

基于二次强度调制的激光测距系统*

王菊 邵琦 于晋龙[†] 何可瑞 罗浩
马闯 蔡滋恒 郑紫月 蔡奔

(天津大学电气自动化与信息工程学院, 天津 300072)

(2023年6月16日收到; 2023年7月30日收到修改稿)

本文提出的二次强度调制测距系统可以实现绝对距离的测量, 其利用马赫曾德尔强度调制器代替二次偏振调制测距中的电光相位调制器, 通过对信号的光强进行二次调制来进行测距. 相比于二次偏振调制测距, 二次强度调制测距无需考虑测距系统中的偏振态问题, 简化了系统结构, 提高了系统的稳定性. 经过相关理论推导以及实验验证: 二次强度调制测距系统的输出光强与调制频率成余弦关系, 并且可以直接测量调制器到目标物体之间的绝对距离, 系统的频率稳定度、相对测距精度皆达到 10^{-7} 量级. 本文提出的测距系统量程达到 100 m, 相对测距精度稳定在 10^{-7} 量级. 采用摇摆法快速测距, 避免了直接扫频寻找光强极小值点对应的频率, 数据刷新率达到 2 kHz. 二次强度调制测距系统测距速度快, 同时兼顾了较大的量程与较好的测距精度, 系统结构简单, 易于搭建, 具有广阔的应用前景.

关键词: 激光测距, 变频测距, 二次强度调制

PACS: 06.30.Bp, 07.60.-j, 42.79.Hp

DOI: 10.7498/aps.72.20230997

1 引言

近年来, 高精度、大量程的快速测距在大型设备制造、精密仪器装配、航空航天、军事国防等科学工程领域的应用愈加广泛. 在我国的火星探测工程中, 祝融号火星车成功软着陆火星地表后, 需要其相对定位精度在距离 10 m 左右时优于 3%^[1]; 在大型客机的生产制造过程中, 各个部位工件加工精度与定位精度都需要达到毫米量级^[2]; 在载人空间站的交会对接中, 目标相对测距机高速移动, 不仅需要高精度的绝对距离测量(毫米量级), 还需要足够的测距速率(3 Hz)以保证实时有效的跟踪控制^[3].

目前, 绝对距离激光测距技术分为相干测量和非相干测量两大类. 相干测量以基于飞秒光频率梳

的干涉测距为研究热点^[4-10], 它在大量程的高精度测量中具有很大的应用潜力, 但由于飞秒光频率梳的高昂成本, 尚不能广泛应用于工业测量. 此外, 激光干涉也被应用在引力波探测中, 并取得了巨大的成功. 当引力波经过干涉仪的测量臂时, 通过干涉激光相位变化推导出测试质量间的距离变化, 从而反演得到引力波信息. 欧洲航天局 (ESA) 和美国航空航天局 (NASA) 合作的引力波探测计划 LISA, 通过利用空间卫星构建空间激光干涉仪, 可以测量百万公里量级的皮米级距离变化^[11]. 国内的太极计划和天琴计划也将激光干涉技术应用于引力波探测, 并分别于 2019 年 8 月和 2019 年 12 月发射了实验验证卫星. 经过实验测试, 他们构建的空间激光干涉仪也都可以实现皮米量级的超高精度距离测量^[12,13]. 非相干测量中常用的技术手段包括脉冲测距法^[14-16]、微波相位测距法^[17-19]. 脉冲测距法

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 62005194) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yujinlong@tju.edu.cn

通过测量激光往返待测路径的飞行时间来测得往返距离, 现阶段该方法主要用于超长距离测距, 测距精度一般在毫米甚至厘米量级^[16]. 微波相位法测距是对测量光进行正弦调制, 通过比较激光往返待测距离的相位变化获取距离信息. 微波相位法测距是一种比较成熟的测距方案, 在几十厘米至几百米的测距范围内测距精度可以达到毫米甚至亚毫米量级^[17,18], 并且可以实现 0.03 s/次^[19] 的测距速度. 但要想进一步提升测距性能, 还需要进一步优化系统的鉴相模块.

二次偏振调制测距结合了相位法和干涉法的测距优点, 利用相位调制器对光信号进行两次偏振调制, 再经由干涉解调, 最终通过输出信号的相邻光强极值点对应的调制频率变化获取距离信息. 黑克非^[20]、肖洋^[21]、高书苑等^[22,23] 都曾先后进行过相关研究, 并取得了一定的研究成果; 2022年, 高超等^[24] 尝试的波导式相位调制器测距系统, 利用光纤延时线测量得到的测距误差为 0.39 mm. 二次偏振调制测距方法由传统的对时间、相位的测量转变为对光强的测量, 同时兼顾了较大的量程与较好的测距精度, 在工业领域中有很大的应用潜力. 但为了实现光的偏振调制, 需要用到偏振分光棱镜 (PBS) 进行起偏, 测量过程中偏振态的扰动也会在调制时引入额外的噪声, 影响测试精度. 此外, 测距过程中还需要在目标物体之前放置 1/4 波片或者法拉第旋光镜进行偏振态的调整, 这使得系统的复杂度增加, 限制了应用场景.

二次强度调制测距系统利用马赫曾德尔强度调制器代替二次偏振调制测距系统中的相位调制器, 与二次偏振调制测距一样, 二次强度调制测距也是通过解调后的光强反演得出距离信息, 理论上可以达到和二次偏振调制相同的测距效果. 而相比二次偏振调制测距, 二次强度调制测距通过对光的强度调制代替偏振调制, 激光器输出的光信号不用 PBS 进行起偏, 可以直接输入到强度调制器中进行调制, 两次调制间的光信号也无需进行偏振态的调整. 整个系统的结构可得到充分简化, 能适应更多不同的测量场景, 更有利于后续的工业化设计.

