

外部光注入的光泵浦自旋垂直腔表面发射激光器中的两个混沌偏振分量对两个复杂形状目标中的多区域精确测距
钟东洲 曾能 杨华 徐喆

Precise ranging for the multi regions of two complex–shape targets by using two chaotic polarization components in the optically pumped spin vertical cavity surface emitting laser with optical injection

Zhong Dong-Zhou Zeng Neng Yang Hua Xu Zhe

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 074206 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201693

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201693>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

混沌光注入垂直腔面发射激光器混沌输出的时延和带宽特性

Performances of time–delay signature and bandwidth of the chaos generated by a vertical–cavity surface–emitting laser under chaotic optical injection

物理学报. 2017, 66(24): 244206 <https://doi.org/10.7498/aps.66.244206>

表面液晶–垂直腔面发射激光器阵列的热特性

Thermal characteristics of surface liquid crystal vertical cavity surface emitting laser arrays

物理学报. 2020, 69(6): 064203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191793>

基于单向注入垂直腔面发射激光器系统的密钥分发

Key distribution based on unidirectional injection of vertical cavity surface emitting laser system

物理学报. 2018, 67(20): 204202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181038>

垂直腔面发射激光器低温光电特性

Optoelectronic properties of vertical–cavity surface–emitting laser at low temperature

物理学报. 2019, 68(19): 194203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190427>

基于两正交互耦1550 nm垂直腔面发射激光器获取多路随机数

Multi–channel physical random number generation based on two orthogonally mutually coupled 1550 nm vertical–cavity surface–emitting lasers

物理学报. 2018, 67(2): 024204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171902>

1550 nm垂直腔面发射激光器的特征参量随温度的变化

Temperature dependence of characteristic parameters of 1550 nm vertical–cavity surface–emitting laser

物理学报. 2018, 67(21): 214203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180572>

外部光注入的光泵浦自旋垂直腔表面发射激光器 中的两个混沌偏振分量对两个复杂形状目标 中的多区域精确测距*

钟东洲[†] 曾能 杨华 徐喆

(五邑大学智能制造学部, 江门 529020)

(2020年10月13日收到; 2020年11月6日收到修改稿)

基于外部光注入的光泵浦自旋垂直腔表面发射激光器 (vertical cavity surface-emitting laser, VCSEL) 的两个混沌偏振分量, 提出了对两个复杂形状目标中的多区域精确测距方案. 这里, 两个混沌偏振探测波具有飞秒量级快速动态并且被双极性 sinc 波形调制, 使它们具有时空不相关特性. 利用这些特性, 通过计算多束延时反馈混沌偏振探测波形和与之相对应的参考波形的相关性, 实现了对两个复杂形状目标多区域位置矢量精确测量. 研究表明, 对多区域小目标的测距具有非常低的相对误差 (低于 0.94%). 当光电探测器的带宽足够大时, 其测距的分辨率达到 0.4 mm, 并具有很强的抗噪声能力. 本文的研究结果在复杂形状目标的精确测距方面具有潜在应用.

关键词: 光泵浦自旋垂直腔表面发射激光器, 混沌偏振雷达, 多区域目标测距

PACS: 42.65.Sf, 42.65.-k, 98.52.Cf, 42.68.Wt

DOI: 10.7498/aps.70.20201693

1 引言

随着人工智能的飞速发展, 激光雷达在自动驾驶、无人机、机器视觉和目标跟踪测量等领域发挥着重要作用^[1-5]. 通过感知周围环境, 激光雷达有望实现以下功能: 目标精确测距、高质量三维(3D)成像、目标跟踪和识别、自动定位和地图绘制. 目前, 大多数激光雷达测距方案^[6-8]都使用脉冲激光器和连续波激光器作为光源, 以获得更好的信噪比和测量范围. 然而, 基于脉冲激光器和连续波激光器的雷达测距具有分辨率低、拦截概率高、抗干扰能力弱、成本高等缺点. 具有光反馈或光注入的半导体激光器产生的光混沌信号, 经天线发射

后容易形成混沌激光雷达 (chaotic lidar, CLR). 与使用脉冲激光器和连续波激光器进行测距相比, CLR 对目标测距具有许多优势^[9-13], 例如拦截概率低、抗干扰能力强和成本低. 此外, 由于受益于光学混沌的宽带宽, 因而具有高分辨率. 最后, 由于 CLR 对激光参数的敏感性, 很容易生成和控制.

已报道的关于 CLR 测距的工作主要关注的是通过发射的混沌信号 (参考信号) 和从目标反射回来的延迟信号的相关性来实现测距^[14-20]. 在最近报道的工作中, 通过使用不同装置, 基于互相关理论的 CLR 测距取得了一些进展. 例如, 2014年, Zhang 等^[18]实验论证了一种基于微波光子混沌信号生成和光纤分布的超宽带雷达远程测距系统. 2015年, Wang 等^[19]利用损耗介质研究了混沌雷

* 国家自然科学基金 (批准号: 62075168)、广东省基础与应用重大项目 (自然科学类) (批准号: 2017KZDX086)、广东省基础与应用研究基金 (批准号: 2020A1515011088) 和广东省普通高校重点领域专项 (新一代通信技术) (批准号: 2020zdx3052) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: dream_yu2002@126.com

达系统对目标检测与测距的性能. 同年, Yao 等^[21]演示了一种基于波分复用技术的分布式多输入多输出混沌雷达. 2017 年, 利用两个混沌外腔半导体激光器的外差产生的宽带白混沌雷达, Wang 等^[16]理论探索了一个测距分辨率和抗干扰能力得到加强的雷达系统. 2018 年, Cheng 等^[22]利用自零差和时间门控技术产生一个脉冲外差混沌激光雷达, 以提高混沌激光雷达能量利用效率, 结果实现了目标测距的精度达到毫米量级水平, 目标检测范围达到 100 m 以上. 最近, 利用驱动-响应垂直腔面发射激光器 (vertical cavity surface-emitting laser, VCSEL) 系统的同步混沌偏振探测信号, 我们实现了两个目标的实时测距^[23,24]. 此外, 利用三节点 VCSELs 网络中的 6 个同步混沌偏振探测信号, 我们探索了 6 个方位目标测距^[25].

据我们所知, 相关 CLR 测距的分辨率在很大程度上受到混沌激光器带宽的限制. 测距分辨率的进一步提高需要具有大调制带宽的超快速混沌激光器. 最近提出的光泵浦自旋 VCSEL^[26]具有吸引人的特性, 例如, 激光输出的灵活自旋控制、飞秒量级的快速动态和大的调制带宽. 光注入或光反馈的光泵浦自旋 VCSEL 发射的超快混沌探测信号有望用于提高目标测距的分辨率和精度. 此外, 在已报道的关于 CLR 测距的工作^[14,19,22,27,28]中, CLR 通常用于目标中的固定点. 另外, 这些工作没有使用多束 CLR, 测距目标数量受限于少量目标. 文献^[27–29]提出的相关 CLR 测距的方案和方法不能完全检测目标中不同区域的距离, 不适合复杂形状目标中整个区域的精确测距, 基于相关 CLR 的探测波形在目标测距前没有被设计, 这影响了目标测距的分辨率和精度的进一步提高. 为了克服这些问题, 复杂形状目标中多区域 CLR 测距的理论和物理机理需要进一步探索, 实现的新方案和方法也需要进一步探讨. 因此, 本文基于外部光注入的光泵浦自旋 VCSEL, 通过利用双极性 sinc 波形调制的两个混沌偏振波形, 提出了一种新颖的方案来实现两个复杂形状目标中的多区域精确测距. 在这个方案中, 两个调制的混沌偏振波形具有时间和空间上不相关的特性, 以及飞秒量级的快速动态特性. 利用这些特性, 通过计算多束延时反馈混沌偏振探测波形和与之相对应的参考波形的相关性, 探讨了两个复杂形状目标中的多区域测距的机理和实现方法. 最后论述了两个复杂形状目标中多区域的

测距分辨率和相对误差.

2 理论和模型

图 1 给出了基于外部光注入的光泵浦自旋 VCSEL 的两个混沌偏振波形对两个复杂形状目标的多个区域进行精确测距的实现方案. 其中, DFB (distributed feedback laser) 是外部注入激光器. 下标为 1, 2 的光学隔离器 (optical isolator, OI) 用于确保光波的单向传播. 中密度滤波器 (neutral density filter, NDF) 用于控制来自 DFB 的外部光场的注入强度. 为了确保将 DFB 的偏振光平行注入到光泵浦自旋 VCSEL (spin-VCSEL) 的 x 偏振分量和 y 偏振分量中, 来自 DFB 输出的偏振光需要通过偏振控制光路 (polarization control optical circuit, PCOC) 进行分离和调整为 x 偏振分量 (x polarization component, x -PC) 和 y 偏振分量 (y -PC). PCOC 的偏振控制功能相关的描述详见文献^[30]. 在 PCOC 中, 一些无源器件, 如光纤偏振器 (fiber polarizer, FP)、光纤偏振控制器 (fiber polarization controller, FPCO)、光纤消偏器 (fiber depolarizer, FD)、光纤偏振耦合器 (fiber polarization coupler, FPC), 被用来实现 x 偏振分量和 y 偏振分量之间的转换. 目标 1 (target 1, T_1) 和目标 2 (target 2, T_2) 是被测量的复杂形状目标. PD (photodetector) 是光电探测器. AM (amplitude modulator) 是振幅调制器. EA (electric amplifier) 是电放大器. TA (transmitting antenna) 和 RA (receiving antenna) 分别是发射天线和接收天线. 光注入光泵浦自旋 VCSEL 产生的混沌光波通过光纤偏振分束器 (fiber polarization beam splitter, FPBS) 分为两个偏振分量, 其中 x 偏振分量被 1×1 光纤分束器 1 (fiber beam splitter 1, FBS_1) 进一步分成两束光波. 其中一束光被考虑为参考信号, 另外一束光被用来作为探测信号, 为了便于讨论, 它们分别被定义为 x 偏振参考信号和 x 偏振探测信号. 同时, FBS_2 将 y 偏振分量进一步分离为两束光, 其中一束光作为参考信号, 另一束光考虑为探测信号, 分别被命名为 y 偏振参考信号和 y 偏振探测信号. 针对复杂形状目标 T_1 的测距, x 偏振探测信号通过 $1 \times N$ FBS_1 分为 N 束探测波形. 利用带有下标为 $11–1N$ 的振幅调制器, 这些探测波形被双极性 sinc 波形调制. 这

