

基于电磁涡旋的雷达目标成像*

郭桂蓉, 胡卫东, 杜小勇

(国防科技大学自动目标识别重点实验室, 湖南长沙 410073)

摘要:作为信息载体的电磁波除了传统的携带信息方式外,近年来其波前以电磁涡旋形式展现的信息调制能力也越来越受到关注。本文综述了电磁涡旋在信息调制等方面的研究进展,阐述了其在雷达信息获取方面的潜在应用价值。针对圆形相控阵列,建立了电磁涡旋波照射下理想点散射目标的回波模型。将各阵元的接收信号按照与发射时相同的模式移相后,沿圆周积分即可获得雷达阵列的输出回波。该回波可表示为经平方 Bessel 函数调幅后的傅里叶基函数的线性组合。结合 Bessel 函数的频谱特性,分析了轨道角动量拓扑荷与方位角变量之间的近似对偶关系,利用逆投影和滤波-傅里叶变换方法进行了成像处理。仿真实验表明,电磁涡旋对雷达目标具有方位向成像的潜力。研究可为新体制的雷达设计、目标识别技术的发展提供参考和借鉴。

关键词: 电磁涡旋; 轨道角动量; 雷达目标成像

中图分类号: TN957 **文献标志码:** A **文章编号:** 1001-2486(2013)06-0071-06

Electromagnetic vortex based radar target imaging

GUO Guirong, HU Weidong, DU Xiaoyong

(Science and Technology on Automatic Target Recognition Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Amplitude/frequency/phase modulation of electromagnetic(EM) wave, as the common way of carrying information, has received intensive attention recently when the wave front acts as EM vortex for information modulation. The progress on the information modulation capability of EM vortex was systematically summarized and its potential on radar information acquisition was also introduced. Aiming at the circular phased array, the echo signal model of ideal point target was established under the illumination of EM vortex wave. Once the echo signal phase of each antenna element was shifted with the same mode as being applied for submission and integrated along the circular path, the output signal of the radar array can be obtained. The output signal can be modeled as the linear superimposition of Fourier basis with the amplitude modulated by squared Bessel function. According to the spectrum characteristic of Bessel function, the approximate dual relationship between the mode number of orbital angular momentum(OAM) and the variable of azimuthal angle was analyzed. Finally, the back projection(BP) algorithm and filtered FFT based algorithm were applied to image the target. Simulations show that electromagnetic vortex wave has the potential to acquire the cross-range profile of the radar target. The research may act as a reference for the design of new mechanism radar and the development of target recognition technology.

Key words: electromagnetic vortex; orbital angular momentum(OAM); radar target imaging

目前,雷达和通信领域的信息调制主要在时域、频域或极化域上进行,利用的主要是远场平面波近似。当电磁波的相位波前具有非平面结构时,可在其上调制所需的信息,提高电磁波的信息传递和信息获取能力。电磁涡旋就是这样一种电磁波。

电磁涡旋(或称为电磁漩涡, electromagnetic vortex/vorticity)起源于1992年荷兰物理学家 L. Allen关于拉盖尔-高斯(Laguerre-Gaussian)激光束携带轨道角动量(Orbital Angular Momentum, OAM)的发现^[1]。拉盖尔-高斯光束的波前不再是平面,而是绕着光波的传播方向旋转,具有扭曲

的结构。此时,波束中心的强度为零,形成涡旋状,因此称为光学涡旋。由于这种扭曲的结构具有轨道角动量,可用于对纳米微粒形成“光镊”或“光学扳手”,在纳米工艺中实现对微粒的操控。另一方面,轨道角动量具有不同的模式,因此也可以作为不同信息的载体。2004年, Gibson 提出利用不同的 OAM 状态可进行信息的独立调制和传输^[2]。2011年, Martelli 等对这项技术进行了实验验证,结果表明利用轨道角动量的分集复用,可以实现大容量高速率的短距离光通信^[3-4]。

物理学理论表明光波也是电磁波。因此,人

* 收稿日期:2013-08-16

基金项目:国家自然科学基金资助项目(61002021)

作者简介:郭桂蓉(1937-),男,四川成都人,教授,博士生导师,中国工程院院士;

胡卫东(通信作者),男,教授,博士,博士生导师, E-mail: wdhu@nudt.edu.cn

们很自然会想到:雷达和通信主要集中的微波波段电磁波是否也具有涡旋的性质?回答是肯定的,只是其应用研究则是近几年才开始,且主要集中在通信领域,在雷达领域的研究尚不多见。

