ_0 和 φ_0 分别为QP与Z轴和X轴的夹角; 若点P的旋转频率为 Ω , 则点P自旋的角速度可以用 $\boldsymbol{\omega} = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)^T = 2\pi\Omega \cdot \mathbf{n}_{\text{LOS}}$ 表示。

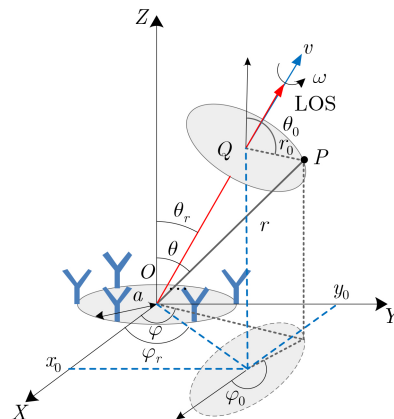


图1 UCA雷达和目标空间几何示意图

目前, 有多种方法可以产生携带OAM的涡旋电磁波^[23-26]。在雷达应用领域内, 可以利用均匀圆环阵(Uniform Circular Arrays, UCA)产生携带有OAM的涡旋电磁波。如图1所示, UCA位于XOY平面上, 产生携带OAM的涡旋电磁波, 用 α 表示。根据文献^[27], 采用UCA接收到的散射点P的回波信号可以表示为

$$S_r^p(t) = \sigma_p J_\alpha^2(2\pi f_0 a \sin \theta_p(t)/c) \cdot \exp(i2\pi f_0(t - 2r_p(t)/c)) \exp(i\alpha(2\varphi_p(t) + \pi)) \quad (1)$$

其中, σ_p 是散射点P的散射系数, f_0 是发射信号的频率, a 表示UCA的半径, α 表示OAM的模式, c 表示真空中的光速, $J_\alpha(\cdot)$ 表示第1类 α 阶贝塞尔函数, $r_p(t)$, $\theta_p(t)$ 和 $\varphi_p(t)$ 分别表示点P的径向距离、极角和方位角, 并且 $\theta_p(t) \in (0, \pi)$, $\varphi_p(t) \in [0, 2\pi)$ 。

用参考信号 $\exp(i2\pi f_0 t + i\alpha\pi)$ 与回波信号 $S_r^p(t)$ 作差频处理, 可得差频处理后的信号为

$$S_{if}^p(t) = \sigma_p J_\alpha^2(2\pi f_0 a \sin \theta_p(t)/c) \cdot \exp(-i4\pi f_0 r_p(t)/c) \exp(i2\alpha\varphi_p(t)) \quad (2)$$

信号 $S_{if}^p(t)$ 的相位项可以用 $\Phi(t) = -4\pi f_0 r_p(t)/c + 2\alpha\varphi_p(t)$ 表示, 通过对相位求导, 可以获得多普勒频移

$$f_D = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \Phi(t) = -\frac{2f_0}{c} \frac{d}{dt} r_p(t) + \frac{\alpha}{\pi} \frac{d}{dt} \varphi_p(t) = f_L + f_A \quad (3)$$

其中, f_L 是由径向距离变化产生的线多普勒频移, f_A 是由方位角变化产生的角多普勒频移。

为了方便对方位角变化进行分析, 首先对点P的运动情况进行了简化。由于沿Z轴方向的运动不

会引起点 P 方位角变化, 故将点 P 的自旋运动圆周轨迹投影到 XOY 平面上, 并且空间内的平动等效为在 XOY 平面上的平动。此时, 点 P 平动和自旋的等效几何关系如图2所示。经过 t 时间后, 参考点 Q 运动至 Q' 处, 点 P 运动至 P' 处, 需要特别指出, 图2中 n_{LOS} 为LOS方向单位矢量在 XOY 平面内的投影, $\omega \times Q'P'$ 表示点 P 在 t 时刻自旋的线速度在 XOY 平面内的投影, v 表示点 P 平动速度在 XOY 平面内的投影。由式(3)得角多普勒频移为

$$\begin{aligned} f_A &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{d}{dt} \varphi_p(t) \\ &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{d}{dt} \arctan \left[\frac{Rn_y + v_y t + Q'P' \cdot n_Y}{Rn_x + v_x t + Q'P' \cdot n_X} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

其中, n_X 和 n_Y 分别表示 X 轴和 Y 轴方向的单位矢量, 且 $Q'P'$ 可以表示为 $Q'P' = R_{\text{rot}} \cdot QP$, $QP = (r_0 \sin \theta_0 \cos \varphi_0, r_0 \sin \theta_0 \sin \varphi_0, r_0 \cos \theta_0)^T$, R_{rot} 是旋转矩阵, 可表示为