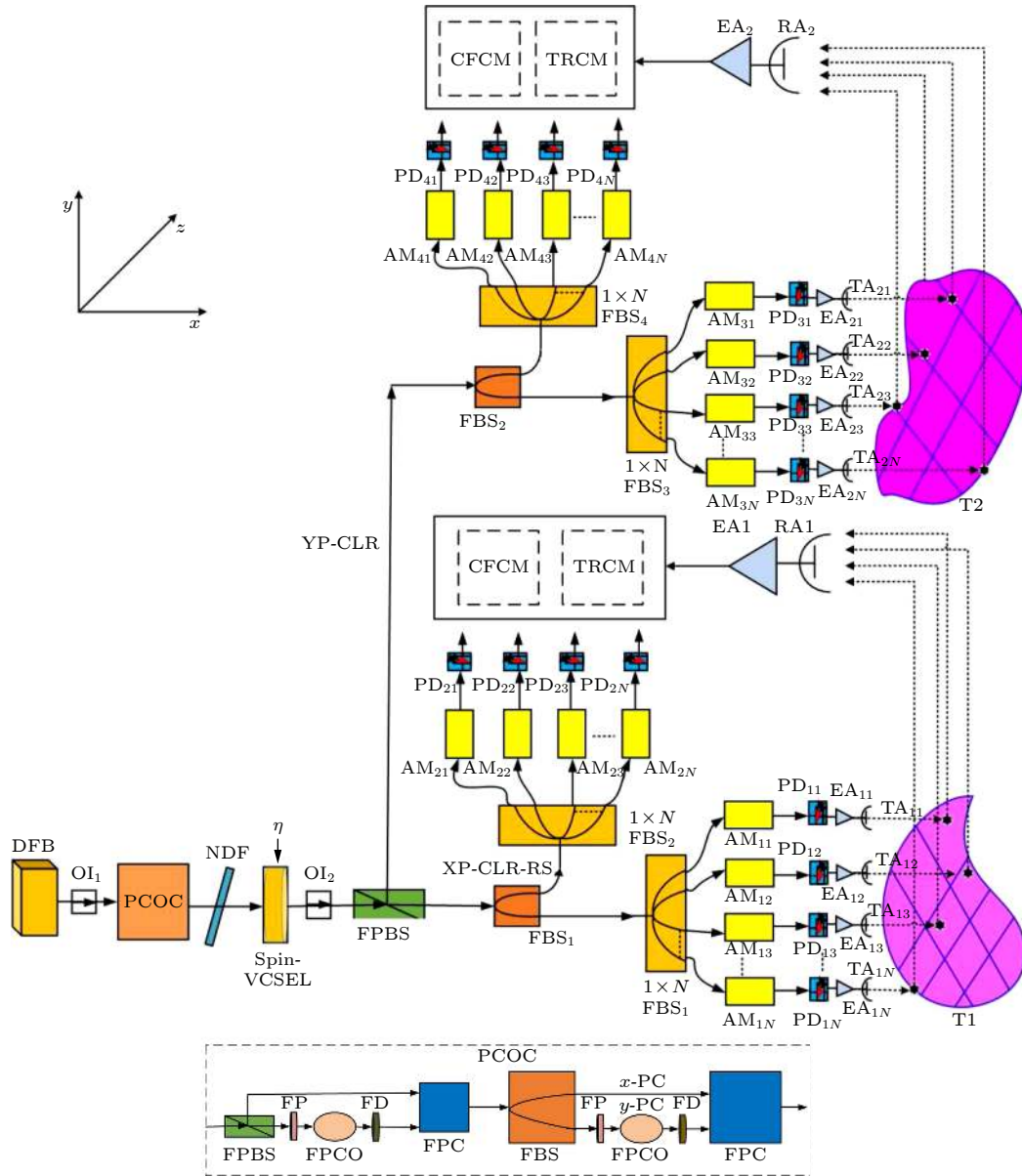


图 1 基于外部光注入的光泵浦自旋 VCSEL 的两个混沌偏振波形对两个复杂形状目标中多个区域的精确测距方案. 这里, DFB: 分布式反馈激光器; OI: 光学隔离器; NDF: 中密度滤器; PCOC: 偏振控制光路; FP: 光纤偏振器; FPCO: 光纤偏振控制器; FD: 光纤消偏器; FPC: 光纤偏振耦合器; PD: 光电探测器; AM: 振幅调制器; Spin-VCSEL: 自旋 VCSEL; FPBS: 光纤偏振分束器; FBS: 光纤分束器; EA: 电放大器; TA: 发射天线; RA: 接收天线; T_1 和 T_2 : 两个待测目标; CFCM: 相关函数计算模块; TRCM: 目标测距计算模块; x -PC: x 偏振分量; y -PC: y 偏振分量; η : 泵浦光的归一化总泵浦功率

Fig. 1. Schematic diagram of the precise ranging for the multi regions of two complex-shape targets by using two chaotic polarization radars in the optically pumped spin-VCSEL with optical injection. Here, DFB, distributed feedback laser; OI, optical isolator; NDF, neutral density filter; PCOC, polarization control optical circuit; FP, fiber polarizer; FPCO, fiber polarization controller; FD, fiber depolarizer; FPC, fiber polarization coupler; PD, photodetector; AM, amplitude modulator; Spin-VCSEL, spin vertical cavity surface emitting laser; FPBS, fiber polarization beam splitter; FBS, fiber beam splitter; EA, electric amplifier; TA, transmitting antenna; RA, receiving antenna; T_1 and T_2 , two targets to be measured; CFCM, correlation function calculation module; TRCM, target ranging calculation module; x -PC, x polarization component; y -PC, y polarization component; η , total normalized pump power.

些调制后的探测波形被下标为 11—1*N* 的光电探测器 PD 转换为 *N* 条支路探测电流信号, 接着被下标为 1—*N* 的电放大器 EA₁ 放大. 利用下标为 11—1*N* 的发射天线, 这些放大的电流信号被发射为 *N* 束雷达波, 之后到达目标 T_1 的多个区域目标.

当 *N* 束雷达波被目标 T_1 中的多个目标小区域反射或散射之后, 首先被延时, 然后被接收天线 RA₁ 接收, 最后被电放大器 EA₂ 放大. 另一方面, x 偏振参考信号被 $1 \times N$ FBS₂ 分成 *N* 束参考波形. 利用下标依次为 21—2*N* 的振幅调制器, 这些参考波

形被双极性 sinc 波形调制. 这些调制后的参考波形被下标依次为 $21-2N$ 的光电探测器 PD 转换为 N 条支路参考电流信号. 探测电流信号与对应的参考电流信号之间的相关性可通过相关函数计算模块 (correlation function calculation module, CFCM) 进行计算. 通过观察相关性最大期望值的时间位置, 使用目标测距计算模块 (target ranging calculation module, TRCM), 进一步计算目标 T_1 中的多个区域目标的位置矢量. 使用相同的方法, 可以获得目标 T_2 中的多个区域的目标位置矢量.

针对自旋 VCSEL, 光场的左旋和右旋圆偏振分量改写为正交线性分量, 即

$$E_x = \frac{E_+(t) + E_-(t)}{\sqrt{2}}, \quad E_y = -i \frac{E_+(t) - E_-(t)}{\sqrt{2}}, \quad (1)$$

其中, E_+ 和 E_- 分别为左右圆偏振分量的复振幅, E_x 和 E_y 分别为两个正交线性分量 (x -PC 和 y -PC) 的复振幅. 基于方程 (1), 利用修正的自旋相关模型 [31], 可以获得外部光注入的光泵浦自旋 VCSEL 的四个耦合速率方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{dE_x(t)}{dt} = & \kappa(1 + i\alpha)[(M(t) - 1)E_x(t) + inE_y(t)] \\ & - (\gamma_a + i\gamma_p)E_x(t) + \xi_1 \sqrt{\beta\gamma[M(t) + n(t)]} \\ & - i\Delta\omega E_x(t) + k_{xinj}E_{xinj}(t), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_y(t)}{dt} = & \kappa(1 + i\alpha)[(M(t) - 1)E_y(t) - inE_x(t)] \\ & - (\gamma_a + i\gamma_p)E_y(t) + \xi_2 \sqrt{\beta\gamma[M(t) + n(t)]} \\ & - i\Delta\omega E_y(t) + k_{yinj}E_{yinj}(t), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dM(t)}{dt} = & \gamma[\eta - (1 + |E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2)]M(t) \\ & - in(E_y(t)E_x^*(t) - E_x(t)E_y^*(t)), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} = & \gamma P\eta - n(t)[\gamma_s + \gamma + (|E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2)] \\ & - i\gamma M(t)(E_y(t)E_x^*(t) - E_x(t)E_y^*(t)), \end{aligned} \quad (5)$$

