

旋转粗糙目标微运动特征识别技术*

阳志强^{1)2)†} 吴振森¹⁾ 张耿¹⁾ 巩蕾²⁾

1)(西安电子科技大学, 物理和光电工程学院, 西安 710071)

2)(西安工业大学, 光电工程学院, 西安 710032)

(2014年5月16日收到; 2014年5月24日收到修改稿)

基于动态散斑技术的微运动特性识别在目标探测领域具有重要的研究价值. 以粗糙面散射理论为基础, 研究了旋转粗糙凸体目标的动态散斑时间相关函数, 给出了旋转圆锥体目标动态散斑时间相关函数. 将数值结果与相同条件下实验结果进行比较, 验证了圆锥体目标时间相关长度的有效性. 利用粒子群算法, 反演出旋转圆锥体的旋转角速度和视线角. 结果表明, 该方法可识别旋转圆锥体范围为 20° — 90° 之间的视线角值和范围为 0.5 — 6 r/min的角速度值, 为微运动特征识别提供理论和实验依据.

关键词: 散射, 微运动特征, 动态散斑, 旋转目标

PACS: 03.65.Nk, 11.80.-m, 11.80.La

DOI: 10.7498/aps.63.210301

1 引言

探测与识别目标非运动特征(如形状、结构和表面材料电磁参数等)需要比较多的先验信息, 其实现较为困难. 而目标微运动特征(尤其是振动和转动等)具有独特的表现形式, 要求较少先验信息, 更容易被识别, 吸引了国内外众多专家和学者的重视. 2005年Setlur等^[1]采用时频变换法分析目标在旋转复合运动和振动时的微多普勒信号. 2010年Chengjie等^[2]在微多普勒分析中采用非平稳非线性信号的Hilbert-Huang变换, 用经验模型分解技术提取目标微多普勒信号. 2009年宫彦军等^[3]提出了一个新的转动圆柱和圆锥的激光距离多普勒像分析模型, 可用于分析圆柱和圆锥的几何参量、表面材料、姿态和脉冲宽度对这两种目标的距离多普勒像的影响, 并能退化到平面波下的圆柱和圆锥的多普勒谱分析模型. 2012年于文英等^[4]提出了一种锥柱复合目标激光距离多普勒像分析模型, 分析了几何参量和姿态对距离多普勒像的影响. 同时, 采用散斑特性来识别微运动信息也有

一些研究. 2006年Brunel等研究一种实时探测产品的微结构运动的方法, 其是以多散斑漫射波光谱学为基础, 采用自适应散斑成像干涉测量技术实现^[5]. 2007年Bhaduri等基于快速傅里叶变换方法, 采用一个三孔径数字散斑干涉装置, 可用于定量实时测量平面的移动和速度^[6]. 2009年Anand等研究采用角度谱传播技术, 从测量的体散斑场合相位迭代的序列强度中获得3D目标的形状和变形^[7]. 2010年韩道福等研究了基于光纤激光器的自混合散斑动态目标距离测量方法^[8]. 2010年Song等设计了一个显微系统, 测量出了菲涅耳衍射区的散射现象^[9]. 2010年Liu等研究了随机介质的飞秒时间散斑场的测量^[10]. 2011年Schmucker等研究散斑技术测量粗糙表面三维瞬间轮廓变化, 采用Monte Carlo技术研究测量误差^[11]. 2011年Zhong等研究基于数字散斑相关法测量角度位移, 且通过实验手段获得了相关系数与表面旋转角度的关系^[12]. 2012年Gao等研究了采用动态散斑成像技术获得移动弱散射面的表面粗糙度信息^[13].

国内外专家学者采用微多普勒特征提取目标

* 国家自然科学基金(批准号: 61172031, 61308071)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yangzhiqiang185@163.com

微运动信息的研究较多, 取得了一定的研究成果, 采用动态散斑技术进行目标微运动特征的识别也有一些研究, 但主要针对的是平动目标的特征识别, 对于旋转目标的研究较少. 本文主要研究采用动态散斑技术识别旋转圆锥体目标的角速度和视线角.