$$\begin{aligned} Q'P' &= r_0 \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \begin{pmatrix} -(\omega'_y{}^2 + \omega'_z{}^2) \sin(2\pi\Omega t) \\ \omega'_x \omega'_y \sin(2\pi\Omega t) + \omega'_z \cos(2\pi\Omega t) \\ \omega'_x \omega'_z \sin(2\pi\Omega t) - \omega'_y \cos(2\pi\Omega t) \end{pmatrix} \\ &\quad + r_0 \sin \theta_0 \sin \varphi_0 \begin{pmatrix} \omega'_x \omega'_y \sin(2\pi\Omega t) - \omega'_z \cos(2\pi\Omega t) \\ -(\omega'_x{}^2 + \omega'_z{}^2) \sin(2\pi\Omega t) \\ \omega'_y \omega'_z \sin(2\pi\Omega t) + \omega'_x \cos(2\pi\Omega t) \end{pmatrix} \\ &\quad + r_0 \cos \theta_0 \begin{pmatrix} \omega'_x \omega'_z \sin(2\pi\Omega t) + \omega'_y \cos(2\pi\Omega t) \\ \omega'_y \omega'_z \sin(2\pi\Omega t) - \omega'_x \cos(2\pi\Omega t) \\ -(\omega'_x{}^2 + \omega'_y{}^2) \sin(2\pi\Omega t) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

从式(4)和式(7)可以看出, 点 P 的平动和自旋均会产生角多普勒频移, 其中由点 P 自旋运动产生的角多普勒频移可称作角微多普勒频移^[20], 并且其形式较为复杂, 并不是角多普勒频移和角微多普勒频移线性叠加形式。即使匀速运动参数作为先验信息已知, 也很难构造相位补偿函数对匀速运动产生的角多普勒频移进行补偿。因此, 将匀速运动和自旋运动产生的角多普勒频移整体考虑, 得到了式(4)所示的自旋目标的角多普勒频移表达式。

尽管式(4)所示的角多普勒频移比较复杂, 但根据角多普勒频移的物理意义, 其产生是由于垂直于径向方向的运动引起的方位角变化。因此, 通过分析匀速运动和自旋运动的几何关系, 可推导出角多普勒频移的近似表达式, 方便分析其与自旋参数的关系, 提取自旋微动特征。

如图3所示, t 时刻点 P' 的运动合速度为 $v_t = \omega \times Q'P' + v$ 。经过 Δt 时间后, 点 P' 运动至

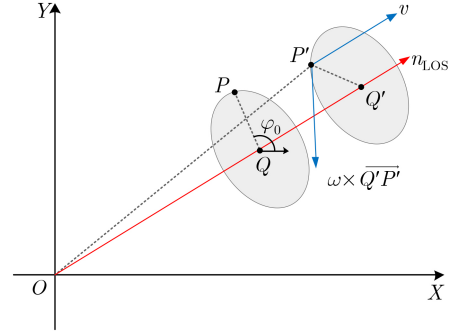


图2 点 P 平动和自旋运动等效几何示意图

$$R_{\text{rot}} = I + \hat{\omega}' \sin(2\pi\Omega t) + \hat{\omega}'^2 (1 - \cos(2\pi\Omega t)) \quad (5)$$

其中, $\hat{\omega}'$ 表示自旋角速度 ω 的单位向量 ω' ($\omega'_x, \omega'_y, \omega'_z$)^T的斜对称矩阵

$$\hat{\omega}' = \begin{bmatrix} 0 & -\omega'_z & \omega'_y \\ \omega'_z & 0 & -\omega'_x \\ -\omega'_y & \omega'_x & 0 \end{bmatrix} \quad (6)$$

因此, 可得

P'' 处。当 $\Delta t \rightarrow 0$ 时, 点 P' 可以等效为一个平稳的匀速直线运动过程, 因此, 有 $P'P'' = v_t \Delta t$, 并且 $|P'P''| \ll |OP'|$, 那么, 方位角变化量 $\Delta\varphi_p$ 也很小。此时, 在 Δt 时间内, 方位角变化可以表示为

$$\Delta\varphi_p \approx \tan \Delta\varphi_p = \frac{P'P'' \cdot n_{\perp OP'}}{|OP'|} = \frac{(v_t \cdot n_{\perp OP'}) \Delta t}{|OP'|} \quad (8)$$

其中, $n_{\perp OP'}$ 表示垂直于 OP' 方向上的单位矢量。

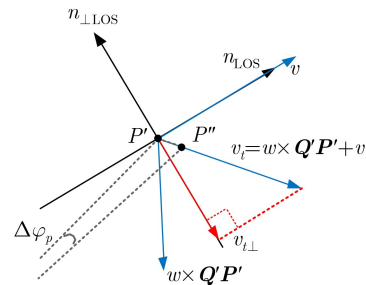


图3 在 Δt 时间内, 点 P 运动等效几何示意图

当 $Q'P'$ 在 XOY 平面的投影长度与 OQ' 在 XOY 平面的投影长度相比可以忽略时, 有 $\mathbf{n}_{\perp OP'}$ 近似垂直于LOS方向, 即

$$\mathbf{n}_{\perp OP'} \approx \mathbf{n}_{\perp LOS} = \frac{1}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}}(-n_y, n_x, 0)^T \quad (9)$$