这里, 下标 x 和 y 分别表示 x -PC 和 y -PC; 圆偏振电场分量被晶体双折射耦合, 其中, 用速率 γ_p 和二向色性 γ_a 来描述晶体双折射的特征; 在方程 (2)—(5) 中, 归一化的载流子变量 M 和 n 分别定义为 $M = (n_+ + n_-)/2$ 和 $n = (n_+ - n_-)/2$, 其中 n_+ 和 n_- 分别是相应的归一化上旋和下旋电子密度; κ 是腔衰减速率; α 是线宽增强因子; γ 是电子密度衰

减速率; γ_s 是自旋弛豫速率; $\eta = \eta_+ + \eta_-$ 是泵浦光的归一化总泵浦功率, 其中, $\eta = 1$ 表示泵浦阈值. η_+ 和 η_- 是无量纲圆极化偏振泵浦分量, 用来描述极化偏振光光泵浦功率; 泵浦椭圆极化率 P 定义为 [32] $P = (\eta_+ - \eta_-)/(\eta_+ + \eta_-)$; k_{xinj} 和 k_{yinj} 分别是 x -PC 和 y -PC 的注入强度; β 是自发射系数, 也称为噪声强度. ξ_1 和 ξ_2 都是均值为 0, 方差为 1 的独立高斯白噪声, 其中 $\langle \xi_i(t)\xi_j^*(t') \rangle = 2\delta_{ij}\delta(t-t')$. $\Delta\omega$ 是 DFB 的中心频率和 Spin-VCSEL 的参考频率之间的失谐.

3 结果和讨论

如图 1 所示, 通过使用 N 束混沌偏振雷达探测波, 待测区域 T_1 和 T_2 中的任何一个小区域能同时被检测. 在小区域目标处反射或散射后, 具有不同延时的 N 束混沌偏振雷达探测波形同时被接收天线 RA 接收. 在这种情况下, 根据相关理论 [33], 为了容易地探测每个小区域的位置矢量, 混沌激光雷达需要满足时间正交不相关和时间空间不相关. 尽管 N 束 x 偏振和 y 偏振混沌激光雷达探测信号容易满足时间正交性, 但很难实现空间正交性, 这是因为它们在空间上波形是相同的. 为了满足这些条件, N 束探测信号需要具有高质量自相关函数进行调制, 例如, 在 -1 和 1 之间变化的双极性 sinc 波形. 下面以 Spin-VCSEL 输出的 x 偏振探测信号对目标 T_1 测距为例, 阐述其测距原理. 当用双极性 sinc 波形对 N 束 x 偏振探测信号进行调制时, 可以获得调制后波形为

$$\begin{aligned} S_{1x_j}(j, t) = & s_{1x_j}(t)A_m\{\text{sinc}(t)\}_j, \\ j = & 1, 2, 3, \dots, N \quad (\text{下同}); \end{aligned} \quad (6)$$

同理, 当用双极性 sinc 波形对 N 束 x 偏振参考信号进行调制时, 调制后的波形可以表达为

$$S_{2x_j}(j, t) = s_{2x_j}(t)A_m\{\text{sinc}(t)\}_j, \quad (7)$$

其中, A_m 为双极性 sinc 波形的幅值; $\{\text{sinc}(t)\}_j$ 代表第 j 个 sinc 波形, 当 j 取不同整数值时, 有不同的 sinc 波形; 下标 1 和 2 分别表示探测信号和参考信号; $s_{1x_j, 2x_j} = |E_{1x_j, 2x_j}| / \max(|E_{1x_j, 2x_j}|)$, 其中 E_{1x_j} 和 E_{2x_j} 分别为第 j 束 x 偏振探测信号和第 j 束 x 偏振参考信号的复振幅. 根据方程 (6)—(7), N 束 x 偏振探测信号在空间上彼此正交, 其互相关可以表达为

$$R_{p_x} = \int S_{1x_j}(t)S_{1x_l}^*(t)dt = \delta(j-l),$$

$$l, j = 1, 2, 3, \dots, N \quad (\text{下同}), \quad (8)$$

这里, S_{1x_j} 和 S_{1x_l} 分别为第 j 束和第 l 束雷达探测信号. 当 $j = l$ 时, $R_{p_x} = 1$; 当 $j \neq l$ 时, $R_{p_x} = 0$, 这意味着空间上不同束的雷达探测信号是互不相关的. 此外, 对于同一束 x 偏振探测信号, 在不同时刻是不相关的, 但在同一时刻, 它是自相关的. 因此, 对于第 j 束 x 偏振探测信号, 其时间自相关可以描述为

$$T_{p_x} = \int S_{1x_j}(t-t_1)S_{1x_j}^*(t-t_2)dt = \delta(t_1-t_2), \quad (9)$$

式中 $S_{1x_j}(t-t_1)$ 和 $S_{1x_j}(t-t_2)$ 分别为第 j 束雷达探测信号在不同时间上的波形. 当 $t_1 = t_2$ 时, $T_{p_x} = 1$; 假如 $t_1 \neq t_2$, $T_{p_x} = 0$. 此外, 第 j 束 x 偏振雷达探测信号与第 l 束 x 偏振参考信号的空间互相关可以表达为

$$R_{pRx} = \int S_{1x_j}(t)S_{2x_l}^*(t)dt = \delta(j-l), \quad (10)$$

式中 $S_{1x_j}(t-t_1)$ 和 $S_{1x_j}(t-t_2)$ 分别为第 j 束雷达探测信号在不同时间上的波形. 当 $t_1 = t_2$ 时, $T_{p_x} = 1$; 假如 $t_1 \neq t_2$, $T_{p_x} = 0$. 此外, 第 j 束 x 偏振雷达探测信号与第 l 束 x 偏振参考信号的空间互相关可以表达为

$$T_{pTx} = \int S_{1x_j}(t-t_1)S_{2x_j}^*(t-t_2)dt = \delta(t_1-t_2), \quad (11)$$

这里, 当 $t_1 = t_2$ 时, $T_{pTx} = 1$; $t_1 \neq t_2$ 时, $T_{pTx} = 0$. 由方程 (8)–(11), 可以得出第 j 束 x 偏振雷达探测信号与第 l 束 x 偏振雷达探测信号在时间和空间上的相关函数为

$$C_{RT_1}(j, l; t_1, t_2) = \int S_{1x_j}(t-t_1)S_{1x_l}^*(t-t_2)dt$$

$$= \delta(t_1-t_2) \cdot \delta(j-l). \quad (12)$$

同时, N 束 x 偏振雷达探测信号与第 l 束 x 偏振参考信号在时间和空间上的相关函数可以表示为

$$C_{RT_2}(j, l; t_1, t_2) = \int S_{1x_j}(t-t_1)S_{2x_l}^*(t-t_2)dt$$

$$= \delta(t_1-t_2) \cdot \delta(j-l). \quad (13)$$

如图 2 所示, 分别考虑调制的 N 束 x 偏振雷达信号用于探测目标 T_1 中的小区域中任意目标点 A , 并通过其反射或者散射后, 被天线 RA_1 接收. 该天线接收信号可以表达为

$$R_x(t) = \sum_{j=1}^N S_{1x_j}(t-\tau_{1,j}), \quad (14)$$

其中, $\tau_{1,j}$ 是从发射天线 $TA_{1,j}$ 到接收天线 RA_1 的时间延迟. 因此, 根据方程 (13) 和方程 (14), 可以得到来自 RA_1 的接收信号和第 j 束 x 偏振参考信号的互相关函数为

$$CC_{1,j} = \int_0^{T_{int}} S_{2x_j}(t)R_x(t)dt$$

$$= \int_0^{T_{int}} S_{2x_j}(t)S_{1x_j}^*(t-\tau_{1j})dt, \quad (15)$$

式中 T_{int} 是有效的相关时间. 时间延迟 τ_{1j} 可以估计为最大相关性对应的时间值, 表示为

$$\tau_{1,j} = \text{Max}_{\tau} \left| \varepsilon [CC_{1,j}(\tau)] \right|, \quad (16)$$

其中, ε 是期望值. 如图 2 所示, 将 A 点的实际位置矢量设为 \mathbf{r}_A , 用第 j 束 x 偏振雷达探测信号对 A 点目标测量所得到位置矢量设定为 \mathbf{r}_{A_j} . 第 j 个发射天线 $TA_{1,j}$ 的位置矢量设置为 $\mathbf{r}_{1,j}$. 接收天线 RA_1 的位置矢量设为 \mathbf{r}_{r1} . 根据 A 点的几何关系, 可以得到

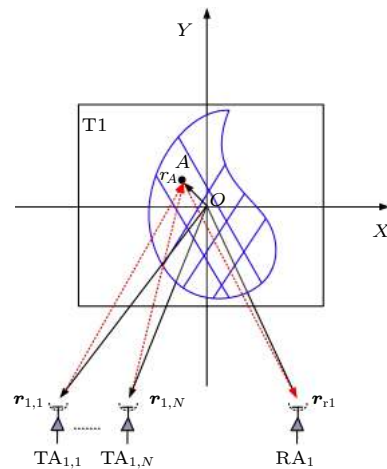


图 2 复杂形状目标 T_1 中的任意小区域测距的几何图. 图中, \mathbf{r}_A : A 点的实际位置矢量; $\mathbf{r}_{1,1} \sim \mathbf{r}_{1,N}$: 发射天线 $TA_{1,1} \sim TA_{1,N}$ 的位置矢量; \mathbf{r}_{r1} : 接收天线的位置矢量; 红色点线: 天线发射的雷达探测信号指向目标点 A 的方向, 以及由目标点 A 反射或散射的雷达探测信号指向接收雷达 RA_1 的方向