本文对二次强度调制测距原理进行了理论分析, 推导证明了系统输出光强度和调制频率满足余弦函数关系, 并进行了实验验证. 实验结果表明: 二次强度调制测距系统可以实现调制器到目标物体之间的绝对距离测量, 系统的频率稳定度以及相

对测距精度都在 10^{-7} 量级, 测距量程达到 100 m. 此外, 本文提出通过摇摆法间接找寻光强极小值点对应的频率, 不仅提高了测距数据刷新率 (2 kHz), 还降低了噪声的影响.

2 二次强度调制测距系统

2.1 测距原理

图 1 是本文提出的二次强度调制测距原理图, 激光器输出信号由环形器 1 端口输入, 2 端口输出进入马赫-曾德尔强度调制器, 假设激光的光场强度为 E_0 , 频率为 ω_0 , 初始相位为 ϕ_0 , 则进入调制器的光信号可表示为

$$E_{in} = E_0 \exp[j(\omega_0 t + \phi_0)]. \quad (1)$$

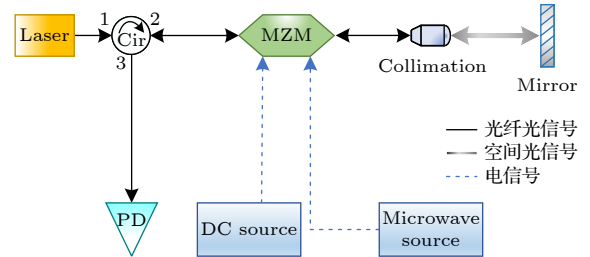


图 1 二次强度调制原理示意图 (Cir, 环形器; MZM, 马赫曾德尔调制器; PD, 光电探测器)

Fig. 1. Schematic diagram of double intensity modulation (Cir, circulator; MZM, Mach-Zehnder modulator; PD, photo detector).

马赫-曾德尔强度调制器的调制原理是将输入光分为振幅、相位相等的两束光. 通过对其中一束光施加外部电场进行相位调制, 使上下两束光信号产生相位差. 两束光在输出端干涉叠加时的光强会随着两束光信号的相位差改变, 从而实现外部电场对光信号的强度调制^[25]. 定义调制器的半波电压参数为 V_π , 表示两路信号相位差为 π 时引入的外电场. 则当外部电场的直流电压为 V_{dc} , 射频部分为 $V_{ac} \cos(\omega_{ac} t)$ 时, 经过马赫-曾德尔调制器后的输出光信号可表示为^[26]

$$E_1 = \frac{E_0}{2} \exp[j(\omega_0 t + \phi_0)] [\exp(j\varphi_1) + 1], \quad (2)$$

$$\varphi_1 = \varphi_{bias} + m \cos(\omega_{ac} t), \quad (3)$$

式中, $\varphi_{bias} = \pi V_{dc} / V_\pi$ 表示调制器的外部直流偏置, $m = \pi V_{ac} / V_\pi$ 表示调制器的调制深度.

调制器第一次调制后的光信号经过一段待测

距离后到达反射镜反射, 光信号沿原路返回, 返回的光信号再次经过调制器进行第 2 次调制:

$$E_2 = \frac{E_0}{4} \exp[j(\omega_0 t + \phi_0)] [\exp(j\varphi_1) + 1] \times [\exp(j\varphi_2) + 1], \quad (4)$$

$$\varphi_2 = \varphi_{\text{bias}} + m' \cos[\omega_{\text{ac}}(t + \Delta t)]. \quad (5)$$

第 2 次调制时, 由于光信号从调制器的输出端进入, 调制器的调制深度与第 1 次有所不同 [27]: $m' = \frac{\pi V_{\text{ac}}}{V_{\pi}}$, $V_{\pi}' = V_{\pi} \frac{\omega_{\text{ac}} \tau}{\sin(\omega_{\text{ac}} \tau)}$, 其中 τ 为马赫-曾德尔强度调制器中信号的渡越时间.

可得信号光强为

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= E_2 \cdot E_2^* \\ &= \frac{E_0^2}{16} \exp[j(\omega_0 t + \phi_0)] [\exp(j\varphi_1) + 1] [\exp(j\varphi_2) + 1] \\ &\quad \times \exp[j(-\omega_0 t - \phi_0)] [\exp(-j\varphi_1) + 1] \\ &\quad \times [\exp(-j\varphi_2) + 1] \\ &= \frac{E_0^2}{16} [2\cos(\varphi_1 + \varphi_2) + 2\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \\ &\quad + 4\cos(\varphi_1) + 4\cos(\varphi_2) + 4] \\ &= \frac{E_0^2}{4} [\cos(\varphi_1)\cos(\varphi_2) + \cos(\varphi_1) + \cos(\varphi_2) + 1]. \quad (6) \end{aligned}$$

马赫-曾德尔强度调制器根据不同的直流偏置, 会在不同状态工作, 图 2 为调制器在不同直流偏置下的传输曲线, 其中有 3 种典型的工作状态: 最大输出点、最小输出点和正交传输点. 在本实验中, 调节直流偏置电压 $V_{\text{dc}} = 3V_{\pi}/2$, 使其工作在斜率为正的正交传输点, 此时理论上调制器的输出光信号功率 P_1 的变化频率等于调制的射频信号 U_{ac} 的频率, 推导如下:

$$\begin{aligned} \cos(\varphi_1) &= \cos\left[\frac{3\pi}{2} + m\cos(\omega_{\text{ac}}t)\right] = \sin[m\cos(\omega_{\text{ac}}t)] \\ &= -2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(m) \cos[(2n-1)\omega_{\text{ac}}t]. \quad (7) \end{aligned}$$