本文通过综述电磁涡旋在信息调制等方面的研究进展,阐述了其在雷达信息获取方面的潜在应用价值,并针对电磁涡旋雷达成像探测的基本原理进行了探索。

1 电磁涡旋的研究进展

所谓电磁涡旋,实际上是电磁场在空间中的结构和分布特征的表现方式。它是从光学涡旋的概念延伸而来的,因此也称为微波涡旋。经典电动力学指出,能量和线动量都是电磁守恒量;事实上,电磁角动量也是守恒量。一般地,某区域中电磁场的角动量可表示为^[5]

$$\mathbf{J} = \int \varepsilon_0 \mathbf{r} \times \text{Re} \{ \mathbf{E} \times \mathbf{B}^* \} dV \quad (1)$$

其中 \mathbf{E}, \mathbf{B} 分别为电场强度和磁感应强度, $(\cdot)^*$ 表示取共轭, ε_0 为真空中的介电常数, \mathbf{r} 为场点的矢径。通常,角动量可分解为两部分,即

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (2)$$

其中 $\mathbf{S} = \varepsilon_0 \int \text{Re} \{ \mathbf{E}^* \times \mathbf{A} \} dV$ 为自旋角动量 (Spinning Angular Momentum, SAM), 与电磁波的极化相联系, 对应的状态用 s 表示; $\mathbf{L} = \varepsilon_0 \int \text{Re} \{ i \mathbf{E}^* (\hat{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{A}) \} dV$ 为轨道角动量 (与电磁波相位波前分布相联系), 其状态用 α 表示 (详见式(3)), $\hat{\mathbf{L}} = -i(\mathbf{r} \times \nabla)$ 为轨道角动量算子, $i = \sqrt{-1}$ 为虚数单位; \mathbf{A} 为矢量位函数。

实际上,电磁涡旋波就携带有轨道角动量,可由电磁波添加一个旋转相位因子 $e^{i\alpha\varphi}$ 产生,即

$$U(\bar{r}, \varphi) = A(\bar{r}) e^{i\alpha\varphi} \quad (3)$$

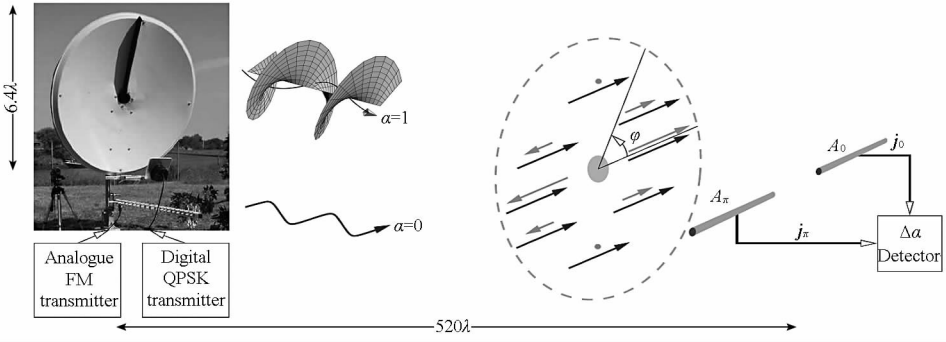
其中 $A(\bar{r})$ 表示电磁波的幅度值, \bar{r} 为观测点到波束中心轴线的径向距离, φ 为围绕波束轴线的方位角, α 为轨道角动量的本征值, 用来描述轨道角动量的状态, 不同的本征值对应着不同的相位分布本征模态。理论上说, 本征值 α 可以任意取值, 不局限于整数。但是, 由于场的单值性, 非整数的 OAM 态可分解为整数 OAM 本征态的加权和, 因此通常认为本征值 α 为整数, 称为拓扑荷。可见, 携带任意 OAM 态的电磁涡旋波均可在整数 OAM 特征模态空间上进行分解, 形成离散的谱线。这些特征分量相互正交并独立传播, 张成一个无穷维的 Hilbert 空间, 此空间如同时域和频域一样, 理