Fig. 2. Geometry diagram of the ranging for arbitrary small area of the target T_1 . Here, \mathbf{r}_A , the actual position vector of the point- A ; $\mathbf{r}_{1,1} \sim \mathbf{r}_{1,N}$, the position vectors for the transmitting antennas $TA_{1,1} \sim TA_{1,N}$; Red dotted lines, the direction of the radar probe signals transmitted by the antennas toward the point- A , as well as the direction of the radar probe signals reflected or scattered by the point- A toward the receiving antenna RA_1 .

$$\tau_{1,j} = |\mathbf{r}_{A_j} - \mathbf{r}_{1,j}|/c + |\mathbf{r}_{A_j} - \mathbf{r}_{r1}|/c. \quad (17)$$

由方程 (17), 可以通过求解 C_N^2 个方程, 得到 C_N^2 个 A 点的位置矢量. 取这些位置矢量值的平均值作为 A 点的精确位置矢量, 表达式为

$$\bar{\mathbf{r}}_A = \frac{1}{C_N^2} \sum_{k=1}^{C_N^2} \mathbf{r}_{A_k}. \quad (18)$$

表 1 列出了下面用于计算的系统参数值. 这里使用四阶 Runge-Kutta 对方程 (1)—(5) 进行数值计算, 其中, 时间步长 h 为 1 ps, 时间离散采样点总数 $L = 100000$. 双极性 sinc 波形的抽样周期 T_s 为 0.1 ns, 对应的抽样点数 N_s 为 100. 双极性 sinc 波形的抽样周期数 $K_0 = L/N_s = 1000$. 于是, 第 j 个调制信号离散化的表达式为 $\text{sinc}(t)_j$, 离散化的表达式为

$$y(k) = \sum_{k=1}^{K_0} \text{sinc}\{h[(k-1)N_s + 1] : hkN_s\} \text{sgn}[c_j(k)], \quad (19)$$

其中,

$$\begin{aligned} \text{sinc}(kh) &= \sin(2\pi kh/T_s)/(2\pi kh/T_s), \\ k &= 1, 2, 3, \dots, L, \end{aligned} \quad (20)$$

并且

$$\text{sgn} = \begin{cases} +1, & \text{假如 } c_j(k) = 0 \\ -1, & \text{假如 } c_j(k) = 1 \end{cases}, \quad (21)$$

这里, $c_j(k)$ 为数值 0 和 1 的随机分布序列. 当 j 取不同的整数值时, $c(k)$ 有不同随机分布序列, 从而

表 1 用于计算的系统参数值

Table 1. Parameter values of the system for calculations.

符号	参数	值
α	线宽增益因子	4
η	总归一化泵浦功率	9
κ	场衰减率	300
p	泵浦极化椭圆率	1
β	自发耦合因子	10^9
γ	电子密度衰减率	1 ns^{-1}
γ_a	线性二向色性	10 ns^{-1}
γ_p	线性双折射效应	60 ns^{-1}
γ_s	自旋弛豫率	120 ns^{-1}
k_{xinj}	x -PC的光注入强度	10 ns^{-1}
k_{yinj}	y -PC的光注入强度	10 ns^{-1}
$\Delta\omega$	频率失谐	$30 \times 10^9 \text{ rad/s}$

获得不同的 sinc 波形. 如图 3(a) 和图 3(b) 所示, 当 $j = 1$ 和 3 时, $\text{sinc}(t)_1$ 和 $\text{sinc}(t)_3$ 的时间轨迹是不同的, 它们的值以不同的分布状态介于 -1 和 1 之间. 图 3(c) 和图 3(d) 给出了来自 Spin-VCSEL 输出的第 1 束和第 3 束 x 偏振探测信号的时间轨迹. 可以看出, x 偏振探测信号时间轨迹呈混沌状态. 这两束 x 偏振探测信号被双极性 sinc 波形调制后的时间轨迹 ($S_{1x_1}(t)$ 和 $S_{1x_3}(t)$) 分别如图 3(e) 和图 3(f) 所示. 从图中可以发现, 它们的时间轨迹也呈混沌状态和飞秒量级的快速动态特征. 表明从天线发射的雷达探测信号的时间轨迹是混沌的, 具有快速动态特征, 以及满足时间和空间上的不相关性 (见方程 (12) 和方程 (13)). 为了方便讨论, 让 N 束 x 偏振雷达探测信号放置在一条水平线上. 这里以第 5 束 x 偏振混沌激光探测信号为例, 计算它们的时间自相关 (T_{Px}) 以及空间互相关 (R_{Px}), 计算结果如图 4 所示. 可以看出, T_{Px} 的最大值出现在 $t = 0$ 处. 除 $t = 0$ 外, T_{Px} 在其他时间上的值几乎都为 0. R_{Px} 的峰值出现在 $j = 5$ 处, 在除 5 之外的其他 j 值上都等于 0. 根据方程 (12) 和方程 (13), 图 5(a) 给出了 10 束 x 偏振雷达探测信号的相关函数 C_{RT_1} 的时空演变. 可以看出, 针对第 N 束 x 偏振雷达探测信号, C_{RT_1} 的最大值发生在 $t = 0$ 和 $j = N$ 处 ($N = 1, 2, 3, \dots, 10$, 以下相同). 图 5(b) 进一步给出了 10 束 x 偏振雷达探测信号与 10 束 x 偏振参考信号的相关函数 C_{RT_2} 的时空演变. 从图 5(b) 可以发现, 第 N 束 x 偏振雷达探测信号和第 N 束 x 偏振参考信号的相关性 C_{RT_2} 的最大值出现在 $t = 0$ 和 $j = N$ 处. 图 5 所示的结果表明, 在经过调制的 N 束 x 偏振雷达探测信号中, 两两之间具有时间和空间不相关的特性. 同时, 经过调制的 N 束 x 偏振雷达探测信号与其相应的参考信号也具有时空不相关特性. 下面, 利用它们的时空不相关性, 以复杂形状目标 T_1 中 12 个小区域目标为例, 讨论对它们的测距.

图 6 给出了复杂形状目标 T_1 中 12 个小区域的测距几何图. 为了方便讨论, T_1 中 12 个小区域被定义为 A_1 — A_{12} , 在每个小区域中, 测量 3—4 个目标点. 如图 6 所示, $A_1^{(\iota)}$ — $A_{12}^{(\iota)}$ ($\iota = 1, 2, 3$ 或 $1, 2, 3, 4$) 的位置矢量被依次设定为 $\mathbf{r}_{A_{1,1}^{(\iota)}} - \mathbf{r}_{A_{1,12}^{(\iota)}}$. 发射天线 ($TA_{1,1}$ — $TA_{1,10}$) 被排列成一条直线, 位置矢量依次设定为 $\mathbf{r}_{1,1}$ — $\mathbf{r}_{1,10}$, 具体如表 2 所列.

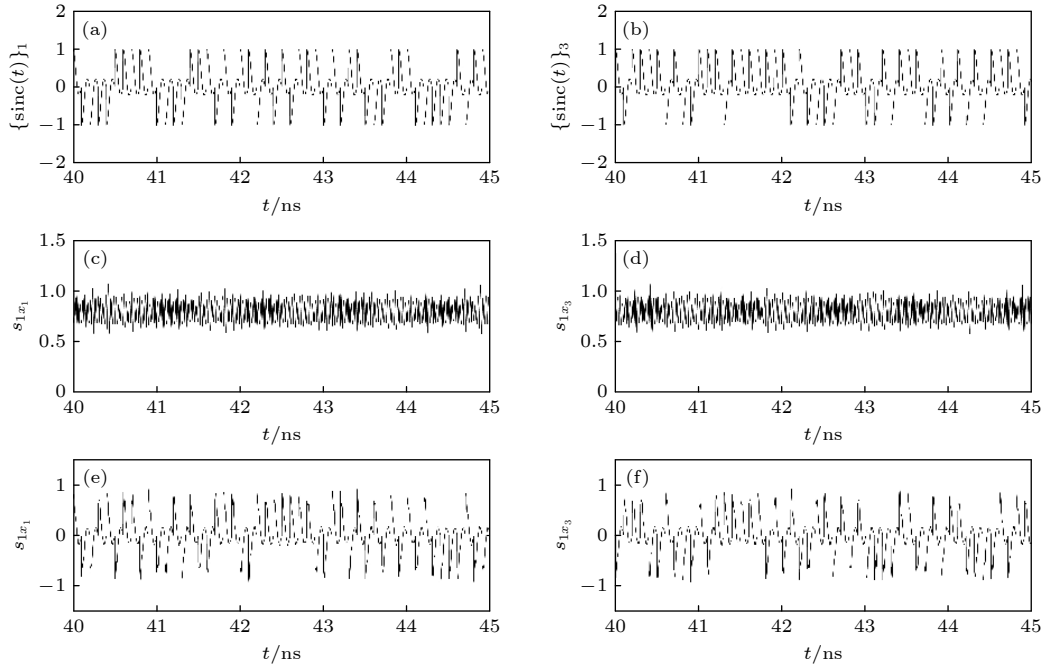


图 3 (a) 用于调制第 1 束 x 偏振探测信号的 sinc 波形的时间轨迹; (b) 用于调制第 3 束 x 偏振探测信号的 sinc 波形的时间轨迹; (c) 第 1 束 x 偏振探测信号 (s_{1x_1}) 的时间轨迹; (d) 第 3 束 x 偏振探测信号 (s_{1x_3}) 的时间轨迹; (e) 调制后的第 1 束 x 偏振雷达探测信号的时间轨迹; (f) 调制后的第 3 束 x 偏振雷达探测信号的时间轨迹

Fig. 3. (a) Temporal traces of the sinc waveform which are used to modulate the first beam of the x -polarization probe signal; (b) temporal traces of the sinc waveform which are used to the third beam of the x -polarization probe signal; (c) temporal traces of the first beam of the x -polarization probe signal (s_{1x_1}); (d) temporal traces of the third beam of the x -polarization probe signal (s_{1x_3}); (e) temporal traces of the modulated first beam of the x -polarization probe signal; (f) temporal traces of the modulated third beam of the x -polarization probe signal.