图 3 为 $J_{2n-1}(m)$ 表示的第一类贝塞尔函数, 实验中选取的强度调制器的半波电压 V_{π} 为 6 V, 射频信号幅度 V_{ac} 为 600 mV, 调制深度 m 约为 0.31, 此时贝塞尔函数一阶项系数为 0.15, 三阶项系数为 0.0006. 贝塞尔函数三阶及以上的高阶项远小于一阶项, 因此可以忽略:

$$\cos(\varphi_1) = 2J_1(m)\cos(\omega_{\text{ac}}t). \quad (8)$$

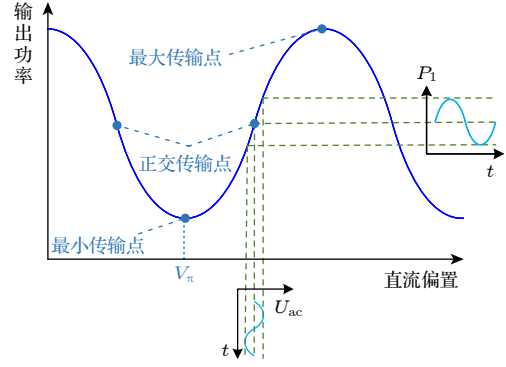


图 2 马赫-曾德尔调制器传输曲线

Fig. 2. Transmission curve of Mach-Zehnder modulator.

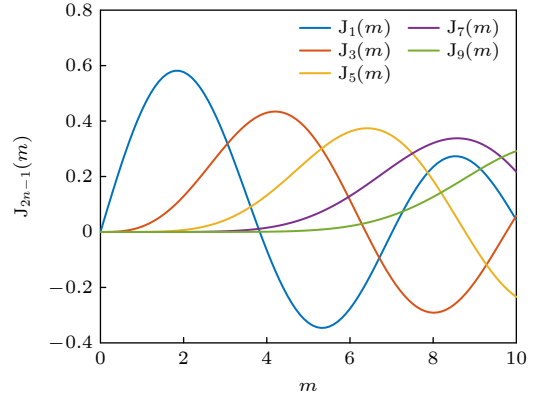


图 3 第一类贝塞尔函数

Fig. 3. Bessel function of the first kind.

同样, 可以得到:

$$\cos(\varphi_2) = 2J_1(m')\cos[\omega_{\text{ac}}(t + \Delta t)]. \quad (9)$$

将 (8) 式与 (9) 式代入 (6) 式可得:

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= E_0^2 \{ 4J_1(m)\cos(\omega_{\text{ac}}t)J_1(m')\cos[\omega_{\text{ac}}(t + \Delta t)] \\ &\quad + 2J_1(m)\cos(\omega_{\text{ac}}t) \\ &\quad + 2J_1(m')\cos[\omega_{\text{ac}}(t + \Delta t)] + 1 \} / 4 \\ &= E_0^2 \{ 2J_1(m)J_1(m')\cos(\omega_{\text{ac}}\Delta t) \\ &\quad + 2J_1(m)J_1(m')\cos[\omega_{\text{ac}}(2t + \Delta t)] \\ &\quad + 2J_1(m)\cos(\omega_{\text{ac}}t) \\ &\quad + 2J_1(m')\cos[\omega_{\text{ac}}(t + \Delta t)] + 1 \} / 4. \quad (10) \end{aligned}$$

两次调制后的光信号再次经过环形器, 由 2 端口输入, 3 端口输出进入光电探测器 (PD) 进行光电转换. 当待测距离固定时, 探测光的往返时间 Δt 是固定不变的, 包含 $\cos(\omega_{\text{ac}}\Delta t)$ 的部分为直流分量, 而包含 $\cos(\omega_{\text{ac}}t)$, $\cos(2\omega_{\text{ac}}t)$ 的部分为交流分量. 由于 PD 的响应带宽远小于调制信号的频率, 因此信

号中除了直流分量以外, 其他交流分量都被滤除, 最终探测的信号光强 P_{out} 为

$$P_{out} = \frac{E_0^2}{4} [1 + 2J_1(m)J_1(m')\cos(\omega_{ac}\Delta t)]. \quad (11)$$

2.2 连续扫频测距

(11) 式表示 PD 探测光强与调制信号角频率 ω_{ac} 以及信号飞行时间 Δt 的乘积满足余弦函数关系. Δt 可用待测距离 D 、真空中光速 c 以及空气的等效折射率 n 表示为

$$\Delta t = \frac{2Dn}{c}. \quad (12)$$

将其代入 (11) 式, 并将角频率 ω_{ac} 替换为 $2\pi f_{ac}$:

$$P_{out} = \frac{E_0^2}{4} \left[1 + 2J_1(m)J_1(m')\cos\left(\frac{4\pi f_{ac}Dn}{c}\right) \right]. \quad (13)$$

(13) 式表明, 当待测距离 D 确定, 在 $J_1(m)$ 和 $J_1(m')$ 不变的前提下, PD 探测到的光功率随着 f_{ac} 的变化呈余弦变化. 通过连续扫频的方法, 找到相邻的两个光强极小值点对应的频率 f_1, f_2 , 分别对应余弦曲线的 $(2N-1)\pi, (2N+1)\pi$, 则有:

$$\frac{4\pi f_1 Dn}{c} = (2N-1)\pi, \quad (14)$$

$$\frac{4\pi f_2 Dn}{c} = (2N+1)\pi. \quad (15)$$

联立两个方程可以得到待测距离 D 的表达式:

$$D = (2N-1) \frac{c}{4nf_1} = \left[\frac{2f_1}{f_2 - f_1} \right] \frac{c}{4nf_1}, \quad (16)$$

式中 $[\cdot]$ 表示取整运算. 通过连续扫频测距方法, 只需找到相邻两个光强极小值点对应的频率 f_1 和 f_2 即可求出最终的待测距离, 无需考虑传统相位法测距中模糊距离的限制.