2 粗糙旋转对称目标动态散斑时间统计特性理论研究

入射平面波场 $E_i(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})$ 照射到粗糙凸体目标, 如图 1 所示. 其中 \mathbf{r} 为平面波传播矢量距离, \mathbf{k}_i 为入射波矢量, 对应的自由空间入射波波数为 $k = 2\pi/\lambda = \omega/c_0$, λ 是入射波的波长, ω 是入射角频率, c_0 真空中的光速. 面 S 是粗糙目标的平均面, 矢量 \mathbf{n} 为对应的单位法矢量, 方向指向外; \mathbf{r}_c 是坐标原点到目标平均表面某点位置矢量, θ_i 是在 \mathbf{r}_c 位置的局部入射角. S' 是凸体目标的起伏表面, 即在平均面 S 的基础上加上一个随机起伏量 $\xi(\mathbf{r}_c)$, \mathbf{N} 是 S' 的外法矢量, \mathbf{r}' 是坐标原点到粗糙面 S' 的位置矢量, 有 $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_c + \xi\mathbf{n}$. θ'_i 是在 \mathbf{r}' 位置的入射角. 矢量 \mathbf{k}_i 和 \mathbf{k}_s 分别是入射矢量和散射矢量, $\hat{\mathbf{k}}_i, \hat{\mathbf{k}}_s$ 为对应的单位矢量.

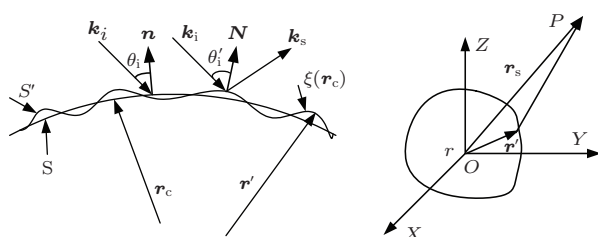


图 1 粗糙目标散射示意图

粗糙目标的远场散射场可表示为^[14]

$$E_s(\mathbf{r}_s) = \frac{-i \exp(ikR)}{2\pi R} \int_S \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{n} \exp[ik\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}\xi(\mathbf{r}_c)] \times \exp[ik\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}_c] dS, \quad (1)$$

式中, $\mathbf{r}_c = (x, y, z)$ 为目标表面点的坐标, ξ 为粗糙目标表面相对平均面的高度起伏函数, $\mathbf{V} = (\hat{\mathbf{k}}_i - \hat{\mathbf{k}}_s)$ 为散射矢量.

如图 2 所示, 建立全局笛卡尔坐标系 (x', y', z') , 目标绕对称 z 轴旋转, 其旋转轴位于 $y'z'$ 平面, 激光入射方向与其夹角定义为视线角 α . 考虑目标坐标系 (x, y, z) 原点与全局坐标系的原点重

合, 目标旋转中心线为轴, x 轴与全局坐标系的 x' 轴重合. 目标上某面元的法线与入射光之间的夹角 β 为本地入射角.

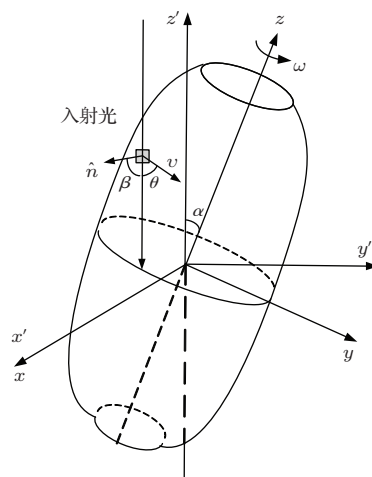


图 2 轴对称目标散射示意图

全局坐标系 (x', y', z') 与目标坐标系 (x, y, z) 的关系如公式为

$$\begin{aligned} x &= x', \\ y &= y' \cos \alpha - z' \sin \alpha, \\ z &= y' \sin \alpha + z' \cos \alpha, \end{aligned} \quad (2)$$

当光线沿 z' 轴入射旋转目标, 后向接收时, 由 (1) 式可退化为

$$E_s(\mathbf{r}_s, \tau) = A \int_S \cos \beta \exp(ik\mathbf{V} \cdot \mathbf{n}\xi(\mathbf{r}'_c)) \times \exp(ik\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}_c) dS, \quad (3)$$

式中 A 为 (1) 式积分号外的常数, \mathbf{r}'_c 是目标某点经过时间 τ 后位置矢量, 且 $\mathbf{r}'_c = \mathbf{r}_c + \mathbf{v}\tau$, \mathbf{v} 为目标上某点的线速度.