论上可在其上调制更多的信息, 这也是利用电磁涡旋进行通信的物理基础和数学基础。

电磁涡旋尤其是微波涡旋的研究落后于光学领域, 2007 年 Thide 等^[6] 提出了将光子轨道角动量应用于低频 ($f < 1\text{GHz}$) 无线电领域的原理和方法, 即利用矢量天线阵列可产生具有类似光学波束的自旋角动量和轨道角动量特性的电磁波束。由于信息可以利用 OAM 态进行编码, 因此 Thide 指出: “radio OAM techniques hold promise for the development of novel information-rich radar and wireless communication concepts and methodologies”。自此, 电磁涡旋技术获得更广泛的研究。2010 年, Mohammadi 等^[5] 系统研究了如何利用天线阵列仿真产生携带 OAM 态的电磁涡旋波。这些成果为射电天文学和无线通信领域新概念的产生铺平了道路, 前者注重信息获取, 后者则关注信息传输。2010 年至 2011 年, Tamburini 和 Thide 等^[7] 领导的研究小组利用电磁涡旋技术进行了一次无线通信实验。实验中采用具有螺旋形状的抛物面天线产生 OAM $\alpha = 1$ 状态的涡旋波, 并利用八木天线接收, 验证了电磁涡旋无线传输技术的可行性。2012 年 8 月, 该小组进一步利用上述的抛物面天线和八木天线发射水平极化的涡旋波和无涡旋波 ($f = 2.414\text{GHz}$), 而在接收端则利用相位干涉仪测量波束中电场的相位差, 以验证电磁涡旋波的抗干扰能力^[8]。实验结果表明, OAM 编码技术与相位编码技术是兼容的, 且二者互不影响; 同时, OAM 编码技术对于同频宽带干扰和地面反射具有鲁棒性。图 1 显示了该实验中相关装置的示意图。

从上述的研究来看, 产生电磁涡旋波有两种方式: 一是采用天线阵列形式 (即相位控制方式), 二是天线赋型形式 (如 Tamburini 使用的螺旋型抛物面天线)。天线阵列方式容易实现, 概念也比较清晰, 但目前主要以较低频率为主。天线赋型方式则可用于不适宜进行相位控制的情况, 如更高的频率甚至到毫米波段^[9]。针对高频条件下 OAM 波的使用需求, Stearns 和 Ivaska^[10-11] 从解析解的角度探讨了电磁场的涡旋模式解, 并研究了它们所具有的独特特征, 如相速超过光速, 能流速度低于光速等。

电磁涡旋波具有独特的空间分布, 其携带的 OAM 提供了信息调制的新维度, 可望在雷达探测方面展示新的应用前景。下面我们从测量和反演的角度探索电磁涡旋成像的基本原理, 为雷达成像探测提供新的途径。

图1 携带 OAM 的电磁涡旋波无线传输实验^[8]Fig. 1 Wireless transmission experiment with OAM-carried electromagnetic vortex wave^[8]

2 电磁涡旋成像原理

2.1 回波信号模型

如图1所示, N 个天线阵元在圆周上排列, 圆周阵列的半径为 a 。以圆心为原点 O 、圆周法向为 z 轴建立坐标系, \hat{x} 、 \hat{y} 和 \hat{z} 分别代表 x 、 y 和 z 方向的单位矢量。目标质心的位置为 $P_0(x_0, y_0, z_0)$, 可用极坐标形式表示为 $(r_0, \theta_0, \varphi_0)$, 其中 $r_0 = |OP_0|$ 为目标质心到原点的距离, θ_0 为 OP_0 与 z 轴的夹角, φ_0 为 OP_0 在 Oxy 平面上的投影与 x 轴正向的夹角。第 n 个阵元的位置矢量 $\mathbf{r}_n = a(\hat{x}\cos\phi_n + \hat{y}\sin\phi_n)$, 其中 $\phi_n = n2\pi/N$ 表示第 n 个阵元的方位角。

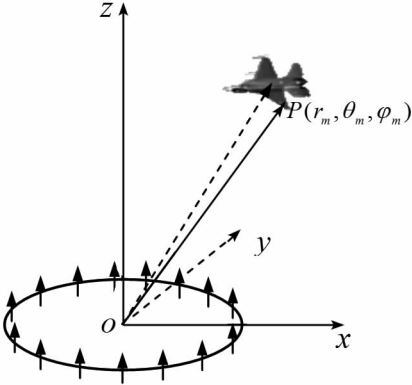


图2 雷达观测坐标系

Fig. 2 Coordinate frame of radar measurement

给每个阵元附加上 $e^{i\alpha\phi_n}$ 的相移, 则对于空间中的某一点 $P(r, \theta, \varphi)$, 该处的场强可写为^[5]