因此

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_t \cdot \mathbf{n}_{\perp OP'} &\approx \mathbf{v}_{t\perp} = \mathbf{v}_t \cdot \mathbf{n}_{\perp LOS} = \omega \times \mathbf{Q}'\mathbf{P}' \cdot \mathbf{n}_{\perp LOS} \\ &= \frac{1}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}} (2\pi\Omega r_0 \sin \theta_0 \cos \varphi_0 [C_1 \sin(2\pi\Omega t) + C_2 \cos(2\pi\Omega t)] \\ &\quad + 2\pi\Omega r_0 \sin \theta_0 \sin \varphi_0 [C_3 \sin(2\pi\Omega t) + C_4 \cos(2\pi\Omega t)] \\ &\quad + 2\pi\Omega r_0 \cos \theta_0 [C_5 \sin(2\pi\Omega t) + C_6 \cos(2\pi\Omega t)] + C_7) \end{aligned} \quad (10)$$

其中, $C_1 = n_x \omega'_x \omega'_y + n_y (\omega'_y{}^2 + \omega'_z{}^2)$, $C_2 = n_x \omega'_z$, $C_3 = -n_x (\omega'_x{}^2 + \omega'_z{}^2) - n_y \omega'_x \omega'_y$, $C_4 = n_y \omega'_z$, $C_5 = n_x \omega'_y \omega'_z - n_y \omega'_x \omega'_z$, $C_6 = -n_x \omega'_x - n_y \omega'_y$, $C_7 = R(n_x v_y - n_y v_x)$ 。又因为自旋角速度 ω 的单位向量 ω' 与LOS方向单位矢量 \mathbf{n}_{LOS} 相等, 且 $\mathbf{n}_{LOS} \cdot \mathbf{QP} = 0$, 有 $n_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0 + n_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0 + n_z \cos \theta_0 = 0$, 于是式(10)可进一步化简为

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_t \cdot \mathbf{n}_{\perp OP'} &= \frac{2\pi\Omega r_0}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}} [(n_y \sin \theta_0 \cos \varphi_0 - n_x \sin \theta_0 \sin \varphi_0) \sin(2\pi\Omega t) \\ &\quad - \cos \theta_0 \cos(2\pi\Omega t)] \end{aligned} \quad (11)$$

接下来对 OP' 进行求解。由于 $Q'P'$ 在 XOY 平面的投影长度与 OQ' 在 XOY 平面的投影长度相比可以忽略, 因此, OP' 有如式(11)的近似关系式

$$|OP'| \approx |OQ'| = (R + vt) \sqrt{n_x^2 + n_y^2} \quad (12)$$

由式(5)–式(8), 可得角多普勒频移 f_A 表达式

$$\begin{aligned} f_A &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{d}{dt} \varphi_p(t) = \frac{\alpha}{\pi} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \varphi_p}{\Delta t} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{\mathbf{v}_t \cdot \mathbf{n}_{\perp OP'}}{|OP'|} \\ &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{2\pi\Omega r_0 [(n_y \sin \theta_0 \cos \varphi_0 - n_x \sin \theta_0 \sin \varphi_0) \sin(2\pi\Omega t) - \cos \theta_0 \cos(2\pi\Omega t)]}{(R + vt)(n_x^2 + n_y^2)} \\ &= \frac{2\alpha\Omega r_0 \cos(2\pi\Omega t + \beta)}{(R + vt) \sin \theta_r} \end{aligned} \quad (13)$$

其中, θ_r 为LOS方向与 Z 轴的夹角, $\beta = \arctan(\tan \theta_0 (n_y \cos \varphi_0 - n_x \sin \varphi_0))$ 。根据式(13)可以得到下列结论:

(1) 角多普勒频移的大小与信号载频无关, 而与OAM的模式有关。

(2) 线多普勒频移可以分解为平动引起的多普勒频移和微动引起的微多普勒频移的线性叠加形式, 对角多普勒频移而言, 平动和微动引起的多普勒频移和微多普勒频移相互耦合, 无法分解成两部分的线性叠加形式。

(3) 角多普勒频移存在上确界和下确界, 并且在上、下确界之间以 Ω 的频率振荡, 可以得到上、下确界的表达式分别为

$$f_{A \supset} = \frac{2\alpha\Omega r_0}{(R + vt) \sin \theta_r} \quad (14)$$

$$f_{A \inf} = -\frac{2\alpha\Omega r_0}{(R + vt) \sin \theta_r} \quad (15)$$

角多普勒频移的上、下确界由发射信号的OAM模式 α 、目标平动速度大小 v 、自旋频率 Ω 、

自旋半径 r_0 和LOS方向与 Z 轴的夹角 θ_r 确定。特别地, 当平动分量为0时, 自旋引起的角微多普勒频移与线微多普勒频移类似, 其变化规律表现为正弦曲线形式。

3 自旋目标微动特征提取

根据式(13), 通过分析角多普勒频移的变化规律, 可以提取相应的参数信息。然而, 由式(3)可知目标回波中存在目标平动和自旋引起的角多普勒频移, 还存在目标平动引起的线多普勒频移。为此通过构造相位补偿函数来消除目标主体线多普勒频移。选取目标旋转中心 Q 作为参考点构造相位补偿函数

$$\begin{aligned} S_c(t) &= \exp(i4\pi f_0 r_Q(t)/c) \\ &= \exp(i4\pi f_0 (R + vt)/c) \end{aligned} \quad (16)$$