由散斑场的时间相关函数 $\Gamma(\tau) = \langle E_s(\mathbf{r}_s, 0) E_s^*(\mathbf{r}_s, \tau) \rangle$, 可得

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \iint \cos \beta_1 \cos \beta_2 \langle \exp[ik\mathbf{V} \cdot (\mathbf{n}_1 \xi_1 - \mathbf{n}_2 \xi'_2)] \rangle \\ &\times \exp[ik\mathbf{V} \cdot (\mathbf{r}_{c1} - \mathbf{r}_{c2})] dS_1 dS_2. \end{aligned} \quad (4)$$

入射波长小于目标表面粗糙度的均方根高度, 则粗糙面联合特征函数为^[13]

$$\langle \exp[ik\mathbf{V} \cdot (\mathbf{n}_1 \xi_1 - \mathbf{n}_2 \xi'_2)] \rangle \propto \delta(\mathbf{r}_{c1} - \mathbf{r}'_{c2}). \quad (5)$$

从目标底部沿着旋转轴的方向观测, 目标顺时针旋转, 其角速度矢量 $\Omega = \omega(0, \sin \alpha, \cos \alpha)$. 对于

目标上某一点 $\mathbf{r} = (x, y, z)$, 其线速度 \mathbf{v} 如下:

$$\begin{aligned}\mathbf{v} &= \Omega \times \mathbf{r} = \omega(0, \sin \alpha, \cos \alpha) \times (x, y, z) \\ &= \omega(z \sin \alpha - y \cos \alpha, x \cos \alpha, -x \sin \alpha).\end{aligned}\quad (6)$$

将 (5) 和 (6) 式代入 (4) 式中, 简化为

$$\Gamma(\tau) = \iint \cos^2 \beta \exp[i2k(x\omega\tau \sin \alpha)] dS. \quad (7)$$

半锥角为 α_c , 高度为 h 的圆锥体, 令 $x = z \operatorname{tg} \alpha_c \cos \phi$, $y = z \operatorname{tg} \alpha_c \sin \phi$, $z = z$, 圆锥体面元法矢量为

$$\mathbf{n} = \frac{\cos \phi, \sin \phi, -\operatorname{tg} \alpha_c}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_c}}. \quad (8)$$

局部入射角为

$$\cos \beta = \frac{\sin \alpha \cos \phi - \cos \alpha \operatorname{tg} \alpha_c}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_c}}. \quad (9)$$

(7) 式转化为

$$\begin{aligned}\Gamma(\tau) &= \sin \alpha_c \iint (\sin \alpha \cos \phi - \cos \alpha \operatorname{tg} \alpha_c)^2 \\ &\quad \times \exp[i2k(z \operatorname{tg} \alpha_c \cos \phi \omega \tau \sin \alpha)] \\ &\quad \times z d\phi dz.\end{aligned}\quad (10)$$

对 (10) 式积分得

$$\begin{aligned}\Gamma(\tau) &= \pi \sin \alpha_c \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \operatorname{tg}^2 \alpha_c h J_1 \\ &\quad \times (2k h \operatorname{tg} \alpha_c \omega \tau \sin \alpha) / (2k \operatorname{tg} \alpha_c \omega \tau \sin \alpha) \\ &\quad - \pi \sin \alpha_c \sin \alpha / (2k \operatorname{tg} \alpha_c \omega \tau) \\ &\quad \times [1 - J_0(2k h \operatorname{tg} \alpha_c \omega \tau \sin \alpha)] \\ &\quad \times (2k \operatorname{tg} \alpha_c \omega \tau \sin \alpha)^{-1} - i \frac{2}{3} \pi k h^3 \sin^2 \alpha \\ &\quad \times \cos \alpha \sin \alpha_c \operatorname{tg}^2 \alpha_c \omega \tau \\ &\quad \times F\left[\left\{\frac{3}{2}\right\}, \left\{2, \frac{5}{2}\right\}, k^2 h^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_c \omega^2 \tau^2 \sin^2 \alpha\right].\end{aligned}\quad (11)$$