3 实验系统搭建

3.1 测距系统可行性分析

根据上述二次强度调制的实验原理, 搭建实验测距装置如图 4 所示. 光学结构部分由激光器, 环形器 (Cir, 中心波长 1550 nm, 插入损耗 0.7 dB), 可调光衰减器 (VOA, 衰减范围 0.8—60 dB), 准直镜 (中心波长 1550 nm, 出射损耗 0.5 dB) 和反射镜 (插入损耗 0.6 dB) 构成. 激光器使用半导体激光器, 中心波长为 1550 nm, 为应对远距离测量要求, 其输出功率为 14 dBm. 因为最后需要根据光强信号得出距离信息, 因此激光器的输出功率要尽可能的稳定, 激光器的短期功率波动小于 0.01 dB. 激光器产生的光信号由环形器 1 端口输入, 2 端口输出进入到马赫-曾德尔调制器进行第 1 次调制, 直流电压源提供调制器的直流偏置, 射频源提供调制器的交流驱动. 调制器输出的光信号经过准直镜结构进入测量空间并经过一段距离后被反射镜反射沿原路返回, 再次进入调制器进行第 2 次调制. 两次调制后的信号由环形器 2 端口输入, 3 端口输出, 最后经由可调光衰减器进行功率调整. 光接收系统由光电探测器 (PD, 可承受光功率 18 μ W, 响应度 0.9 A/W) 和模数转换 (A/D, 转换位数 16 bit) 组成. PD 先将光信号转换为模拟电信号, A/D 再将模拟电信号转换为数字信号. 控制与处理系统包括电脑接收处理 A/D 转换后的数据以及利用 STM32 微处理器控制射频源的射频输出两部分. 实验开始时需要保证调制器工作在正交传输点, 设置方式是改变直流偏置电压, 确定调制器输出的最大功率. 在最大功率的基础上, 再次改变直流偏置电压, 最大功率减 3 dB 就是调制器工作在正交传

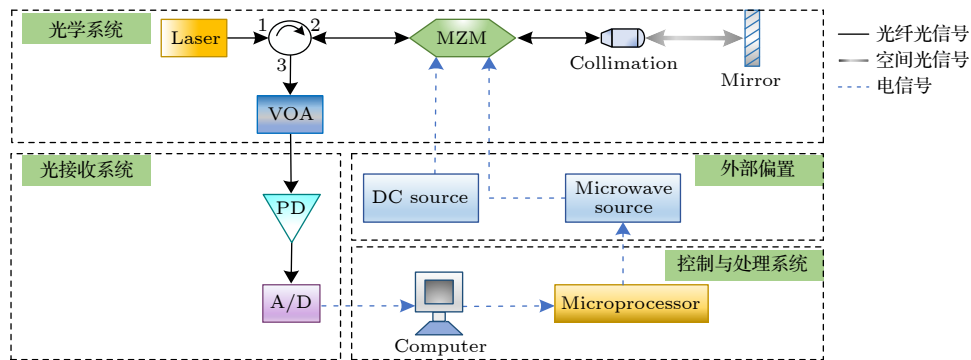


图 4 二次强度调制测距实验结构图 (Cir, 环形器; MZM, 马赫-曾德尔调制器; VOA, 可调光衰减; PD, 光电探测器; A/D, 模数转换)

Fig. 4. Experimental structure diagram of double intensity modulation ranging (Cir, circulator; MZM, Mach-Zehnder modulator; VOA, variable optical attenuator; PD, photo detector; A/D, analog to digital converter).

输点时的输出. 根据 (16) 式可知, 待测距离 D 还与空气的等效折射率 n 有关, 空气扰动会直接影响测量精度, 因此要求外界环境的温度、湿度以及大气压强等要尽可能的稳定. 为了减少由于空气扰动造成的误差, 实验测试时使用玻璃罩对系统的光学结构部分进行封闭.

系统搭建完成后, 对系统的测距可行性进行实验验证, 控制射频源以 100 kHz 为步进, 进行 100—400 MHz 范围内的扫频, 再由电脑对 AD 转换的数字信号进行分析处理. 根据 AD 转换器测量得到的光强信息绘制扫频曲线如图 5 所示, PD 的输出电压与调制频率满足三角函数关系, 这与 (13) 式的推导一致.

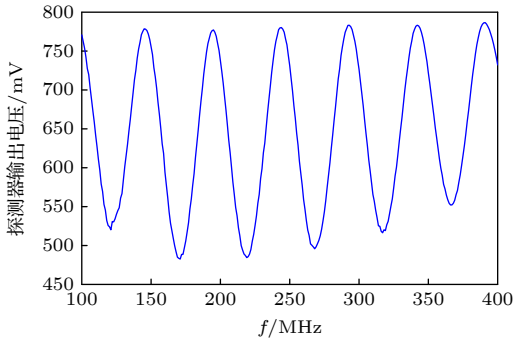


图 5 实验扫频曲线
Fig. 5. Experimental sweep curve.