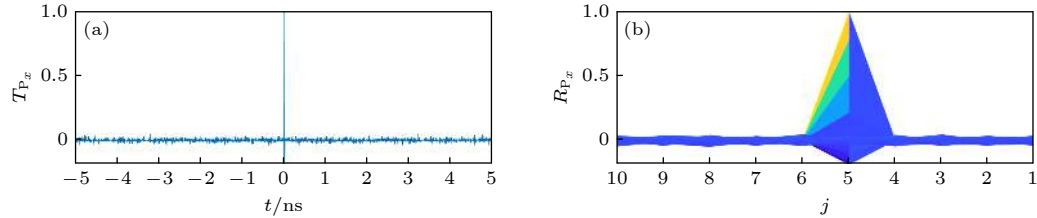


图 4 (a) 第 5 束 x 偏振雷达探测信号的时间自相关 (T_{px}); (b) 第 5 束 x 偏振雷达探测信号和数量为 10 束的 x 偏振雷达探测信号的空间互相关 (R_{px}), 变量 j 表示第 j 束 x 偏振雷达探测信号

Fig. 4. (a) Time autocorrelation (T_{px}) of the fifth beam of the x -polarization radar probe signal; (b) space autocorrelation (R_{px}) between the fifth beam of the x -polarization radar probe signal and ten beams of ones. Variable j denotes the j th x -polarization radar probe signal.

另外, 两相邻的发射天线之间的距离为 0.5 m. 这些发射天线发射的 10 束 x 偏振雷达探测信号依次用于探测目标 $A_1^{(l)}$ — $A_{12}^{(l)}$ 的距离. 为了验证对这些目标测距的可行性, 目标 $A_1^{(l)}$ — $A_{12}^{(l)}$ 的实际位置矢量分别假定为 $\mathbf{d}_{A_1^{(l)}}$ — $\mathbf{d}_{A_{12}^{(l)}}$, 具体表达式如表 3 所列. 为了进一步描述这些目标点 ($A_1^{(l)}$ — $A_{12}^{(l)}$) 的准确度, 引进相对误差 (relative error, RE) 如下:

$$RE_j^{(l)} = \frac{|\mathbf{d}_{A_j^{(l)}} - \bar{\mathbf{r}}_{A_j^{(l)}}|}{|\mathbf{d}_{A_j^{(l)}}|} \times 100\%, \quad (22)$$

其中, $j = 1, 2, 3, \dots, 12$.

表 2 发射天线 (TA_{1,1}—TA_{1,10}) 的位置矢量
Table 2. Position vectors of the transmitting antennas (TA_{1,1}—TA_{1,10}).

$\mathbf{r}_{1,j}$	位置矢量	$\mathbf{r}_{1,j}$	位置矢量
$\mathbf{r}_{1,1}$	$-5\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$	$\mathbf{r}_{1,6}$	$-2.5\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$
$\mathbf{r}_{1,2}$	$-4.5\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$	$\mathbf{r}_{1,7}$	$-2\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$
$\mathbf{r}_{1,3}$	$-4\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$	$\mathbf{r}_{1,8}$	$-1.5\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$
$\mathbf{r}_{1,4}$	$-3.5\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$	$\mathbf{r}_{1,9}$	$-1\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$
$\mathbf{r}_{1,5}$	$-3\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$	$\mathbf{r}_{1,10}$	$-0.5\mathbf{e}_x - 3\mathbf{e}_y$

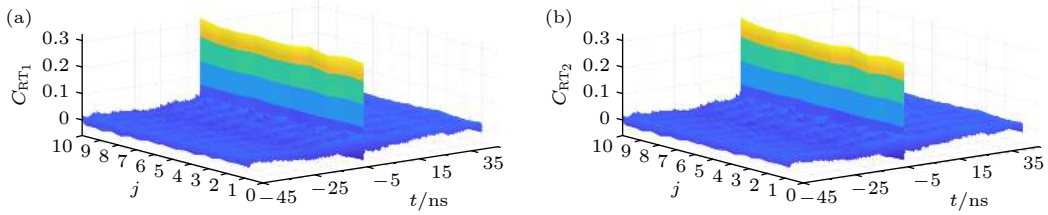


图 5 (a) 在 10 束 x 偏振雷达探测信号中, 两束之间的时空相关性 (C_{RT1}); (b) 10 束 x 偏振雷达探测信号与 10 束 x 偏振参考信号的时空相关性 (C_{RT2}); 这里, 变量 j 表示第 j 束 x 偏振雷达探测信号或第 j 束 x 偏振雷达参考信号

Fig. 5. (a) Time-space correlation C_{RT1} among ten beams of the x -polarization radar probe signals; (b) Time-space correlation C_{RT2} of ten beams of the x -polarization radar probe signals with ten beams of the x -polarization radar reference signal. Here, the variable j denotes the j th x -polarization radar probe signal or the j th x -polarization radar reference signal.

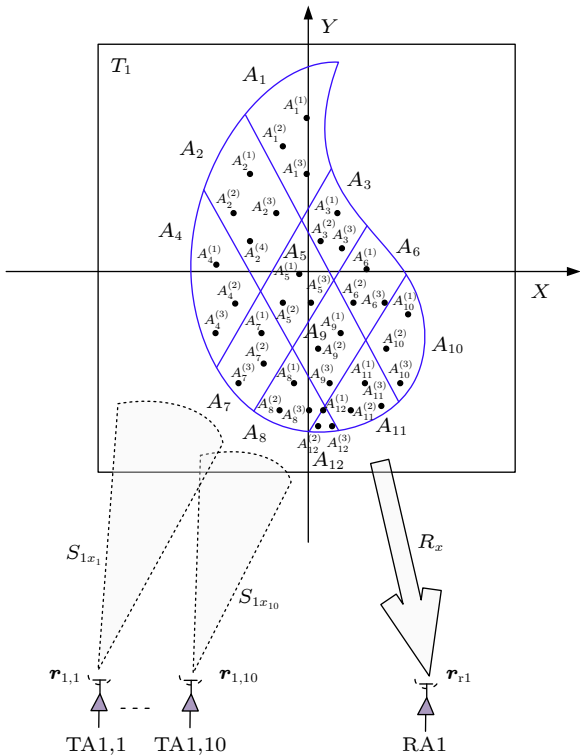


图 6 复杂形状目标 T_1 中 12 个小区域目标测距的几何图. $A_1—A_{12}$: 12 个小区域目标; $TA_{1,1}—TA_{1,10}$: 10 个发射天线; $\mathbf{r}_{1,1}—\mathbf{r}_{1,10}$: 发射天线 ($TA_{1,1}—TA_{1,10}$) 的位置矢量; RA_1 : 接收天线; $S_{1x_1}—S_{1x_{10}}$: 10 束 x 偏振雷达探测信号; R_x : 接收的雷达探测信号

Fig. 6. Geometry diagram of the ranging for twelve small areas in the complex-shape target T_1 . $A_1—A_{12}$, twelve small area targets; $TA_{1,1}—TA_{1,10}$, ten transmitting antennas; $\mathbf{r}_{1,1}—\mathbf{r}_{1,10}$, position vectors for the transmitting antennas ($TA_{1,1}—TA_{1,10}$); RA_1 , receiving antenna; $S_{1x_1}—S_{1x_{10}}$, ten beams of the x -polarization radar probe signals; R_x , received radar probe signals.