$F[a, b; c; z]$ 为超几何函数. 利用 (10) 式, 得

$$\Gamma(0) = \frac{\pi h^2 \sin \alpha_c (\sin^2 \alpha + 2 \cos^2 \alpha \operatorname{tg}^2 \alpha_c)}{4}. \quad (12)$$

归一化强度起伏时间互相关函数可表示为

$$\Gamma_{\Delta I}(\tau) = \frac{\langle I(0)I(\tau) \rangle - \langle I(0) \rangle \langle I(\tau) \rangle}{\langle I^2(0) \rangle - \langle I(0) \rangle^2}, \quad (13)$$

其中 $I(\tau) = E_s(\mathbf{r}_s, \tau) E_s^*(\mathbf{r}_s, \tau)$.

圆锥体归一化强度起伏时间互相关函数可简化表示为^[15]

$$\Gamma_{\Delta I}(\tau) = |\Gamma(\tau)/\Gamma(0)|^2. \quad (14)$$

将 $\Gamma_{\Delta I}(\tau) = e^{-1}$ 时对应的时间 τ 定义为动态散斑的相关时间相干长度 τ_c .

3 时间相干长度的理论计算和实验结果对比

本文选用半锥角为 15° , 高度为 15 mm 的圆锥体目标 1, 半锥角为 20° , 高度为 15 mm 的圆锥体目标 2 进行动态散斑实验. 实验光源采用波长为 632.8 nm, 光斑大小为 1.5 mm 的激光器, 光束经过扩束准直后完全照射目标, 带有成像镜头的高速 CCD 采集系统后向实时采集动态散斑图像. 目标安装在一个三维转台上, 其旋转角速度 0—6 r/min 可调, 视线角 $0—180^\circ$ 可调. 将目标在不同速度和不同视线角的动态散斑图像采集后, 进行计算处理可以获得其对应的时间相干长度.

同时模拟计算了相同条件下的时间相干长度值, 并绘制出了时间相干长度随视线角变化的曲线, 以及时间相干长度随圆锥体旋转角速度变化的曲线, 与实验结果进行比较分析, 如图和图 3 所示.