3.2 摇摆法快速测距

根据 (16) 式可知, 二次强度调制测距的关键是找到两个相邻的光强极小值点对应的频率. 如果利用直接测量的方法寻找, 需要从某个频率点开始

进行多次频率扫描, 极大地延长了测距时间. 为了尽可能地缩短测距时间, 提高数据刷新率, 本文提出利用摇摆法进行快速测距.

根据 (13) 式以及图 5 可知, 探测光强和调制频率成余弦关系. 测量时选取中心频率 f 和偏移频率 Δf , 由于余弦函数的对称性, 可以根据调制频率分别为 $f + \Delta f$ 和 $f - \Delta f$ 的系统输出来判断中心频率 f 的位置. 具体用频率为 $f + \Delta f$ 时的系统输出减去频率为 $f - \Delta f$ 时的系统输出, 这个差值记作摇摆差值 ΔU , 则当中心频率 f 位于不同位置时 ΔU 的变化情况如图 6 所示. ΔU 的表达式为

$$\begin{aligned} \Delta U &= \frac{E_0^2}{4} \left\{ 1 + 2J_1(m)J_1(m')\cos\left[\frac{4\pi(f + \Delta f)Dn}{c}\right] \right\} \\ &\quad - \frac{E_0^2}{4} \left\{ 1 + 2J_1(m)J_1(m')\cos\left[\frac{4\pi(f - \Delta f)Dn}{c}\right] \right\} \\ &= -E_0^2 J_1(m)J_1(m') \sin\left(\frac{4\pi\Delta f Dn}{c}\right) \sin\left(\frac{4\pi f Dn}{c}\right). \end{aligned} \quad (17)$$

根据上述摇摆差值的计算方法, 当偏移频率 Δf 固定, 摇摆差值 ΔU 与中心频率 f 满足正弦函数关系. 随着中心频率 f 从扫频曲线极小值点的左侧移动到右侧, 摇摆差值 ΔU 的值从小于 0 变化到大于 0, 具体关系曲线如图 7(a) 所示, 扫频曲线的极小值点对应的调制频率 f_0 就是摇摆差值曲线的零点对应的调制频率. 图 7(a) 的摇摆差值曲线是一个正弦曲线, 在其零点附近局部放大, 可以近似为一条直线 (如图 7(b) 所示), 选取中心频率 f_1 与 f_2 分别位于摇摆差值曲线零点对应调制频率 f_0 的

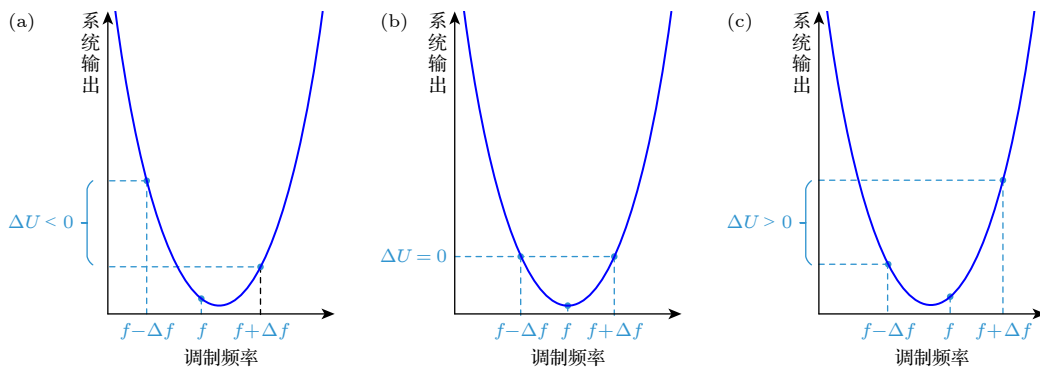


图 6 不同位置下 f 与 ΔU 的关系 (a) f 在光强极小值点对应频率的左侧; (b) f 为光强极小值点对应的频率; (c) f 在光强极小值点对应频率的右侧

Fig. 6. Relationship between f and ΔU at different positions: (a) f is on the left side of the frequency corresponding to the light intensity minimum point; (b) f is the frequency corresponding to the minimum point of light intensity; (c) f is on the right side of the frequency corresponding to the light intensity minimum point.

左右两侧, 相应的摇摆差值 ΔU_1 小于 0, ΔU_2 大于 0. 通过 $f_1, f_2, \Delta U_1$ 以及 ΔU_2 的大小, 就可以拟合得到摇摆差值曲线零点对应的调制频率 f_0 的具体数值:

$$\frac{f_0 - f_1}{f_2 - f_0} = \frac{0 - \Delta U_1}{\Delta U_2 - 0}, \quad (18)$$

$$f_0 = f_1 + \frac{f_2 - f_1}{1 - \frac{\Delta U_2}{\Delta U_1}}. \quad (19)$$

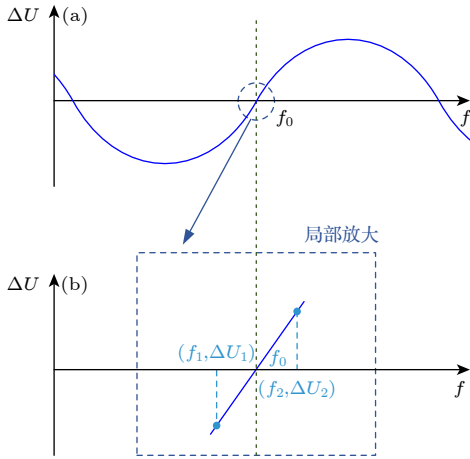


图 7 摇摆差值曲线及其零点局部放大 (a) 摇摆差值曲线; (b) 摇摆差值零点局部放大

Fig. 7. Swing difference curve and local amplification at zero point: (a) Swing difference curve; (b) partial amplification of zero point of swing difference.