目标平动的速度估计可以采用现有成熟的算法, 必要时可以通过发射辅助信号实现目标整体平动参数的准确估计。由于本文重点是提取目标微动特征, 不妨假设目标平动速度大小 v 已经被准确估

计, 构造出相位补偿函数 $S_c(t)$ 。将式(16)与式(2)相乘, 可得补偿后的差频信号

$$S_{\text{if}}^{pc}(t) = S_{\text{if}}^p(t) \cdot S_c(t) = \sigma_p J_\alpha^2(2\pi f_0 a \sin \theta_p(t)/c) \cdot \exp(-i4\pi f_0 r_0/c) \exp(i2\alpha\varphi_p(t)) \quad (17)$$

再对补偿后的差频信号进行时频分析, 则可得到目标的角多普勒频移曲线。

对于角多普勒频移的上确界 $f_{A\text{sup}}$ (或下确界 $f_{A\text{inf}}$), 与角多普勒频移曲线存在多个交点, 并且相邻两个交点之间的时间差即为点 P 的自旋周期, 从而可以得到点 P 的自旋频率。以上确界 $f_{A\text{sup}}$ 为例, 当测量到角多普勒频移曲线与上确界 $f_{A\text{sup}}$ 的交点坐标为 $(t_m, f_{A\text{sup}}^m)$ 和 $(t_n, f_{A\text{sup}}^n)$, 其中 m 和 n 分别表示交点序号, 通过求解下列方程组即可获取到自旋运动频率和半径

$$\left. \begin{aligned} f_{A\text{sup}}(t_m, \hat{\Omega}, \hat{r}_0) &= f_{A\text{sup}}^m \\ \hat{\Omega} &= (n - m)/(t_n - t_m) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

综上所述, 基于角多普勒效应的自旋目标微动特征提取方法的具体步骤如下:

步骤1 涡旋电磁波雷达的UCA发射携带OAM的涡旋电磁波对自旋目标进行探测;

步骤2 选取目标旋转中心 Q 作为参考点构造相位补偿函数对回波信号相位进行补偿, 得到角多普勒频移曲线;

步骤3 以上确界 $f_{A\text{sup}}$ 为例, 测量得到角多普勒频移曲线与角多普勒频移上确界 $f_{A\text{sup}}$ 的第 m 和 n 个交点坐标分别为 $(t_m, f_{A\text{sup}}^m)$ 和 $(t_n, f_{A\text{sup}}^n)$;

步骤4 建立并求解方程组式(18), 得到旋转频率和旋转半径的估计值 $\hat{\Omega}$ 和 \hat{r}_0 。

4 实验结果与分析

为了证明分析的准确性和所提微动特征提取方法的有效性, 通过设计相应的仿真实验进行了验证, 并对实验结果进行了分析。具体实验参数设置如表1所示。

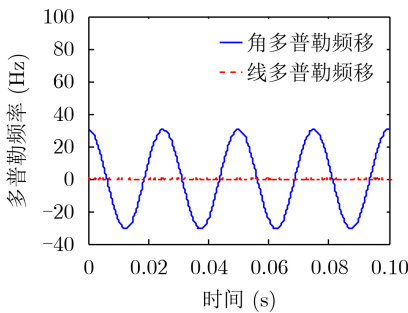
表1 相关参数设置

参数名称	参数值
频率 f_0	10 GHz
波长 λ	0.03 m
OAM模态 α	50
采样频率 f_s	25.6 kHz
旋转中心 Q	(1 km, $\pi/30$ rad, $\pi/3$ rad) ^T
散射点 P	(0.8 m, $8\pi/15$ rad, $\pi/3$ rad) ^T
旋转频率 Ω	40 Hz
旋转半径 r_0	0.8 m
速度大小 v	100 m/s

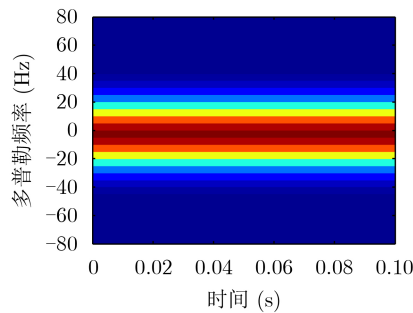
实验1 单散射点模型。考虑到在多散射点情况下, 采用时频分析方法获得的频率估计精度有限, 因此首先选用一个单散射点模型进行实验验证, 这样能够采用对相位求导的方法来准确地计算出角多普勒频移, 从而更好地验证本文的分析结论。

图4为传统平面波雷达经过平动补偿后得到的自旋引起的线多普勒效应(微多普勒效应本质上是由微动引起的多普勒效应, 本文只做线、角多普勒效应的区分, 故将线微多普勒效应也称作线多普勒效应)结果和涡旋电磁波雷达经过相位补偿后得到的平动与自旋引起的角多普勒效应结果, 如图4(a)和图4(b)所示, 当散射点沿LOS方向运动且自旋运动轨迹垂直于LOS方向时, 自旋引起的线多普勒频移为0, 因此现有的微动特征提取方法不再适用。此时, 如图4(a)和图4(c)所示角多普勒频移仍然可以观测到, 因此, 基于角多普勒频移理论上可以提取微动特征。