$$\begin{aligned} E(\alpha) &= -j \frac{\mu_0 \omega}{4\pi} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i\alpha\phi_n} \int |\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}_n|^{-1} e^{ik|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}_n|} d\tilde{V}_n \\ &\approx -j \frac{\mu_0 \omega d}{4\pi} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i(k \cdot \mathbf{r}_n - \alpha\phi_n)} \\ &\approx -j \frac{\mu_0 \omega d e^{ikr}}{4\pi r} N e^{i\alpha\varphi} i^{-\alpha} J_\alpha(k a \sin\theta) \end{aligned} \quad (4)$$

其中 μ_0 为真空中的磁导率常数, ω 为电磁波角频率, $k = \omega/c$ 为波数, c 为真空中的光速; j 为每个阵

元处的电流密度, d 为阵元的振子长度; $\int (\cdot) d\tilde{V}_n$ 表示对阵元上的电流元积分; 式(4)中的最后一个表达式是阵元数 N 充分大时的近似, $e^{i\alpha\varphi}$ 为携带轨道角动量的相位项, α 为拓扑荷(在此不限于整数), $J_\alpha(k a \sin\theta) = \frac{i^\alpha}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ik a \sin\theta \cos\phi} e^{-i\alpha\phi} d\phi$ 为 Bessel 函数。式(4)利用了幅度近似 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n| \approx r$ 及相位近似 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_n| \approx r - \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}_n$, $\hat{\mathbf{r}} = \hat{x}\sin\theta\cos\varphi + \hat{y}\sin\theta\sin\varphi + \hat{z}\cos\theta$ 为场点矢径的单位向量。

为了简洁说明涡旋成像的基本原理, 本文暂考虑理想的点散射行为。记 P 点的散射强度为 $\sigma(r, \theta, \varphi)$, 则第 n 个阵元接收的回波可写为

$$\begin{aligned} E_{pn}^s(\alpha) &\approx \left[-j \frac{\mu_0 \omega d}{4\pi} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i(k \cdot \mathbf{r}_n - \alpha\phi_n)} \right] \cdot \\ &\quad \sigma(r, \theta, \varphi) \times \int |\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}_n|^{-1} e^{ik|\mathbf{r} - \tilde{\mathbf{r}}_n|} d\tilde{V}_n \\ &= \left[-j \frac{\mu_0 \omega d e^{ikr}}{4\pi r} N e^{i\alpha\varphi} i^{-\alpha} J_\alpha(k a \sin\theta) \right] \cdot \\ &\quad \sigma(r, \theta, \varphi) \times d \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \cdot e^{-ik \cdot \mathbf{r}_n} \end{aligned} \quad (5)$$

与发射时类似, 将第 n 个阵元的回波移相 $e^{i\alpha\phi_n}$ 后沿圆周相加, 即利用相同的涡旋模式进行接收, 则天线阵列的输出为

$$\begin{aligned} E_p^s(\alpha) &= \sum_{n=0}^{N-1} e^{i\alpha\phi_n} E_{pn}^s(\alpha) \\ &\approx \sum_{n=0}^{N-1} e^{i\alpha\phi_n} \sigma(r, \theta, \varphi) d \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \cdot e^{-ik \cdot \mathbf{r}_n} \cdot \\ &\quad \left[-j \frac{\mu_0 \omega d}{4\pi} \cdot \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i(k \cdot \mathbf{r}_n - \alpha\phi_n)} \right] \\ &= -j \frac{\mu_0 \omega d^2 N^2}{4\pi} \cdot e^{-i\alpha\pi} \cdot \frac{e^{i2kr}}{r^2} \cdot \\ &\quad \sigma(r, \theta, \varphi) e^{i2\alpha\varphi} \cdot J_\alpha^2(k a \sin\theta) \end{aligned} \quad (6)$$

由于双程作用, 式(16)中出现平方因子, 这与常规雷达天线方向图的双程效应类似。设目标由多个理想散射点 $P_m(r_m, \theta_m, \varphi_m)$ 组成, 其散射

强度分别为 $\sigma_m, m = 1, \dots, M$ 。由于接收过程是线性的,故天线接收到的目标回波可写为

$$E^s(\alpha) \approx -j \frac{\mu_0 \omega d^2 N^2}{4\pi} e^{-i\alpha\pi} \sum_{m=1}^M \sigma_m \frac{e^{i2kr_m}}{r_m^2} e^{i2\alpha\varphi_m} J_\alpha^2(k a \sin\theta_m) \quad (7)$$