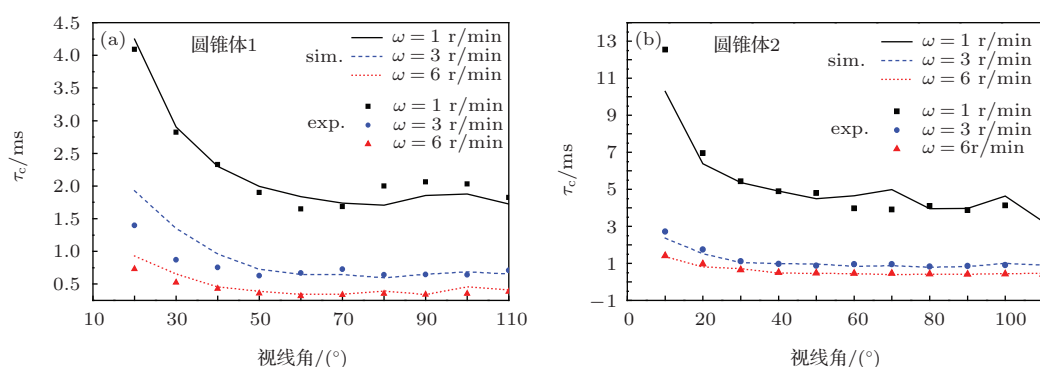


图3 (网刊彩色) 旋转圆锥体时间相干长度随视线角的变化

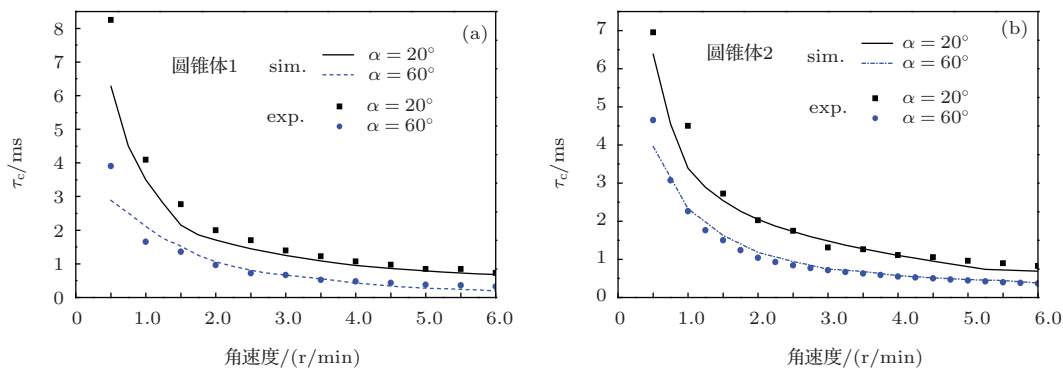


图4 (网刊彩色) 旋转圆锥体时间相干长度随角速度的变化

由图可以看出, 在相同的角速度情况下, 视线角在 40° 到 80° 之间时, 旋转圆锥体的动态散斑时间相干长度的实验结果与模拟结果符合较好. 在相同的旋转速度情况下, 随着视线角的增加, 其时间相干长度是一个下降的趋势, 到视线角到 50° 时, 其时间相干长度基本趋于稳定, 到视线角到 90° 时, 会出现一个小的波动, 时间相干长度小幅增加. 由图4中可以看出, 在相同的视线角情况下, 随着角速度的增加, 动态散斑时间相干长度的实验结果与模拟结果符合越来越好. 在相同的视线角情况下, 随着角速度的增加, 其时间相干长度越来越小. 总得来说, 图中可以发现时间相干长度与目标角速度、视线角存在一定的联系, 对其进行研究可以反演目标的旋转角速度和视线角.

4 圆锥体目标的微运动特征反演

本文基于粒子群算法, 反演了两种不同尺寸圆锥体目标的旋转角速度和视线角. 粒子群算法是一

种基于群体的全局寻优的算法, 它是通过迭代搜寻最优解. 本文在微运动特征反演计算过程中, 获得目标运动特征信息的标准是模拟和实验数据的标准均方误差最小, 其最小均方误差可按式计算:

$$E(x) = \frac{\sum_{\tau} g(\tau)[C_1(\tau) - C_0(\tau)]^2}{\sum_{\tau} g(\tau)C_0^2(\tau)}, \quad (15)$$

$C_0(\tau)$ 是动态散斑实验获得的时间相关长度, $C_1(\tau)$ 为采用公式计算的时间相关长度, $g(\tau)$ 为加权函数, 由于实验采用的相同视线角和角速度间隔测量, 因此选定 $g(\tau) = 1$. 在迭代过程中, 当 $E(x)$ 最小时, 对应的有一个公式计算出的 $C_1(\tau)$, 在计算 $C_1(\tau)$ 的其他参数都是给定的情况下, 就能获得唯一对应的角速度值或者视线角值.

旋转圆锥体1角速度反演结果如表1所示, 旋转圆锥体2角速度反演结果如表2所示.

旋转圆锥体1视线角反演结果如表3所示, 旋转圆锥体2视线角反演结果如表4所示.