根据方程 (16) 给出的相关函数 CC_1 的最大期望值, 可以得到一组延迟时间 ($\tau_{1,1}—\tau_{1,10}$). 在此基础上, 使用方程 (17) 和方程 (18), 可以获得目标 T_1 中任意 1 个目标点的测量位置矢量的平均值. 下面以目标点 $A_2^{(1)}$ 为例, 讨论其测距过程. 当来

自天线 RA_1 接收的雷达探测信号 (包括来自 $TA_{1,1}—TA_{1,10}$ 发射天线的 10 束 x 偏振雷达探测信号) 用于探测目标 $A_2^{(1)}$ 时, 计算来自天线 RA_1 接收的雷达探测信号与 10 束 x 偏振参考信号的时空互相关 ($CC_{1,1}—CC_{1,10}$), 结果如图 7(b) 所示. 可以看出, 互相关的最大期望值依次位于 10 个不同的延迟时间处. 观察图 7(c) 可以得到 10 个延迟时间如下: $\tau_1 = 34.149$ ns; $\tau_2 = 32.770$ ns; $\tau_3 = 31.443$ ns; $\tau_4 = 30.182$ ns; $\tau_5 = 29.004$ ns; $\tau_6 = 27.932$ ns; $\tau_7 = 26.994$ ns; $\tau_8 = 26.222$ ns; $\tau_9 = 25.652$ ns; $\tau_{10} = 25.316$ ns. 基于这 10 个时间延迟, 使用方程 (17) 和方程 (18), 计算得到测量的目标点 $A_2^{(1)}$ 的平均位置矢量为 $\bar{\mathbf{r}}_{A_2^{(1)}} = -0.0999\mathbf{e}_x + 0.15\mathbf{e}_y$. 用同样的方法, 可以得到目标 T_1 中其他目标点测量的平均位置矢量, 结果列于表 3 中. 因此, 根据方程 (22), 可获得目标 T_1 中目标点 $A_1^{(l)}—A_{12}^{(l)}$ 的测距相对误差, 结果如表 3 所列. 从表 3 可以看出, 目标点 $A_1^{(l)}—A_{12}^{(l)}$ 的测距相对误差在 0% 和 0.94% 之间. 这些结果表明, 针对复杂形状目标的多区域的测距, 本文所提供的方案具有较小的相对误差 (小于 0.94%).

根据文献 [34], 相关峰的半极大处全宽 (full width at half maximum, FWHM) 通常用于描述测距分辨率 (ranging resolution, RR). 从图 7(d) 可以看出, 相关函数 $CC_{1,1}$ 的 FWHM 为 8/3 ps. 根据 $RR = (c \times \text{FWHM})/2$, 得到 RR 为 0.4 mm, 其中, c 为真空中的光速. 从图 7(c) 可以观察到: $CC_{1,1}—CC_{1,10}$ 的 FWHM 均为 8/3 ps. 这表明 10 束 x 偏振雷达探测信号对目标点 $A_2^{(1)}$ 的测距分辨率均能达到 0.4 mm. 用同样的计算方法, 可以得到目标 T_1 中的其他目标点的测距分辨率均为 0.4 mm. 为了观察一些关键参数 (如注入强度、自

表 3 目标 T_1 的每个小区域中 3—4 个目标点的实际位置矢量 ($\mathbf{d}_{A_j^{(l)}}$) 和测量的位置矢量 ($\bar{\mathbf{r}}_{A_j^{(l)}}$) 及它们的相对误差
 Table 3. Actual position vectors ($\mathbf{d}_{A_j^{(l)}}$) of 3—4 target points in each small area of target T_1 and the measured position vectors ($\bar{\mathbf{r}}_{A_j^{(l)}}$), as well as their relative errors.

小区域 A_j	目标点 $A_j^{(l)}$	$\mathbf{d}_{A_j^{(l)}}$	$\bar{\mathbf{r}}_{A_j^{(l)}}$	$RE_j^{(l)}$
A_1	$A_1^{(1)}$	$0 \mathbf{e}_x + 0.2 \mathbf{e}_y$	$-0.0001 \mathbf{e}_x + 0.2 \mathbf{e}_y$	0.04%
	$A_1^{(2)}$	$-0.05 \mathbf{e}_x + 0.17 \mathbf{e}_y$	$-0.0498 \mathbf{e}_x + 0.17 \mathbf{e}_y$	0.14%
	$A_1^{(3)}$	$0 \mathbf{e}_x + 0.15 \mathbf{e}_y$	$-0.0002 \mathbf{e}_x + 0.15 \mathbf{e}_y$	0.13%
A_2	$A_2^{(1)}$	$-0.1 \mathbf{e}_x + 0.15 \mathbf{e}_y$	$-0.0999 \mathbf{e}_x + 0.15 \mathbf{e}_y$	0.07%
	$A_2^{(2)}$	$-0.12 \mathbf{e}_x + 0.1 \mathbf{e}_y$	$-0.1199 \mathbf{e}_x + 0.1 \mathbf{e}_y$	0.05%
	$A_2^{(3)}$	$-0.05 \mathbf{e}_x + 0.1 \mathbf{e}_y$	$-0.0499 \mathbf{e}_x + 0.1001 \mathbf{e}_y$	0.09%
	$A_2^{(4)}$	$-0.1 \mathbf{e}_x + 0.03 \mathbf{e}_y$	$-0.1002 \mathbf{e}_x + 0.03 \mathbf{e}_y$	0.19%
A_3	$A_3^{(1)}$	$0.05 \mathbf{e}_x + 0.1 \mathbf{e}_y$	$0.0501 \mathbf{e}_x + 0.1 \mathbf{e}_y$	0.06%
	$A_3^{(2)}$	$0.02 \mathbf{e}_x + 0.03 \mathbf{e}_y$	$0.0197 \mathbf{e}_x + 0.03 \mathbf{e}_y$	0.88%
	$A_3^{(3)}$	$0.06 \mathbf{e}_x + 0.02 \mathbf{e}_y$	$0.0597 \mathbf{e}_x + 0.02 \mathbf{e}_y$	0.49%
A_4	$A_4^{(1)}$	$-0.16 \mathbf{e}_x - 0.01 \mathbf{e}_y$	$-0.1599 \mathbf{e}_x - 0.01 \mathbf{e}_y$	0.08%
	$A_4^{(2)}$	$-0.12 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	$-0.1197 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	0.21%
	$A_4^{(3)}$	$-0.16 \mathbf{e}_x - 0.1 \mathbf{e}_y$	$-0.1602 \mathbf{e}_x - 0.1 \mathbf{e}_y$	0.11%
A_5	$A_5^{(1)}$	$-0.02 \mathbf{e}_x + 0 \mathbf{e}_y$	$-0.0198 \mathbf{e}_x + 0 \mathbf{e}_y$	0.94%
	$A_5^{(2)}$	$-0.05 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	$-0.05 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	0
	$A_5^{(3)}$	$0 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	$0.0001 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	0.19%
A_6	$A_6^{(1)}$	$0.1 \mathbf{e}_x + 0 \mathbf{e}_y$	$0.1003 \mathbf{e}_x + 0 \mathbf{e}_y$	0.31%
	$A_6^{(2)}$	$0.08 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	$0.0796 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	0.4%
	$A_6^{(3)}$	$0.13 \mathbf{e}_x - 0.05 \mathbf{e}_y$	$0.1301 \mathbf{e}_x - 0.0 \mathbf{e}_y$	0.05%
A_7	$A_7^{(1)}$	$-0.08 \mathbf{e}_x - 0.1 \mathbf{e}_y$	$-0.0803 \mathbf{e}_x - 0.1 \mathbf{e}_y$	0.4%
	$A_7^{(2)}$	$-0.07 \mathbf{e}_x - 0.12 \mathbf{e}_y$	$-0.0705 \mathbf{e}_x - 0.12 \mathbf{e}_y$	0.38%
	$A_7^{(3)}$	$-0.12 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	$-0.1204 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	0.21%
A_8	$A_8^{(1)}$	$-0.03 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	$-0.0299 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	0.05%
	$A_8^{(2)}$	$-0.07 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	$-0.07 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	0
	$A_8^{(3)}$	$0 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	$0.0001 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	0.04%
A_9	$A_9^{(1)}$	$0.06 \mathbf{e}_x - 0.1 \mathbf{e}_y$	$0.0599 \mathbf{e}_x - 0.1 \mathbf{e}_y$	0.08%
	$A_9^{(2)}$	$0.02 \mathbf{e}_x - 0.12 \mathbf{e}_y$	$0.0203 \mathbf{e}_x - 0.12 \mathbf{e}_y$	0.24%
	$A_9^{(3)}$	$0.04 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	$0.0401 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	0.02%
A_{10}	$A_{10}^{(1)}$	$0.18 \mathbf{e}_x - 0.07 \mathbf{e}_y$	$0.18 \mathbf{e}_x - 0.0701 \mathbf{e}_y$	0.02%
	$A_{10}^{(2)}$	$0.13 \mathbf{e}_x - 0.12 \mathbf{e}_y$	$0.1297 \mathbf{e}_x - 0.12 \mathbf{e}_y$	0.18%
	$A_{10}^{(3)}$	$0.15 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	$0.1501 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	0.07%
A_{11}	$A_{11}^{(1)}$	$0.0 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	$0.0898 \mathbf{e}_x - 0.15 \mathbf{e}_y$	0.12%
	$A_{11}^{(2)}$	$0.06 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	$0.0598 \mathbf{e}_x - 0.25 \mathbf{e}_y$	0.07%
	$A_{11}^{(3)}$	$0.13 \mathbf{e}_x - 0.19 \mathbf{e}_y$	$0.1302 \mathbf{e}_x - 0.19 \mathbf{e}_y$	0.09%
A_{12}	$A_{12}^{(1)}$	$0.02 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	$0.0197 \mathbf{e}_x - 0.2 \mathbf{e}_y$	0.15%
	$A_{12}^{(2)}$	$0.03 \mathbf{e}_x - 0.22 \mathbf{e}_y$	$0.0297 \mathbf{e}_x - 0.22 \mathbf{e}_y$	0.16%
	$A_{12}^{(3)}$	$0.05 \mathbf{e}_x - 0.22 \mathbf{e}_y$	$0.0501 \mathbf{e}_x - 0.22 \mathbf{e}_y$	0.02%