考虑到 $e^{-i\alpha\pi}$ 项对于所有散射点是公共的,可统一进行补偿。因此,经过补偿并略去与相位无关的常数项后,阵列的归一化回波信号可写为

$$s(\alpha) = \sum_{m=1}^M \bar{\sigma}_m e^{i2\alpha\varphi_m} J_\alpha^2(k a \sin\theta_m) \quad (8)$$

其中 $\bar{\sigma}_m = \sigma_m e^{i2kr_m}/r_m^2$ 。

2.2 回波分析与成像处理

式(8)中的回波信号可看作是不同的散射点回波的叠加,形成了由空域到 OAM 域的观测模型。首先看各子回波的幅度项。本文暂未考虑电磁波的时域相位调制,因此对散射点距离不具有分辨力,距离因子归并到了散射点的复幅度中。各散射点的俯仰角变量 θ_m 和方位角变量 φ_m 则分别通过不同的函数形式对 OAM 域的观测产生影响,其中方位角变量 φ_m 与 OAM 域变量 α 之间通过指数项 $e^{i2\alpha\varphi_m}$ 相联系,而俯仰角变量 θ_m 与 α 之间则依靠平方 Bessel 函数相联系。

如果不考虑 Bessel 函数项,则 OAM 域变量 α 和方位角变量 φ 在傅里叶变换意义下构成对偶变量对,此时对 α 域的测量信号 $\{s(\alpha)\}$ 直接进行傅里叶变换即可获得目标方位像。然而,平方 Bessel 函数项是伴随电磁涡旋波出现的,需要作进一步的考虑。

记 $h_{(\theta,\varphi)}(\alpha) = e^{i2\alpha\varphi} J_\alpha^2(k a \sin\theta)$, 令 $\mathbb{L} = \text{span}\{h_{(\theta,\varphi)} : (\theta,\varphi) \in [0,\pi] \times [0,2\pi]\}$ 表示由函数集 $\{h_{(\theta,\varphi)}\}$ 张成的线性子空间,则式(8)表明观测信号 $s(\alpha) \in \mathbb{L}$ 。从信号表示的角度看,理想的成像处理就是将观测信号 $s(\alpha)$ 在 \mathbb{L} 上进行有效的线性表示的过程。由于 \mathbb{L} 中的 $h_{(\theta,\varphi)}$ 含有平方 Bessel 函数项,针对不同的空间位置具有不同的加权形式,通常的匹配滤波成像方法的成像效果需要结合观测模型予以重新审视。为此,本文先直接利用 α 域的信号相关法(逆投影法)来考查电磁涡旋波的成像潜力,即计算观测信号与 $h_{(\theta,\varphi)}$ 的内积来刻画之。具体地,令

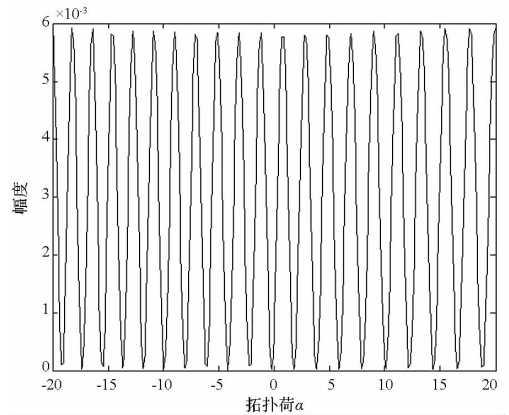
$$\begin{aligned} r(\theta,\varphi) &= \int_{-\infty}^{+\infty} s(\alpha) h_{(\theta,\varphi)}^*(\alpha) d\alpha \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} s(\alpha) e^{-i2\alpha\varphi} [J_\alpha^*(k a \sin\theta)]^2 d\alpha \quad (9) \end{aligned}$$