表1 旋转圆锥体1角速度反演值与真实值

类型	结果					
实际速度/(r/min)	0.5	1	1.5	2	2.5	3
反演速度/(r/min)	0.4750	0.9455	1.3890	1.8935	2.5247	3.0847
实际速度/(r/min)	3.5	4	4.5	5	5.5	6
反演速度/(r/min)	3.4578	4.1321	4.6555	5.825	5.4789	6.3587

表2 旋转圆锥体2角速度反演值与真实值

类型	结果					
实际速度/(r/min)	0.5	1	1.5	2	2.5	3
反演速度/(r/min)	0.5210	1.0143	1.6058	2.1121	2.4056	2.8945
实际速度/(r/min)	3.5	4	4.5	5	5.5	6
反演速度/(r/min)	3.6245	4.1427	4.4673	5.2851	5.6579	6.2580

表3 旋转圆锥体1 视线角反演值与真实值

类型	结果					
实际视线角/(°)	20	30	40	50	60	70
反演视线角/(°)	21.2601	31.6547	40.2934	49.3283	60.1263	69.9999
实际视线角/(°)	80	90				
反演视线角/(°)	80.4397	92.7925				

表4 旋转圆锥体2 视线角反演值与真实值

类型	结果					
实际视线角/(°)	20	30	40	50	60	70
反演视线角/(°)	19.0075	31.0478	41.2918	50.3795	61.6608	69.2532
实际视线角/(°)	80	90				
反演视线角/(°)	82.7183	92.0621				

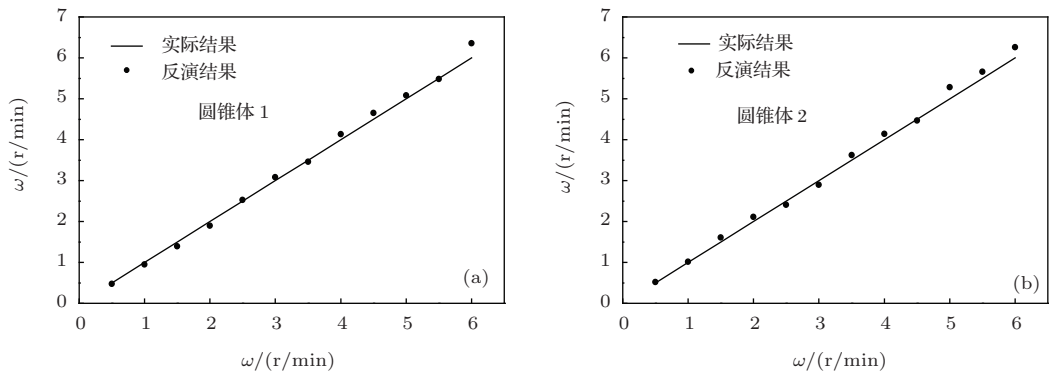


图5 旋转圆锥体反演角速度与理论值对比

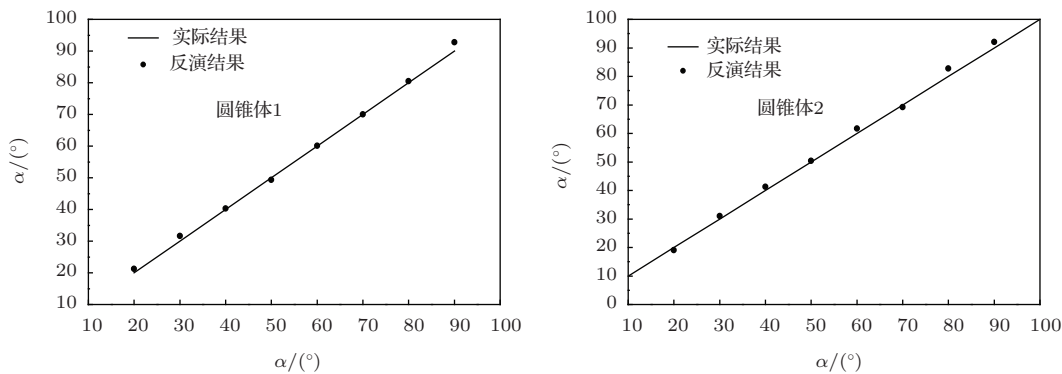


图6 旋转圆锥体目标反演视线角与理论值对比

如图5和图6中可以看出,反演出的旋转圆锥体目标的角速度和视线角与真实值比较符合,因此,利用动态散斑来反演旋转圆锥体目标的微运动状态和运动速度具有一定可行性.当视线角和角

速度较小时,反演的结果很好,而随着视线角和角速度的增大,反演结果误差增大,分析主要原因是随着视线角和角速度的增大,动态散斑时间相干长度的变化趋于稳定,视线角和角速度对其的影响

减弱.