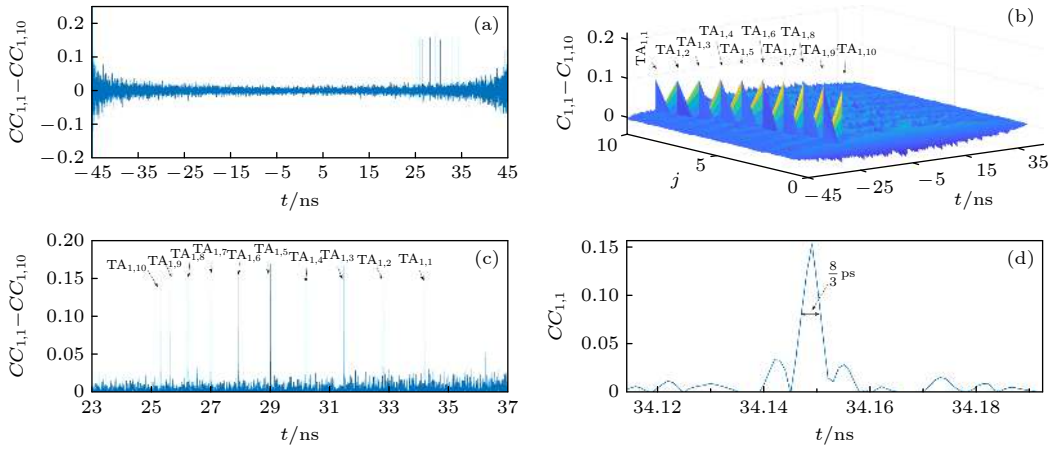


图 7 (a) 针对目标点 $A_2^{(1)}$, 从天线 RA_1 接收的雷达探测信号与 10 束 x 偏振参考信号的时间互相关; (b) 针对目标 $A_2^{(1)}$, 从接收天线 RA_1 接收的雷达探测信号与 10 束 x 偏振参考信号的时空互相关; (c) 图 (a) 的局部放大图; (d) 针对目标点 $A_2^{(1)}$, 从天线 RA_1 接收的雷达探测信号与第 1 束 x 偏振参考信号的互相关

Fig. 7. (a) For the target point- $A_2^{(1)}$, the time autocorrelations of the radar probe signals received by the antenna RA_1 with ten beams of the x -polarization radar probe signals; (b) for the target point- $A_2^{(1)}$, the space autocorrelations of the radar probe signals received by the antenna RA_1 with ten beams of the x -polarization radar probe signals; (c) local enlarged plot of panel (a); (d) for the target point- $A_2^{(1)}$, the time autocorrelation of the radar probe signals received by the antenna RA_1 with the first beam of the x -polarization radar probe signal.

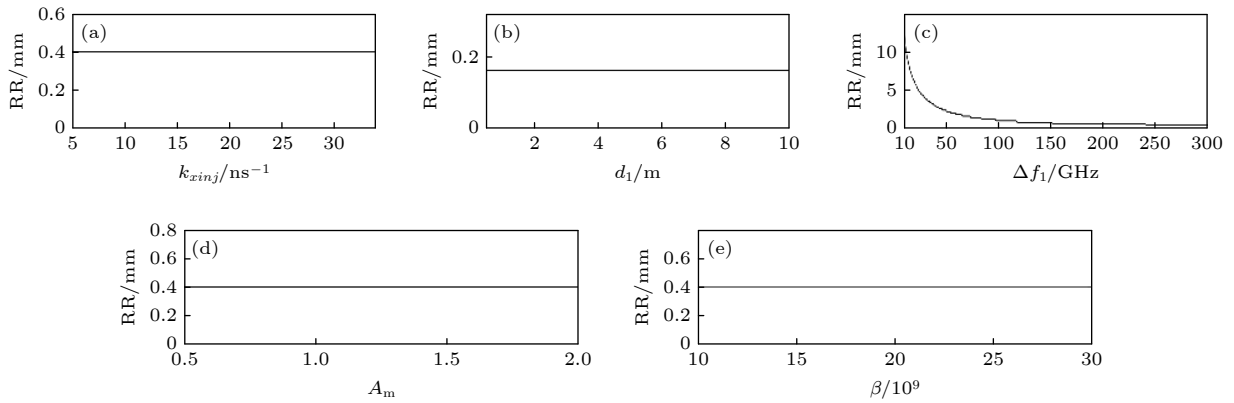


图 8 目标点 $A_2^{(1)}$ 的测距分辨率 (RR) 对一些关键系统参数的依赖关系 (a) RR 与注入强度 k_{xinj} 的依赖关系; (b) RR 与第一束 x 偏振雷达探测信号和目标点 $A_2^{(1)}$ 之间的距离 d_1 的依赖关系; (c) RR 与光电探测器 (PD₁₁ 和 PD₂₁) 带宽 Δf_1 的依赖关系; (d) RR 与 sinc 波形的振幅 A_m 的依赖关系; (e) RR 与自发辐射噪声强度 β 的依赖关系. 此外, $k_{xinj} = k_{yinj}$, 除上述讨论参数之外的其他参数值见表 1

Fig. 8. Dependences of the range resolutions (RR) for the target point- $A_2^{(1)}$ on some key system parameters: (a) Dependence of the RR on the injection strength k_{xinj} ; (b) dependence of the RR on the distance between the first beam of the x -polarization radar probe signal and the target point- $A_2^{(1)}$; (c) dependence of the RR on the bandwidths Δf_1 of the photo detectors (PD₁₁ and PD₂₁); (d) dependence of the RR on the amplitude of sinc waveform; (e) dependence of the RR on the spontaneous emission noise intensity β . Moreover, $k_{xinj} = k_{yinj}$, values of other parameters are shown in Tab. 1.

发辐射噪声强度、目标点与雷达探测信号源的距离、光电探测器的带宽、sinc 波形的振幅) 对测距分辨率的影响, 下面以目标 $A_2^{(1)}$ 为例来阐述它们的依赖关系. 图 8 给出了上述参数对目标点 $A_2^{(1)}$ 的测距分辨率的依赖关系. 这里, 参数 d_1 是第 1 束 x 偏振雷达探测信号源与目标点 $A_2^{(1)}$ 之间的距离. 由于这些雷达探测信号源被排列在水平线上, 且相互之

间的距离不发生改变, 因此, 当 d_1 在一定范围内变化时, 其他的 x 偏振雷达探测信号源与目标点 $A_2^{(1)}$ 之间的距离也发生相应的变化, 但它们之间的距离不发生变化. Δf_1 是光电探测器 PD₁₁ 和 PD₂₁ 的带宽. 从图 8 可以看出, 目标点 $A_2^{(1)}$ 的测距分辨率独立于注入强度、自发辐射噪声强度、目标点与探测信号的距离、sinc 波形的振幅. 当这些参数在一

定范围内变化时, 它们的范围分辨率始终保持 0.4 mm. 其他目标点的测距分辨率同样与这些参数无关, 且都为 0.4 mm. 然而, 目标点 $A_2^{(1)}$ 的测距分辨率严重依赖于光电探测器 (PD_{11} 和 PD_{21}) 的带宽. 如图 8(c) 所示, 当带宽 Δf_1 从 10 GHz 增大到 100 GHz 时, 测距分辨率从 11.8 mm 快速地减小到 1 mm. 当带宽 Δf_1 进一步从 100 GHz 增大到 250 GHz 时, 测距分辨率从 1 mm 慢慢地减小到 0.4 mm. 当带宽 Δf_1 在 250—300 GHz 之间变化时, 分辨率保持在 0.4 mm. 当其他光电探测器的带宽发生改变时, 与其相应的其他目标点的测距分辨率有相同的变化. 这些结果表明, 当光电探测器的带宽足够大时, 利用由双极性 sinc 波形调制的 x 偏振雷达探测信号对复杂形状目标的多区域测距分辨率可达到 0.4 mm. 它们具有出色的强抗噪声性能和稳定性. 另外计算了第一束 x 偏振雷达探测信号与目标 T_1 中的任意目标点之间的距离 d 对测距相对误差的影响, 结果如图 9 所示. 可以看出, 当 d 在 5.56—5.95 m 之间变化时, 目标 T_1 中任意目标点的测距相对误差 RE 在 0—0.94% 之间变化. 这说明 x 偏振雷达探测信号源与目标点的距离对测距相对误差有很小的影响.

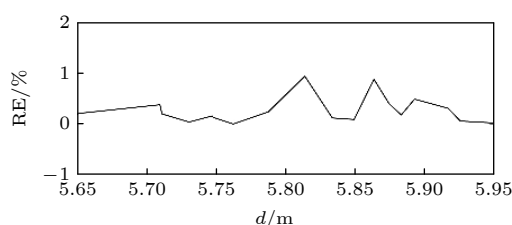


图 9 测距相对误差 RE 与目标 T_1 中任意目标点与第 1 束 x 偏振雷达探测信号源之间的距离 d 的依赖关系

Fig. 9. Dependence of the ranging relative error RE on the distance d between the arbitrary target point and the first beam of the x -polarization radar probe signal source.

需要特别注意的是, 由于 x 偏振和 y 偏振雷达探测信号对目标 T_1 和 T_2 分别独立测量, 并且测距原理相同, 因此, 在本文提出的方案中, y 偏振雷达探测信号对目标 T_2 的测距结果 (包括测距分辨率和测距相对误差) 与 x 偏振雷达探测信号对目标 T_1 的测距结果是几乎相同的. 另外, 本文提出的测距方案能够实现 0.4 mm 分辨率的关键现实条件是: 1) 需要具有飞秒量级快速动态的激光光源; 2) 需要用高质量自相关函数对激光器输出的

探测光波进行调制, 使其具有时空不相关特性; 3) 方案中涉及的相关光路中的光器件带宽要足够宽, 例如, 光电探测器的带宽约 100 GHz.