根据 (19) 式可知, 找到摇摆差值曲线零点对应频率两侧的两个频率值, 再测量其相应的摇摆差值, 即可得到扫频曲线极小值点对应的调制频率. 具体方法: 设置合适的扫频间隔, 根据 ΔU 的正负判断当前频率与摇摆差值曲线零点对应频率的相对位置, 最终找到 4 组频率, 确保它们包括两个相邻的摇摆差值曲线零点对应频率. 通过这 4 组频率及其摇摆差值计算得到扫频曲线连续两个光强极小值点对应的频率, 将这两个频率值代入 (16) 式即可求出待测距离. 扫频间隔的设置有两点原则, 一是要尽可能的大, 以减少扫频次数; 二是待测距离大致确定时, 摇摆差值曲线的周期也就大致确定, 要使扫频间隔小于摇摆差值曲线周期的一半, 确保每次扫频时不会漏掉摇摆差值曲线的零点.

相比于通过直接测量的方式找寻光强极小值点对应的频率, 摇摆法所需要的跳频次数明显减少, 这无疑极大地减少了测距时间. 在当前的实验

条件下, 通过摇摆法快速测距, 最高可以实现 2 kHz 的数据刷新率. 除了快速测距, 摇摆法的另一个优势是把光强极小值点的系统输出测量转变为对光强极小值点附近的输出测量. 而相比于系统在光强极小值点时的输出, 附近点的输出响应更大, 受噪声的影响相对更小.

4 分析及讨论

4.1 绝对距离测量分析

由上述分析可知, 根据系统的扫频曲线, 结合摇摆法, 可以实现调制器到待测目标之间的绝对距离测量. 为了验证绝对距离测量的测距精度及其影响因素, 实验选取待测距离 2.73 m, 对这段距离重复测量 100 次, 得到的 100 组数据整合为图 8 所示的折线.

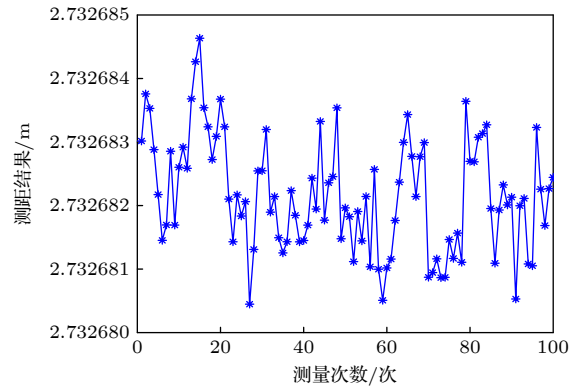


图 8 系统测距结果

Fig. 8. Distance measurement results of the system.

根据图 8 的测距结果可知: 100 次重复测距的结果均稳定在 2.73 m, 且波动不超过 5 μm . 对这些数据进一步进行分析计算, 得到距离结果的标准差为 1 μm , 系统的相对测距精度为 3.66×10^{-7} .

根据 (16) 式, 测距结果与相邻光强极小值点对应的频率值有关, 因此频率的稳定与否决定了系统的测距能力. 为了进一步探究频率稳定度与测距精度的关系, (16) 式对频率求导得

$$D = \left\{ \left[\frac{2f_1}{f_2 - f_1} \right] \frac{c}{4nf_1} \right\}' \\ = - \left[\frac{2f_1}{f_2 - f_1} \right] \frac{c}{4nf_1^2} \Delta f_1. \quad (20)$$

将 (16) 式代入 (20) 式得:

$$\Delta D = -\frac{D}{f_1} \Delta f_1, \quad (21)$$

$$\frac{\Delta D}{D} = -\frac{\Delta f_1}{f_1}. \quad (22)$$

可以发现,系统相对测距精度的大小等于第一个频率极值点 f_1 的相对稳定度大小. 为了进一步验证它们的关系,实验进行 3 组重复距离测试,每组进行 30 次扫频测距,根据扫频曲线算出两个相邻光强极小值点对应的频率值. 分析第一个频率极值点 f_1 的平均值与标准差,得到的实验结果见表 1.

根据表 1 的结果可以发现, f_1 的相对稳定度在 10^{-7} 量级,与测试得到的相对测距精度大致相等,这与理论分析相一致. 说明二次强度调制测距系统可以实现绝对距离的测量,相对测距精度与频率的相对稳定度有关,可以达到 10^{-7} 量级.

表 1 f_1 的相对稳定度
Table 1. Relative stability of f_1 .

Group	Average of f_1 /Hz	Standard deviation of f_1 /Hz	Relative accuracy/ 10^{-7}
I	8965550359	2737	3.05
II	8965546127	2760	3.07
III	8965538910	3736	4.17

4.2 测距量程分析

(16) 式也可写成如下形式:

$$D = \left[\frac{2f_1}{f_2 - f_1} \right] \frac{c}{4nf_1} \approx \frac{2f_1}{f_2 - f_1} \times \frac{c}{4nf_1} = \frac{c}{2n(f_2 - f_1)}. \quad (23)$$

在光速 c 以及空气的等效折射率 n 确定的情况下,随着待测距离的增大,两个光强极小值点对应的频率间隔将减小. 根据 (23) 式,当待测距离从 1 m 变化到 100 m,两个光强极小值点对应的频率间隔从 150 MHz 变化到 1.5 MHz. 因此为了满足 1—100 m 范围内的测距,所需要的扫频范围需涵盖 300—3 MHz 的变化区间,这个扫频范围在目前的实验条件下是可以实现的,这意味着本系统的测距量程可以达到 100 m.