则 $r(\theta,\varphi)$ 可表示利用 α 域相关法获得的目标散

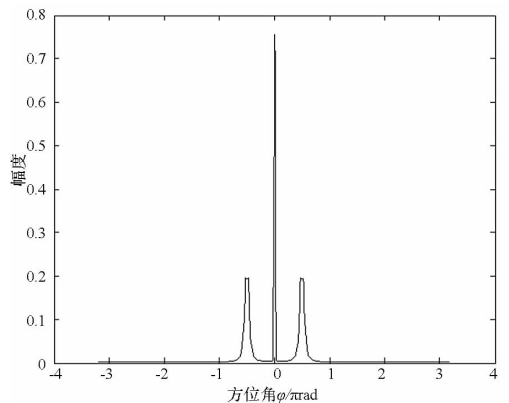
射强度的空间分布,即目标图像。

从表面上看,由式(9)可以获得目标散射特性在 (θ,φ) 二维空间上的分布,生成二维雷达图像。事实上,由于 Bessel 函数对于非负自变量而言是实值函数,式(8)表明观测信号可以看作幅度加权傅里叶基函数的线性组合。通常,雷达成像利用的是相位变化,幅度加权难以实现位置或角度参数的分辨。因此,可以预见观测信号 $s(\alpha)$ 将只会在方位角域具有分辨力(该现象在仿真实验中进行验证)。考虑到式(8)中含有幅度加权的傅里叶基函数,图 3 给出了平方 Bessel 函数及其频谱图,其中 $\theta_0 = \pi/3, \alpha \in [-20, 20]$, 其它参数见第 3 节的仿真实验条件。

由图 3(a)可以看出,平方 Bessel 函数近似为带直流偏置的余弦形式,因此其频谱在零频附近有一个冲击,在正负频率上各有一个窄谱分量,其中中心位置为 $\pm \pi/2$ 。根据相关卷积定理,观测信号 $s(\alpha)$ 的频谱也将由相应的三部分组成,但是只有目标真实位置附近的频谱成分才是成像所需的。由此可以得到一种简洁的成像方法:首先对观测信号进行傅里叶变换,然后在频域滤除主多普勒带两边对称出现的“伪”像,即可获得目标真实的方位像。



(a) 平方 Bessel 函数



(b) 频谱图

图 3 平方 Bessel 函数及其频谱图

Fig. 3 Squared Bessel function and its spectrum

3 仿真实验

本实验主要展示携带轨道角动量的电磁涡旋波的成像潜力,暂考虑单频信号。仿真参数设置如表1所示。

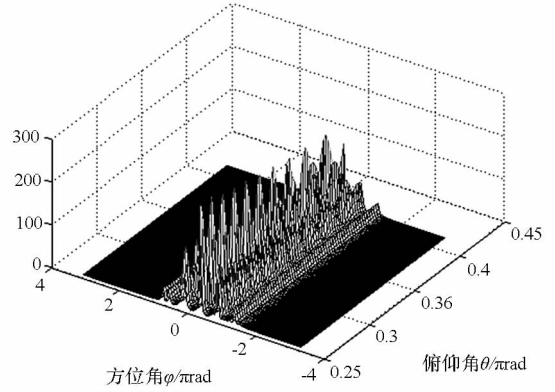
表1 仿真参数设置表

Tab.1 Parameter design for simulations

载频 f_0	6GHz
波长 λ	0.05m
目标位置坐标 (r_0, θ_0, φ_0)	$(500\lambda, \pi/3, \pi/4)$
圆周半径 a	20λ
目标上三个散	$P_1(484.6\lambda, 0.36\pi, 0.29\pi)$
射点位置坐标	$P_2(475.2\lambda, 0.29\pi, 0.25\pi)$
(r, θ, φ)	$P_3(484.6\lambda, 0.36\pi, 0.21\pi)$
散射点散射幅度	1.0, 1.0, 1.0

利用式(8)生成 α 域的两组观测数据 $\{s(\alpha)\}$, 第一组只包含第一个散射点, 第二组包含所有的三个散射点。

针对只含一个散射点的观测数据, 在 $(\theta, \varphi) \in [0.25\pi, 0.41\pi] \times [-\pi, \pi]$ 范围内计算了相关函数 $r(\theta, \varphi)$, 如图4(b)所示。相关函数 $r(\theta, \varphi)$ 在 φ 方向上体现出主峰和左右对称伪峰并存的形式, 与图3(b)中平方 Bessel 函数的频谱具有类似的结构; 在 θ 方向出现了周期性的调制。为了更清晰地说明这一点, 图4(a)显示了平方 Bessel 函数 $J_\alpha^2(kas\sin\theta)$ 在 (θ, α) 平面上的函数值。对于固定的俯仰角 θ , 该函数基本上随 α 周期变化, 与图3(a)是一致的。由于 $J_\alpha^2(kas\sin\theta)$ 在二维平面上具有斜条纹分布, 在 θ 方向也近似表现出一定的周期性, 这导致相关函数 $r(\theta, \varphi)$ 在 θ 方向产生了周期性的混叠。这种混叠效应使得观测数据对于参数 θ 不具有分辨能力。