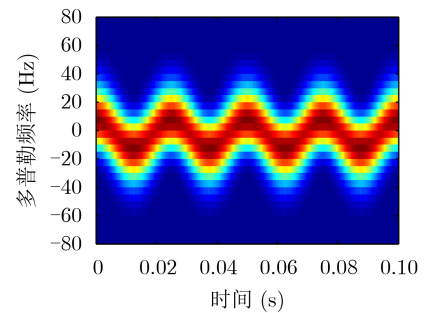
如图5所示, 图5(a)为观测时间0~1 s内的角多普勒频移曲线, 而图5(b)为图5(a)中方框内局部放大的结果。通过理论分析得到的角多普勒频移理论值与观测值的对比图, 其中实线为观测值, 而虚线表示理论值。利用下列公式计算两条曲线之间的绝对误差



(a) 相位求导法得到的线角多普勒频移



(b) Gabor变换得到的线多普勒频移



(c) Gabor变换得到的角多普勒频移

图4 线、角多普勒效应对比

$$e = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K |f_A^{\text{the}}(t_k) - f_A^{\text{obs}}(t_k)| \quad (19)$$

其中, $f_A^{\text{the}}(t_k)$ 和 $f_A^{\text{obs}}(t_k)$ 分别表示角多普勒频率的理论值和观测值。实验中,在1 s的时间里, $K = f_s$ 计算绝对误差,绝对误差结果为0.1541 Hz。通过观察和误差计算,可以得出理论分析结果与观测结果一致性很好,证明了本文对角多普勒频移理论分析和推导的准确性。

如图6所示,实线表示相位干涉处理后得到的角多普勒频移曲线,虚线和点画线分别表示角多普勒频移的上确界和下确界,以上确界为例,测得上确界与角多普勒曲线的第4个交点坐标(0.075 s, 30.16 Hz)和第34个交点坐标(0.825 s, 28.08 Hz),将它们代入式(18)中的方程组,最终求解得到自旋

运动旋转频率和半径的估计值分别为40.0 Hz和0.79 m,从而提取得到了自旋微动特征。与旋转频率和半径的真实值相比相差不大,这表明本文所提方法能够有效提取自旋目标的微动特征。

实验2 多散射点模型。若一个目标由两个散射点构成,它们初始位置分别为 $\mathbf{P}_1(0.8 \text{ m}, 8\pi/15 \text{ rad}, \pi/3 \text{ rad})^T$ 和 $\mathbf{P}_2(0.8 \text{ m}, 7\pi/15 \text{ rad}, 5\pi/6 \text{ rad})^T$,平动和自旋参数以及雷达参数设置如表1所示。如图7所示,图7(a)为观测时间0~1 s内的目标角多普勒频移时频分析结果,而图7(b)和图7(c)分别为图7(a)中两个方框内局部放大的结果。分别从角多普勒频移时频分析结果中获取测量数据。对于 \mathbf{P}_1 ,取上确界与角多普勒曲线的第4个交点坐标(0.07355 s, 32.25 Hz)和第34个交点坐标(0.8247 s, 32.25 Hz),得到自旋运动旋转频率和半径的估计