5 结 论

本文基于粗糙面散射理论获得了圆锥体目标动态散斑时间相关函数的数学表达式, 验证了动态散斑时间相关函数与目标的旋转角速度、视线角、尺寸等参数有关. 文中数值计算了半锥角为 15° 和 20° 两种规格尺寸圆锥体动态散斑时间相干长度随视线角和旋转角速度的变化曲线, 并与实验结果进行比较, 两者符合的较好. 文中基于粒子群优化算法, 反演出旋转圆锥体范围为 20° — 90° 之间的的视线角值, 范围为 0.5 — 6 r/min的角速度值. 结果表明, 视线角和角速度较小时, 反演结果的误差较小, 而随着视线角和角速度的增大, 反演结果误差增大, 反演结果与真实数据误差较小, 可用于旋转圆锥体目标微运动特征的识别.

参考文献

- [1] Setlur P, Amin M, Thayaparan T 2005 *Proceedings of the Eighth International Symposium on* **639**
- [2] Chengjie C, Weixian L, Fu J S 2010 *IEEE Transactions on* **46** 929
- [3] Gong Y J, Wu Z S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6228 (in Chinese) [宫彦军, 吴振森 2012 物理学报 **58** 6228]
- [4] Yu W Y, An L Q 2012 *Acta phys. Sin.* **61** 218703
- [5] Brunel L, Brun A, Snabre P 2006 *Proc. of SPIE* **6341** 634127
- [6] Bhaduri B, Mohan N K, Kothiyal M P 2007 *Appl. Opt.* **46** 5680
- [7] Anand A, Chhaniwal V K, Almoró P 2009 *Opt. Lett.* **34** 1522
- [8] Han D F, Yu J, Ma L 2010 *Laser & Optoelectronics Progress* **47** 020601 (in Chinese) [韩道福, 俞进, 马力 2010 激光与光电子学进展 **47** 020601]
- [9] Song H S, Liu M, Liu G Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 124202
- [10] Liu W J, Gao R X, Qu S L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024204
- [11] Schmucker J A, Osterhout J C, White E B 2012 *Research Article* **52** 123
- [12] Zhong Z, Sun J 2011 *IEEE* **5301**
- [13] Gao Z, Zhao X Z 2012 *Optics and Lasers in Engineering* **50** 668
- [14] Zhang G, Wu Z S, Li Y H 2011 *Optics Express* **19** 7010
- [15] Goodman J W 2006 *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications* p63
- [16] Zhang G, Wu Z S 2012 *Optics Express* **20** 1494

Recognition technology for obtaining micro-motion characteristics of rotating rough targets^{*}

Yang Zhi-Qiang^{1)2)†} Wu Zhen-Sen¹⁾ Zhang Geng¹⁾ Gong Lei²⁾

1) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

2) (*School of Photoelectrical Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710032, China*)

(Received 16 May 2014; revised manuscript received 24 May 2014)

Abstract

Recognition of micro-motion characteristics has important research values in target detection field, which can be realized by employing the dynamic speckle technology. Based on the rough surface scattering theory, this paper studies the dynamic speckle time correlation function for rotating rough convex targets, and provides the dynamic speckle time correlation function for rotating cones. Comparison of the simulation results with those obtained under the experimental conditions confirms the validity of target time correlation length for cone targets. The angular velocity and line-of-sight angle for rotating cones are inversed by adopting particle group algorithm. Results show that this method is capable to identify the line-of-sight angle within 20° — 90° and the angular velocity within 0.5—6 r/min for rotating cones, thus providing theoretical and experimental bases for recognition of micro-motion characteristics.

Keywords: scattering, micro-motion characteristics, dynamic speckle, rotating targets

PACS: 03.65.Nk, 11.80.-m, 11.80.La

DOI: 10.7498/aps.63.210301

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61172031, 61308071).

[†] Corresponding author. E-mail: yangzhiqiang185@163.com