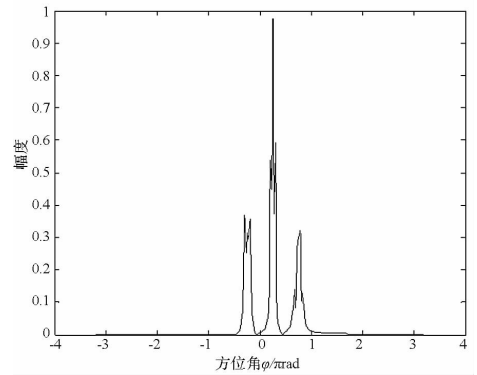


(b) 相关函数

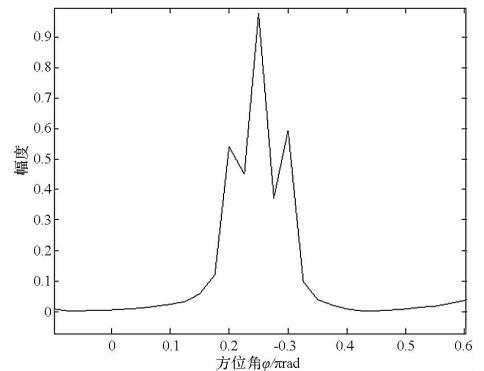
图4 二维平方 Bessel 函数及单点回波相关函数

Fig.4 2-dimensionnal squared Bessel function and the correlation function of single-scatterer echo

鉴于此, 本文直接对多散射点的回波信号进行傅里叶变换, 其频谱如图5(a)所示, 隔离伪峰后目标所在区域 ($\varphi = \pi/4$ 附近) 的局部放大效果如图5(b)所示。



(a) 回波信号频谱



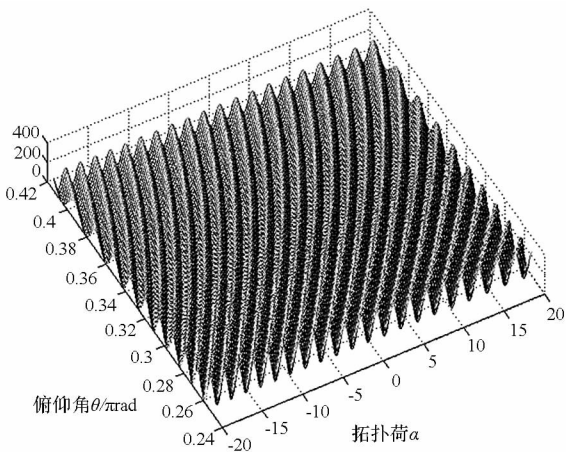
(b) 目标方位像

图5 电磁涡旋方位向成像结果

Fig.5 Electromagnetic vortex based cross-range image

由图5可以看出, 三个散射点在目标所在的区域形成三个峰值, 峰值对应的位置分别为 $0.2\pi, 0.25\pi, 0.3\pi$ 。与表1中的参数设置值相比是比较接近的, 利用其它频谱估计方法可获得更精确的估计。

综上所述可知, 利用电磁涡旋波在 α 域的观



(a) 二维平方 Bessel 函数

测,可以实现方位角分辨。或者说,轨道角动量态对应的拓扑荷变量 α 与散射点的方位角变量 φ 近似构成了一组对偶变量,具有目标散射特性反演潜力。

注 1 本文的理论推导中采用了连续的 OAM 态(拓扑荷 α 没有限制为整数)。实际上,OAM 具有量子特性,非整数拓扑荷的 OAM 态可以分解为整数 OAM 态的叠加。此时,相当于式(8)中对 α 进行了离散抽样。

注 2 不同 OAM 态的电磁波具有不同的辐射模式,其传播距离也与零 OAM 态的辐射模式不同。因此,电磁涡旋波成像对目标距离有一定限制,要求探测过程中能遍历较多的 OAM 态,并获得相应模态下的回波。