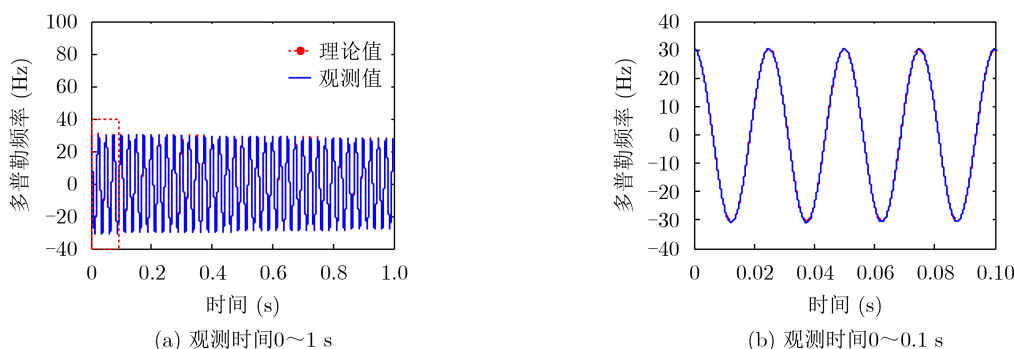


图5 角多普勒频移理论值和观测值对比

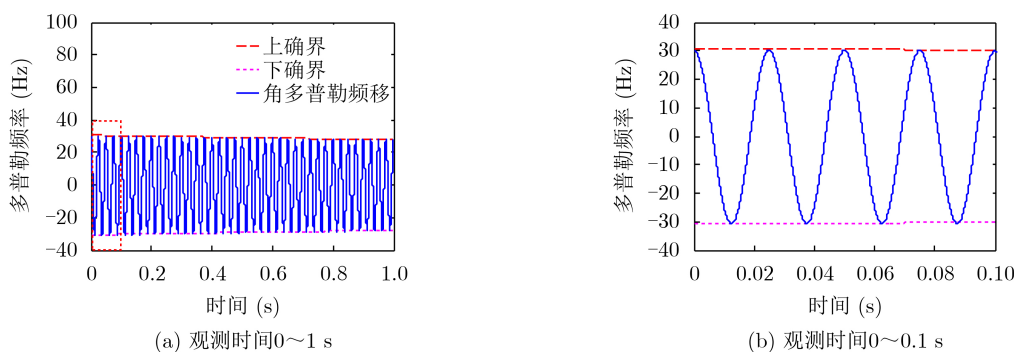


图6 角多普勒频移与其上、下确界关系曲线

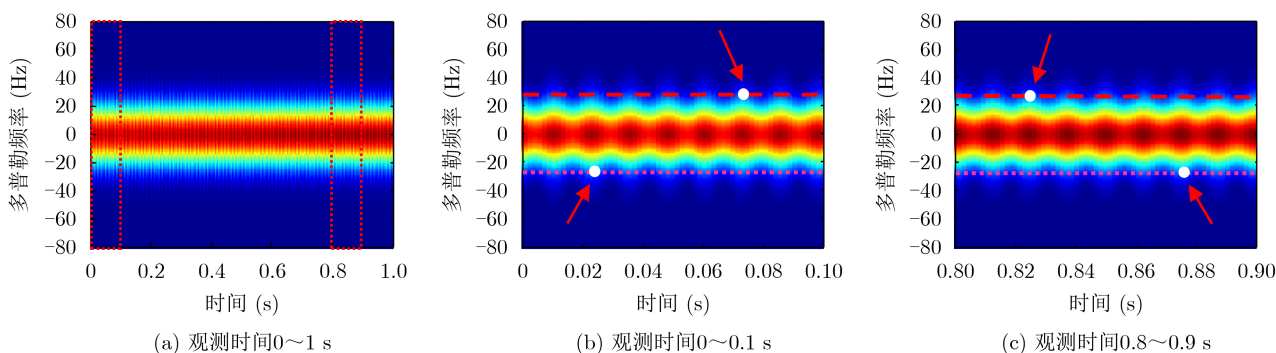


图7 自旋目标角多普勒频移时频分析结果

值分别为39.9 Hz和0.85 m。对于 P_2 , 取下确界与角多普勒曲线的第2个交点坐标(0.02347 s, 32.75 Hz)和第36个交点坐标(0.8478 s, 32.75 Hz), 得到自旋运动旋转频率和半径的估计值分别为39.9 Hz和0.86 m。与单散射点模型相比, 微动特征提取误差有所增加, 这是由于从角多普勒频移时频分析结果中测得的数据误差增大造成的, 可以通过增加时频分析方法的分辨率来解决。

实验3 数据测量误差对自旋微动特征提取的影响。实验2的结果表明, 由于受时频分析分辨率的限制, 在获取交点测量数据时将不可避免地引入误差, 这必然会影响式(16)中方程组的求解精度。为了分析该影响, 使用文献[28]定义的归一化误差 $\rho = (\hat{X} - X)/X$ 来表示提取微动特征的误差, 其中 \hat{X} 表示估计值, X 为真实值。图8给出了数据测量归一化误差在区间[-0.1, 0.1]上变化时, 旋转频率和半径的归一化均方误差绝对值的变化曲线。由图可见, 旋转频率 Ω 和旋转半径 r_a 的归一化误差与数据测量归一化误差呈线性关系。由于旋转频率的估计仅需要时间数据, 而旋转半径还利用了频率数据, 这就造成旋转半径的估计受数据测量误差的影响更大。因此, 若要提升微动特征的提取精度, 需要提升角多普勒频移曲线的数据测量精度。这可以在获取曲线测量数据前, 利用图像处理的方法对曲线进行预处理, 如先进行“骨架”提取并使用曲线拟合等方法。

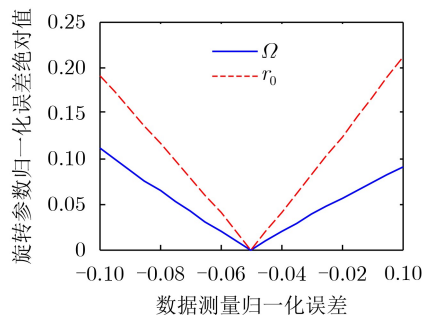


图8 旋转频率和半径的归一化均方误差绝对值的变化曲线

5 结束语

本文研究了利用涡旋电磁波雷达对自旋目标进行探测, 通过测量角多普勒频移实现自旋微动特征提取, 提出了基于角多普勒频移的自旋微动特征提取方法。本方法与传统平面波雷达测量线多普勒频移提取微动特征方法相比, 在目标自旋运动轨迹垂直于雷达视线方向的情况下仍然适用。