4 结 论

总之, 利用外部光注入的光泵浦自旋 VCSEL 产生的两个混沌偏振分量, 提出了对两个复杂形状目标中多区域精确测距的新颖方案. 在此方案中, 两个混沌偏振雷达探测信号被双极性 sinc 波形调制. 调制混沌偏振雷达探测信号具有时空不相关和飞秒量级的快速动态的独有特性. 利用这些特性, 通过观察混沌偏振探测信号及相应的参考信号之间互相关的最大期望值对应的时间位置, 获得来自多区域目标的延迟时间. 基于这些延迟时间, 复杂形状目标中多区域的位置矢量可以被精确测量. 研究表明, 多区域目标的测距相对误差很低, 小于 0.94%. 当光电探测器带宽足够大时, 它们的测距分辨率非常稳定, 可以达到 0.4 mm, 并且具有很强的抗噪声能力. 本文提出的多区域目标测距方案具有如下吸引人的优势: 具有稳定且高的测距分辨率、很强的抗噪声能力、非常低的相对误差. 这些特性能够迎合复杂形状目标中多区域位置矢量测量的需要.

参考文献

- [1] Brent S 2010 *Nat. Photonics* **4** 429
- [2] Li Q, Chen L, Li M, Shaw S, Nüchter A 2014 *IEEE Trans. Veh. Technol.* **63** 540
- [3] John M, Bradley T, Ryan I, Adriana R 2015 *2015 IEEE Games Entertainment Media Conference (GEM)* Toronto, Canada, October 14–16, 2015 p1
- [4] Zhou Y P, Li F J, Che C, Tan L J, Ran Q W, Yu S Y, Ma J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 148501 (in Chinese) [周彦平, 黎发军, 车驰, 谭立英, 冉启文, 于思源, 马晶 2014 *物理学报* **63** 148501]
- [5] Gao F, Nan H S, Huang B, Wang L, Li S C, Wang Y F, Liu J J, Yan Q, Song Y H, Hua D X 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 030701 (in Chinese) [高飞, 南恒帅, 黄波, 汪丽, 李仕春, 王玉峰, 刘晶晶, 闫庆, 宋跃辉, 华灯鑫 2018 *物理学报* **67** 030701]
- [6] Amann M C, Bosch T, Lescure M, Myllyla R, Rioux M 2001 *Opt. Eng.* **40** 10
- [7] Koichi K 1998 *US Patent* US5724124 A
- [8] Takeuchi N, Sugimoto N, Baba H, Sakurai K 1983 *Appl. Opt.* **22** 1382
- [9] Immoreev I I, Fedotov P G S D V 2002 *2002 IEEE Conference on Ultra Wideband Systems and Technologies (IEEE Cat. No.02 EX580)* Baltimore, USA, May 21–23, 2002 p201
- [10] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **10** 991
- [11] Wu W T, Liao Y H, Lin F Y 2010 *Opt. Express* **18** 26155

- [12] Cheng C H, Chen Y C, Lin F Y 2016 *IEEE Photonics J.* **8** 7800209
- [13] Lin F Y, Liu J M 2004 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **40** 815
- [14] Krishna M, Thomas B, Billy R, Shawn P, Ned C 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 1496
- [15] Lin F Y, Liu J M 2005 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **40** 1732
- [16] Wang L S, Guo Y Y, Li P, Zhao T, Wang Y Z, Wang A B 2017 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **29** 1723
- [17] Wang B J, Wang Y C, K L Q, W A B 2008 *Chin. Opt. Lett.* **6** 868
- [18] Zhang M J, Ji Y N, Zhang Y N, Wu Y, Xu H, Xu W P 2014 *IEEE Photonics J.* **6** 1
- [19] Wang B J, Xu H, Yang P, Liu L, Li J X 2015 *Entropy* **4** 2082
- [20] Xu H, Wang B J, Han H, Liu L, Li J X, Wang Y C, Wang A B 2015 *Int. J. Bifurcation Chaos* **25** 1530029
- [21] Yao T, Zhu D, Ben D, Pan S 2015 *Opt. Lett.* **40** 1631
- [22] Cheng C H, Chen C Y, Chen J D, Pan D K, Ting K T, Lin F Y 2018 *Opt. Express* **26** 12230
- [23] Zhong D Z, Xu G L, Luo W, Xiao Z Z 2017 *Opt. Express* **25** 21684
- [24] Zhong D Z, Xiao Z Z, Yang G Z, Zeng N, Yang H 2019 *Opt. Express* **27** 9857
- [25] Zhong D Z, Xu G L, Luo W, Xiao Z Z 2017 *Chin. Phys. B* **26** 261
- [26] Gerhardt N C, Hofmann M R 2012 *Adv. Opt. Technol* **2012** 61840Y
- [27] Wang B J, Zhao T, Wang H K 2012 *Chin. Opt. Lett.* **5** 2801
- [28] Zhong D Z, Luo W, Xu G L, Xiao Z Z 2017 *Opt. Express* **25** 21644
- [29] Li N Q, Susanto H, Cemlyn B, Henning I D, Adams M J 2017 *Opt. Lett.* **42** 3494
- [30] Susanto H, Schires K, Adams M J, Henning I D 2015 *Phys. Rev. A* **92** 2109
- [31] San M M, Feng Q, Moloney J V 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1728
- [32] Li N Q, Susanto H, Cemlyn B R, Henning I D, Adams M J 2017 *Phys. Rev. A* **96** 013840
- [33] Li D Z, Liu X, Qin Y L, Cheng Y Q, Wang H Q 2004 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **52** 2261
- [34] Wang B J 2012 *Ph. D. Dissertation* (Taiyuan: Taiyuan University of Technology) (in Chinese) [王冰洁 2012 博士学位论文 (太原: 太原理工大学)]

Precise ranging for the multi regions of two complex-shape targets by using two chaotic polarization components in the optically pumped spin vertical cavity surface emitting laser with optical injection*

Zhong Dong-Zhou[†] Zeng Neng Yang Hua Xu Zhe

(Intelligent Manufacturing Faculty, Wuyi University, Jiangmen 529020, China)

(Received 13 October 2020; revised manuscript received 6 November 2020)

Abstract

The ranging based on the chaotic lidar (CLR) generated by using the nonlinear dynamic of semiconductor with optical feedback or optical injection exhibits many advantages over the ranging using pulse lasers and CW lasers, such as low probability of intercept, strong anti-interference ability and low cost. Moreover, it has high resolution, benefiting from the broad bandwidth of the optical chaos. Finally, it is easily be generated and controlled due to the sensitivity of chaotic radar to laser parameters.

The resolution of the correlated chaotic lidar (CLR) ranging which has been reported in many literatures is largely limited by the bandwidth of the chaotic laser. An ultra-fast chaotic laser with large modulation bandwidth is required to further improve the ranging resolution. The recently proposed optically pumped spin-VCSEL has attractive features such as flexible spin control of lasing output, fast dynamics with femtosecond

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62075168), the Major Project of Basic Research and Applied Research for Natural Science of Guangdong Province, China (Grant No. 2017KZDX086), the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2020A1515011088), and the Special Project in Key Fields of the Higher Education Institutions of Guangdong Province (the NewGeneration of Communication Technology), China (Grant No. 2020zdzx3052).

[†] Corresponding author. E-mail: dream_yu2002@126.com

magnitude and large modulation bandwidth. The ultra-fast chaos radar wave emitted from the optically pumped spin-VCSEL with optical injection or optical feedback is expected to be used for improving the resolution and accuracy of target ranging. In addition, since the multi beams of CLR were utilized in the previous works, the number of ranging targets is limited to a small number of targets. The reported CLR ranging technology cannot completely detect the distance of different regions in the target, and it is not suitable for the accurate ranging of the whole area in the complex shape target. The detection waveform based on the correlation CLR has not been designed before the target ranging, which affects the further improvement of the resolution and accuracy of the target ranging. To overcome these problems, it is necessary to further explore the theoretical and physical mechanism of the CLR ranging for the multi-region in complex shape target, and explore the new scheme and method for its realization. Motivated by these, in this paper, based on the optically pumped spin vertical cavity surface emitting laser with optical injection, we present a novel scheme for the accurate ranging of the multi regions in two complex shape targets, using two chaotic polarization components modulated by the bipolar sinc waveform. Here, these two modulated chaotic polarization probe waveforms possess the attractive features of the uncorrelation in time and space, fast dynamic with femtosecond magnitude. Utilizing these features, the accurate ranging to the position vectors of the multi regions of two complex-shape targets can be achieved by correlating the multi beams of the time-delay reflected chaotic polarization probe waveforms with their corresponding reference waveforms. The further investigations show that the ranging to the multi-region small targets possesses the very low relative error that is less than 0.94%. If the bandwidths of the photodetectors are large enough, their range resolutions are achieved as high as 0.4 mm, and exhibit excellent strong anti-noise performance and strong stability. The multi area target ranging proposed in our scheme has the following attractive advantages: stable and high range resolution, strong anti-noise ability and very low relative error. These characteristics can meet the needs of the position vector ranging of the multi regions in complex shape targets.

Keywords: optically pumped spin vertical cavity surface emitting laser, chaotic polarization radar, ranging to multi-region

PACS: 42.65.Sf, 42.65.-k, 98.52.Cf, 42.68.Wt

DOI: [10.7498/aps.70.20201693](https://doi.org/10.7498/aps.70.20201693)