为了验证系统在不同待测距离下测距精度的变化,选取几段固定长度的光纤进行重复性测距. 我们分别选取等效空间距离为 1.57, 9.14, 23.31, 38.79, 54.11, 64.20, 79.67 和 100.83 m 长的 8 段光纤,对每段光纤进行 30 次重复距离测试,分析测

距结果的平均值以及标准差,计算相对测距精度,实验结果见表 2.

表 2 相对测距精度
Table 2. Relative distance measurement accuracy.

Group	Average of D /m	Standard deviation of D /μm	Relative accuracy/ 10^{-7}
I	1.575537	1	6.35
II	9.139261	5	5.47
III	23.313040	8	3.43
IV	38.786468	10	2.57
V	54.107275	15	2.77
VI	64.199287	16	2.55
VII	79.673707	26	3.49
VIII	100.830172	30	2.98

由表 2 可见,随着待测距离从 1.57 m 增至 100.83 m,测距结果的标准差从 1 μm 增至 30 μm,但其相对测距精度始终在 10^{-7} 量级. 说明在 100 m 量程范围内,该测距系统的相对测距精度能够达到 10^{-7} 量级.

5 结论

本文提出了二次强度调制系统,利用马赫-曾德尔强度调制器对光信号的二次调制来获取距离与光强的信息. 我们搭建了实验系统,获得了探测光强与调制频率的余弦函数关系曲线,与理论推导相一致,并通过摇摆法间接找寻光强极小值点对应的频率,不仅降低了噪声的影响,还提高了测距速度,实现 2 kHz 的数据刷新率. 二次强度调制系统可以直接测量调制器到目标物体之间的绝对距离,测得的频率稳定度以及相对测距精度都在 10^{-7} 量级,与理论分析结果一致. 实验可实现 1—100 m 量程内的测距,且相对测量精度始终在 10^{-7} 量级. 综上,二次强度调制测距系统可以实现绝对距离的测量,不仅在测距精度以及测距量程上保留了二次偏振调制测距的优势,还省略掉了许多偏振元器件,系统结构更加简化,应用场景适应性更强.

参考文献

- [1] Wang J, Li D F, He X M, Cheng Z Q, Xu Q, Qian X R, Wan W H 2022 *J. Deep Space Explor.* **9** 62 (in Chinese) [王稼, 李达飞, 何锡明, 成子青, 许倩, 钱雪茹, 万文辉 2022 *深空探测学报* **9** 62]

- [2] Yu Y, Tao J, Fan Y Q 2009 *Aeronaut. Manuf. Technol.* **11** 56 (in Chinese) [于勇, 陶剑, 范玉青 2009 *航空制造技术* **11** 56]
- [3] Shao Z F 2005 *M. S. Thesis* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [邵珠法 2005 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [4] Minoshima K, Matsumoto H 2000 *Appl. Opt.* **39** 5512
- [5] Ye J 2004 *Opt. Lett.* **29** 1153
- [6] Cui M, Zeitouny M G, Bhattacharya N, van den Berg S A, Urbach H P, Braat J J M 2009 *Opt. Lett.* **34** 1982
- [7] Lee J, Kim Y J, Lee K, Lee S, Kim S W 2010 *Nat. Photonics* **4** 716
- [8] Minoshima K, Arai K, Inaba H 2011 *Opt. Express* **19** 26095
- [9] Lee J, Han S, Lee K, Bae E, Kim S, Lee S, Kim S W, Kim Y J 2013 *Meas. Sci. Technol.* **24** 045201
- [10] Wu G H, Liao L, Xiong S L, Li G Y, Cai Z J, Zhu Z 2018 *Sci. Rep.* **8** 4362
- [11] Armano M, Audley H, Baird J, et al. 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 061101
- [12] Gao R H, Liu H S, Luo Z R, Jin G 2019 *Chin. Opt.* **12** 425
- [13] Gong Y G, Luo J, Wang B 2021 *Nat. Astron.* **5** 881
- [14] Nissinen J, Nissinen I, Kostamovaara J 2009 *IEEE J. Solid-State Circuits* **44** 1486
- [15] Wang T S, Huo J, Wang P C, Dong P, Yang R, Li M F 2017 *Proceedings of the 2017 Symposium on Quantum Information Technology and Applications* Beijing, China, August 6–15, 2017 p50
- [16] Kilpela A, Pennala R, Kostamovaara J 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 2197
- [17] Liu Y Z 2015 *M. S. Thesis* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [刘玉周 2015 硕士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [18] Xu X Z, Weng M J, Xu F Q, Bai X 2017 *Opt. Precis. Eng.* **8** 1979 (in Chinese) [许贤泽, 翁名杰, 徐逢秋, 白翔 2017 *光学精密工程* **8** 1979]
- [19] Zheng D Q, Chen W M, Chen L, Li C L 2015 *J. Optoelectron. Laser* **26** 303 (in Chinese) [郑大青, 陈伟民, 陈丽, 李存龙 2015 *光电子·激光* **26** 303]
- [20] Hei K F, Yu J L, Wang J, Wang W R, Jia S, Wu Q, Xue J Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 100602 (in Chinese) [黑克非, 于晋龙, 王菊, 王文睿, 贾石, 吴穹, 薛纪强 2014 *物理学报* **63** 100602]
- [21] Xiao Y, Yu J L, Wang J, Wang W R, Wang Z X, Xie T Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 100601 (in Chinese) [肖洋, 于晋龙, 王菊, 王文睿, 王子雄, 谢田元 2016 *物理学报* **65** 100601]
- [22] Gao S Y, Shi J K, Ji R W, Li Y, Zhou W H 2018 *Chin. J. Lasers* **45** 4005 (in Chinese) [高书苑, 石俊凯, 纪荣祯, 黎尧, 周维虎 2018 *中国激光* **45** 4005]
- [23] Gao S Y, Li Y, Ji R W, Shi J K, Hu Z W, Zhou W H 2019 *Opt. Precis. Eng.* **27** 279 (in Chinese) [高书苑, 黎尧, 纪荣祯, 石俊凯, 胡哲文, 周维虎 2019 *光学精密工程* **27** 279]
- [24] Gao C, Ji R Y, Gao S Y, Dong D F, Zhou W H 2022 *Opt. Precis. Eng.* **30** 246 (in Chinese) [高超, 纪荣祯, 高书苑, 董登峰, 周维虎 2022 *光学精密工程* **30** 246]
- [25] Kang Y 2021 *M. S. Thesis* (Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications) (in Chinese) [亢洋 2021 硕士学位论文 (北京: 北京邮电大学)]
- [26] Zhang W T 2020 *M. S. Thesis* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [张伟婷 2020 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [27] Frankel M Y, Esman R D 1998 *J. Lightwave Technol.* **16** 859