本文研究结果表明, 基于角多普勒频移表示的多普勒效应和微多普勒效应是十分复杂的, 并不像线多普勒频移中可以用二者的线性叠加表示, 因此

无法进行单独处理。此外, 还存在一些问题值得研究, 如实际应用中的目标通常有多个散射点构成, 需要对不同散射点角多普勒频移的分离方法进行研究; 噪声影响尚未考虑, 需要对从相位中有效测量角多普勒频移所需信噪比进行评估等。我们将在今后的工作中对其进行进一步研究。

参考文献

- [1] GIBSON G, COURTIAL J, PADGETT M J, *et al.* Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. *Optics Express*, 2004, 12(25): 5448–5456. doi: 10.1364/OPEX.12.005448.
- [2] CHEN Rui, XU Hui, MORETTI M, *et al.* Beam steering for the misalignment in UCA-based OAM communication systems[J]. *IEEE Wireless Communications Letters*, 2018, 7(4): 582–585. doi: 10.1109/LWC.2018.2797931.
- [3] CHEN Rui, YANG Wenhui, XU Hui, *et al.* A 2-D FFT-based transceiver architecture for OAM-OFDM systems with UCA antennas[J]. *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, 2018, 67(6): 5481–5485. doi: 10.1109/TVT.2018.2817230.
- [4] ZHANG Weite, ZHENG Shilie, HUI Xiaonan, *et al.* Mode division multiplexing communication using microwave orbital angular momentum: An experimental study[J]. *IEEE Transactions on Wireless Communications*, 2017, 16(2): 1308–1318. doi: 10.1109/TWC.2016.2645199.
- [5] CHEN Rui, LONG Wenxuan, GAO Yue, *et al.* Orbital angular momentum-based two-dimensional super-resolution targets imaging[C]. 2018 IEEE Global Conference on Signal and Information Processing, Anaheim, USA, 2018: 26–29. doi: 10.1109/GlobalSIP.2018.8646368.
- [6] WANG Jianqiu, LIU Kang, CHENG Yongqiang, *et al.* Three-dimensional target imaging based on vortex stripmap SAR[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2019, 19(4): 1338–1345. doi: 10.1109/JSEN.2018.2879814.
- [7] BU Xiangxi, ZHANG Zhuo, CHEN Longyong, *et al.* Implementation of vortex electromagnetic waves high-resolution synthetic aperture radar imaging[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2018, 17(5): 764–767. doi: 10.1109/LAWP.2018.2814980.
- [8] LI Rui, LUO Ying, ZHANG Qun, *et al.* Electromagnetic vortex imaging based on multiple measurement vectors in low SNR condition[C]. 2019 IEEE International Conference on Computational Electromagnetics, Shanghai, China, 2019: 1–3. doi: 10.1109/COMPEM.2019.8778927.
- [9] LIU Kang, CHENG Yongqiang, YANG Zhaocheng, *et al.* Orbital-angular-momentum-based electromagnetic vortex imaging[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2014, 14: 711–714. doi: 10.1109/LAWP.2014.2376970.