注 3 电磁涡旋成像时对目标尺寸有一定的要求,使得目标在不同的 OAM 态涡旋波的照射下具有稳定的散射特性。此外,本文采用了理想的点散射行为来描述成像过程,对于目标上复杂的局部结构,其散射机理有待进一步研究。

4 启示

从电磁涡旋近况可以看出,它是量子信息技术不可分割的组成部分。虽然受到关注的时间不长,但在无线通信领域已经产生了一些新的思想和概念。OAM 态的正交性为信息的调制提供了新的载体,为雷达探测和识别技术的发展提供了新的方向。

具有电磁涡旋特性的电磁波照射目标时,相当于传统平面波从连续的多个角度入射目标,从而展现了目标特性空间分集的能力。由于其波前是连续变化的,相当于能在短时间内实现二维角度空间连续采样,比现行的 MIMO 雷达在空间分集方面具有明显的优势;进一步结合雷达信号通过拓展带宽获得的高距离分辨能力,可望实现更为理想的目标多维成像能力。可以预见,电磁涡旋对于雷达特性测量及目标识别能力的提高具有诱人的应用前景。

为了进一步探索电磁涡旋技术的应用潜力,从其产生机理和物理特性来看,我们认为电磁涡旋雷达体制需要关注以下问题:

(1) 电磁涡旋波的产生与接收

电磁涡旋波的产生与接收涉及天线的设计方式,是采用相控天线阵列方式还是模拟的螺旋天线方式。尤其需要研究不同的天线能产生多少种携带 OAM 态的电磁涡旋波,涡旋波束的相位和强度的分布形式,以及 OAM 态的电磁涡旋波的

准确接收。事实上,涡旋波经目标反射后,相位波前的旋转方向会发生变化,从而对接收天线敏感于波前变化的能力提出了苛刻的要求。

(2) 电磁涡旋波的传播特性

由于雷达发射大于零的本征模式,其天线增益会发生显著变化,因此需要研究电磁涡旋波在大气中的传播效应,特别是波前畸变特性,为 OAM 态的辨识提供基础。

(3) 目标与电磁涡旋波的作用机理

目标特性是雷达探测与识别的基础。目前,雷达目标特性的研究和应用主要集中在频域和极化域,OAM 域的研究尚未展开,对目标和电磁涡旋波的作用机理尚不清楚。电磁涡旋波究竟能携带目标哪方面特征信息,需要从电磁作用的机理上进行分析,挖掘特定目标的 OAM 特征模态,为目标成像、识别等应用提供理论基础。

参考文献(References)

- [1] Allen L, Beijersbergen M, Spreeuw R, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Gibson G, Courtial J, Padgett M, et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. *Optics Express*, 2004, 12(22): 5448-5456.
- [3] Gatto A, Tacca M, Martelli P, et al. Free-space orbital angular momentum division multiplexing with Bessel beams[J]. *Journal of Optics*, 2011, 13(6): 064018.
- [4] Martelli P, Gatto A, Boffi P, et al. Free-space optical transmission with orbital angular momentum division multiplexing[J]. *Electronics Letters*, 2011, 47(17): 972-973.
- [5] Mohammadi S, Daldorf L, Bergman J, et al. Orbital angular momentum in radio—a system study[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2010, 58(2): 565-572.
- [6] Thidé B, Then H, Sjöholm J, et al. Utilization of photon orbital angular momentum in the low-frequency radio domain [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(8): 087701-1-087701-4.
- [7] Tamburini F, Mari E, Sponselli A, et al. Encoding many channels on the same frequency through radio vorticity: first experimental test [J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(3): 033001.
- [8] Tamburini F, Thidé B. Experimental demonstration of free-space information transfer using phase modulated orbital angular momentum radio[OL]. (2013-2-14) [2013-3-23]. <http://arXiv.org/abs/1302.2990>.
- [9] Turnbull G, Robertson D, et al. The generation of free-space Laguerre-Gaussian modes at millimeter wave frequencies by use of a spiral phaseplate[J]. *Optics Communication*, 1996, 127: 183-188.
- [10] Ivaska V, Kalesinskas V. Vortical electromagnetic waves with a stationary power flow[C]//18th International Conference on Microwave Radar and Wireless communications (MIKON), Vilnius, Lithuania, June 2010: 1-4.
- [11] Stearns S. More Unusual Features of the Microwave Vortex [C]//IEEE Antenna and Propagation Society International Symposium (APSURSI), Chicago, 2012: 1-2.