Laser ranging system based on double intensity modulation*

Wang Ju Shao Qi Yu Jin-Long[†] He Ke-Rui Luo Hao Ma Chuang

Cai Zi-Heng Zheng Zi-Yue Cai Ben

(School of Electrical and Information Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

(Received 16 June 2023; revised manuscript received 30 July 2023)

Abstract

Long-range, high-precision, and high-refresh rate absolute distance measurement based on double intensity modulation is proposed and experimentally demonstrated. In this scheme, a Mach-Zehnder modulator is utilized to perform bidirectional modulation by a reversible optical path. In the Mach-Zehnder modulator, interference demodulation is completed by bidirectional modulated light with time difference. By adjusting the driving frequency of the modulator, the curve of light intensity versus driving frequency is achieved. Consequently, the distance to be measured can be obtained by extracted the frequency interval between two adjacent light intensity minimum points. In the traditional double polarization modulation ranging, the optical carrier is polarized by a polarizing beam splitter (PBS) before phase modulator. Moreover, a quarter wave or Faraday rotating mirror need to be placed to adjust the polarization in front of the target object. Therefore, the polarization state is an indispensable factor in the traditional double polarization modulation ranging. Due to the advantage of the intensity modulation, absolute distance measurement is achieved without additional polarization control, greatly simplifying the system. Theoretical analysis of the system is developed, which is then demonstrated by experiments. In the experiments, we achieved the following results. Firstly, the relationship between the intensity of the output light of the system and the modulation frequency is theoretically analyzed, which proved to be a cosine form. Secondly, swing method is introduced to realize high-speed absolute distance measurement during the analytical distance algorithm, and we achieved a refresh rate of 2 kHz in the experiments. Thirdly, the relationship between measurement ranging precision and frequency stability is analyzed. When the modulation frequency is 8.9 GHz, the experimentally measured frequency stability is on the order of 10^{-7} . And when the distance to be measured is 2.73 m, the standard deviation of ranging reaches 1 μm , which represents the precision of the system. That is, the relative measurement precision is also on the order of 10^{-7} , which is consistent with theoretical analysis. Finally, when the distance to be measured increases from 1.57 m to 100.83 m, the measurement precision increases from 1 μm to 30 μm . It is worth mentioning that the relative measurement precision of the system is always stable in the order of 10^{-7} . Our scheme has some significant advantages, such as long-range, high-precision, high-refresh rate, and a simple and compact configuration. Moreover, our method can be used in important applications such as precision instruments, metrology, and aerospace.

Keywords: laser ranging, variable frequency distance measurement, double intensity modulation

PACS: 06.30.Bp, 07.60.-j, 42.79.Hp

DOI: [10.7498/aps.72.20230997](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230997)

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62005194).

[†] Corresponding author. E-mail: yujinlong@tju.edu.cn



基于二次强度调制的激光测距系统

王菊 邵琦 于晋龙 何可瑞 罗浩 马闯 蔡滋恒 郑紫月 蔡奔

Laser ranging system based on double intensity modulation

Wang Ju Shao Qi Yu Jin-Long He Ke-Rui Luo Hao Ma Chuang Cai Zi-Heng Zheng Zi-Yue
Cai Ben

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 220601 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230997

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230997>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单光子激光测距的漂移误差理论模型及补偿方法

Theoretical model and correction method of range walk error for single-photon laser ranging

物理学报. 2018, 67(6): 064205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172228>

百微米精度的单光子测距

Single-photon ranging with hundred-micron accuracy

物理学报. 2021, 70(17): 174201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210184>

强度调制532 nm激光水下测距

Underwater ranging with intensity modulated 532 nm laser source

物理学报. 2021, 70(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201612>

基于小波变换的激光水下测距

Laser underwater ranging based on wavelet transform

物理学报. 2021, 70(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210569>

基于1.06 μm 波长的空间合作目标及碎片高精度激光测距试验

1.06 μm wavelength based high accuracy satellite laser ranging and space debris detection

物理学报. 2020, 69(1): 019502 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191299>

一种基于电光调制光频梳光谱干涉的绝对测距方法

Method of measuring absolute distance based on spectral interferometry using an electro-optic comb

物理学报. 2020, 69(9): 090601 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200081>