- [10] YUAN Tiezhu, WANG Hongqiang, QIN Yuliang, *et al.* Electromagnetic vortex imaging using uniform concentric circular arrays[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2015, 15: 1024–1027. doi: [10.1109/LAWP.2015.2490169](https://doi.org/10.1109/LAWP.2015.2490169).
- [11] YANG Tao and WANG Gang. Rotational Doppler shift for electromagnetic waves carrying orbital angular momentum based on spectrum analysis[J]. *AIP Conference Proceedings*, 2017, 1820(1): 090024. doi: [10.1063/1.4977408](https://doi.org/10.1063/1.4977408).
- [12] LIU Kang, CHENG Yongqiang, LI Xiang, *et al.* Spinning target detection using OAM-based radar[C]. 2017 International Workshop on Electromagnetics: Applications and Student Innovation Competition, London, UK, 2017: 29–30. doi: [10.1109/iWEM.2017.7968760](https://doi.org/10.1109/iWEM.2017.7968760).
- [13] ZHOU Zhenglong, CHENG Yongqiang, LIU Kang, *et al.* Rotational Doppler resolution of spinning target detection based on OAM beams[J]. *IEEE Sensors Letters*, 2019, 3(3): 5500404. doi: [10.1109/LSSENS.2019.2900227](https://doi.org/10.1109/LSSENS.2019.2900227).
- [14] GONG Ting, CHENG Yongqiang, LI Xiang, *et al.* Micromotion detection of moving and spinning object based on rotational Doppler shift[J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2018, 28(9): 843–845. doi: [10.1109/LMWC.2018.2858552](https://doi.org/10.1109/LMWC.2018.2858552).
- [15] GARETZ B A. Angular Doppler effect[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1981, 71(5): 609–611. doi: [10.1364/JOSA.71.000609](https://doi.org/10.1364/JOSA.71.000609).
- [16] BARREIRO S, TABOSA J W R, FAILACHE H, *et al.* Spectroscopic observation of the rotational Doppler effect[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(11): 113601. doi: [10.1103/physrevlett.97.113601](https://doi.org/10.1103/physrevlett.97.113601).
- [17] LAVERY M P J, SPEIRITS F C, BARNETT S M, *et al.* Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum[J]. *Science*, 2013, 341(6145): 537–540. doi: [10.1126/science.1239936](https://doi.org/10.1126/science.1239936).
- [18] LIU Kang, LI Xiang, GAO Yue, *et al.* Microwave imaging of spinning object using orbital angular momentum[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 122(12): 124903. doi: [10.1063/1.4991655](https://doi.org/10.1063/1.4991655).
- [19] GIBSON G M, TONINELLI E, HORSLEY S A R, *et al.* Reversal of orbital angular momentum arising from an extreme Doppler shift[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2018, 115(15): 3800–3803. doi: [10.1073/pnas.1720776115](https://doi.org/10.1073/pnas.1720776115).
- [20] LUO Ying, CHEN Yijun, ZHU Yongzhong, *et al.* Doppler effect and micro-Doppler effect of vortex-electromagnetic-wave-based radar[J]. *IET Radar, Sonar & Navigation*, 2020, 14(1): 2–9. doi: [10.1049/iet-rsn.2019.0124](https://doi.org/10.1049/iet-rsn.2019.0124).
- [21] 张群, 胡健, 罗迎, 等. 微动目标雷达特征提取、成像与识别研究进展[J]. 雷达学报, 2018, 7(5): 531–547. doi: [10.12000/JR18049](https://doi.org/10.12000/JR18049).
- ZHANG Qun, HU Jian, LUO Ying, *et al.* Research progresses in radar feature extraction, imaging, and recognition of target with micro-motions[J]. *Journal of Radars*, 2018, 7(5): 531–547. doi: [10.12000/JR18049](https://doi.org/10.12000/JR18049).
- [22] 陈小龙, 关键, 于晓涵, 等. 基于短时稀疏时频分布的雷达目标微动特征提取及检测方法[J]. 电子与信息学报, 2017, 39(5): 1017–1023. doi: [10.11999/JEIT161040](https://doi.org/10.11999/JEIT161040).
- CHEN Xiaolong, GUAN Jian, YU Xiaohan, *et al.* Radar micro-doppler signature extraction and detection via short-time sparse time-frequency distribution[J]. *Journal of Electronics & Information Technology*, 2017, 39(5): 1017–1023. doi: [10.11999/JEIT161040](https://doi.org/10.11999/JEIT161040).
- [23] CHEN M L N, JIANG Lijun, and SHA W E I. Ultrathin complementary metasurface for orbital angular momentum generation at microwave frequencies[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2017, 65(1): 396–400. doi: [10.1109/TAP.2016.2626722](https://doi.org/10.1109/TAP.2016.2626722).
- [24] LUK S M H, KWONG N H, LEWANDOWSKI P, *et al.* Optically controlled orbital angular momentum generation in a polaritonic quantum fluid[J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(11): 113903. doi: [10.1103/PhysRevLett.119.113903](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.113903).
- [25] ZHOU Yan, GAO Hui, TENG Jinghua, *et al.* Orbital angular momentum generation via a spiral phase microsphere[J]. *Optics Letters*, 2018, 43(1): 34–37. doi: [10.1364/OL.43.000034](https://doi.org/10.1364/OL.43.000034).
- [26] 郭忠义, 汪彦哲, 郑群, 等. 涡旋电磁波天线技术研究进展[J]. 雷达学报, 2019, 8(5): 631–655. doi: [10.12000/JR19091](https://doi.org/10.12000/JR19091).
- GUO Zhongyi, WANG Yanzhe, ZHENG Qun, *et al.* Advances of research on antenna technology of vortex electromagnetic waves[J]. *Journal of Radars*, 2019, 8(5): 631–655. doi: [10.12000/JR19091](https://doi.org/10.12000/JR19091).
- [27] LIU Kang, LI Xiang, GAO Yue, *et al.* High-resolution electromagnetic vortex imaging based on sparse Bayesian learning[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2017, 17(21): 6918–6927. doi: [10.1109/JSEN.2017.2754554](https://doi.org/10.1109/JSEN.2017.2754554).
- [28] 罗迎, 张群, 封同安, 等. OFD-LFM MIMO雷达中旋转目标微多普勒效应分析及三维微动特征提取[J]. 电子与信息学报, 2011, 33(1): 8–13. doi: [10.3724/SP.J.1146.2010.00234](https://doi.org/10.3724/SP.J.1146.2010.00234).
- LUO Ying, ZHANG Qun, FENG Tongan, *et al.* Micro-Doppler effect analysis of rotating target and three-dimensional micro-motion feature extraction in OFD-LFM MIMO radar[J]. *Journal of Electronics & Information Technology*, 2011, 33(1): 8–13. doi: [10.3724/SP.J.1146.2010.00234](https://doi.org/10.3724/SP.J.1146.2010.00234).

李 瑞: 男, 1992年生, 博士生, 研究方向为雷达关联成像.

李开明: 男, 1982年生, 讲师, 研究方向为雷达信号处理、目标识别.

责任编辑: 余 蓉