

干涉测距系统中的光程定位*

洪海涛

(上海交通大学信息检测技术及仪器系 上海 200030)

叶声华

(天津大学精仪学院 天津 300072)

摘要 提出一个由定位干涉仪和测量干涉仪两部分组成的光纤干涉距离测量系统, 并采用标准长度光纤实现量程倍增以增大测量范围。文中重点讨论了用准单色光源脉冲电流调制干涉实现光程定位的方法及其精度, 通过理论分析和仿真实验可知, 定位重复性误差优于 $\pm 1 \mu\text{m}$ 。

关键词 光纤干涉 绝对测距 光程定位 脉冲电流调制

1 引言

距离测量是相对位移测量而言的, 传统的光学干涉仪采用条纹计数的数据处理方法, 从测量原理上只能实现位移的测量。它们要求一个长度超过被测位移的精密导轨, 并连续记录下从测量起始点到测量终止点的所有信息, 一旦中间的信息丢失, 测量就无法进行下去。在很多情况下, 这些要求极大地限制了干涉仪的应用, 只有摆脱导轨, 才能实现距离测量的现场化和简单化。

在实际距离测量中, 我们真正感兴趣的是被测目标的起始位置和终止位置及其之间的关系, 而非目标之间的过渡区域。传统的测量干涉仪将对目标的定位过程和测量过程统一在一个干涉仪上进行, 从而造成它必须连续进行光程定位, 并通过导轨的辅助将这种定位连续地延伸到下一个目标, 而一旦测量过程被中断, 使得这种定位无法延续到被测目标, 测量就无法实现。绝对测距, 就是要打破位移法测距中必要的连续测量过程, 而直接实现对目标位置的非连续测量。

* 国家自然科学基金资助项目

收稿日期: 1998-01-19

修稿日期: 1998-07-06

本文提出一种将目标定位过程和测量过程分开的绝对距离测量系统,引入光纤干涉方法增加了系统的柔性和抗干扰性能,利用通过精确预标定的光纤实现量程的倍增,以扩大系统的测量范围。首先给出系统的基本测量原理,并就定位原理及定位精度进行了理论分析和实验研究。

2 测量原理

系统由两部分组成:定位干涉仪和测量干涉仪,如图1所示,两部分由扫描镜进行连接。当扫描镜沿着系统内部的精密小导轨运动时,它将通过定位干涉仪分别对起始镜和目标镜进行定位,并发出分别标志测量目标起始点和终止点的定位脉冲信号,使测量干涉仪开始和停止计数,这样从起始镜到目标镜的绝对距离可以通过下面的公式计算出来:

$$X = OP_i - OP_t = N \cdot \frac{\lambda}{2} + OP_n \quad (1)$$

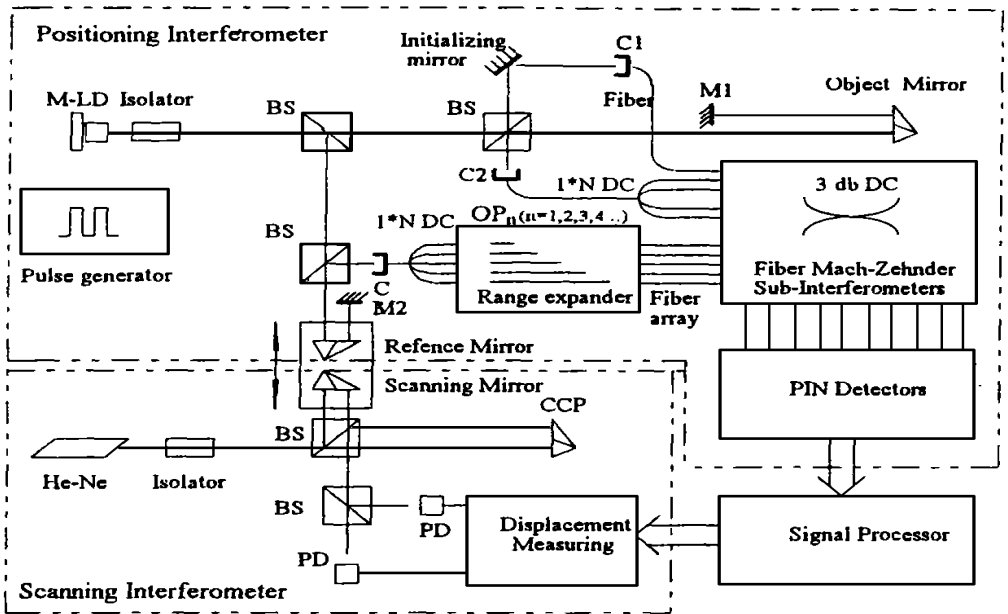


Fig. 1 The scheme of the interferometry

其中 OP_i 是起始镜的光程, OP_n 是目标镜的光程, λ 为 He-Ne 激光器的波长, N 是测量干涉仪的计数器所计的条纹数, $OP_n (n = 1, 2, 3, 4)$ 是用以扩大系统动态范围的插入单模光纤的光程。当每一个 OP_n 经过精确的标定之后,作为标准距离引入系统中,系统就可以测量从起始镜到目标镜的绝对距离。

3 定位原理及精度分析

为实现定位系统的准确定位,光源的选择是很重要的。以白光作光源,可获得 $\pm 0.1 \mu\text{m}$ 或

更高的精度,但其相干长度太短,由于光纤的色散作用,经过光纤传播后再相遇的两路光很可能无法干涉,从而捕捉不到干涉条纹。半导体激光器一般具有较窄的光谱宽度,经过光纤色散后,仍然可以达到足够的干涉长度和定位精度。所以我们选用一种半导体激光器作为定位光源。

3.1 定位原理

假设有一准单色光源,其中心频率为 ω ,谱宽为 $\Delta\omega$ ($\Delta\omega \ll \omega$),谱的功率分布为 $|F(\omega)|^2$,根据准单色光的独立传播原理,可以将该准单色光源分解为以下单色光波:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{i2\pi\omega t} d\omega \quad (2)$$

从干涉角度出发,假设参考光路光程为 $OP_r = \tau \cdot c$,信号光路的光程为 $OP_s = \tau' \cdot c$,其中 c 为光速,于是干涉点处的两相干波列可以用下式描述:

$$\text{信号: } f_s(t) = \kappa f(t - \tau_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa F(\omega) e^{i2\pi\omega(t - \tau_s)} d\omega \quad (3)$$

$$\text{参考: } f_r(t) = \kappa' f(t - \tau_r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa' F(\omega) e^{i2\pi\omega(t - \tau_r)} d\omega$$

其中 κ 为信号光路的波数, κ' 为参考光路的波数。

光干涉信号为以上两光场的叠加:

$$f_i(t) = f_s(t) + f_r(t) \quad (4)$$

干涉光强为:

$$I = [f_s(t) + f_r(t)] \cdot [f_s(t) + f_r(t)]^* \quad (5)$$

* 表示共轭复数,于是有:

$$I = \kappa^2 f(t - \tau_s) \cdot f^*(t - \tau_s) + \kappa'^2 f(t - \tau_r) \cdot f^*(t - \tau_r) + \kappa\kappa' f(t - \tau_s) \cdot f^*(t - \tau_r) + \kappa\kappa' f(t - \tau_r) \cdot f^*(t - \tau_s) \quad (6)$$

假设场是稳定的(时不变场),亦即该场对时间求平均与起始时间无关,并且令:

$$\left. \begin{aligned} I_s &= \kappa^2 f(t - \tau_s) \cdot f^*(t - \tau_s) = \kappa^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\omega)|^2 d\omega \\ I_r &= \kappa'^2 f(t - \tau_r) \cdot f^*(t - \tau_r) = \kappa'^2 \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\omega)|^2 d\omega \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

于是干涉信号经光电器件接收后的输出为:

$$I = I_s + I_r + 2\kappa\kappa' \cdot \text{Re}[e^{i2\pi\omega_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\omega)|^2 e^{i2\pi(\omega - \omega_0)\tau} d\omega] \quad (8)$$

其中 $\tau = \tau_s - \tau_r$,令:

$$\Gamma(\tau) = 2\kappa\kappa' e^{i2\pi\omega_0\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(f)|^2 e^{i2\pi f\tau} df \quad (9)$$

其中 $f = \omega - \omega_0$,因此干涉输出可以写成如下形式:

$$I = (I_s + I_r)[1 + \text{Re}[\Gamma(\tau)]] \quad (10)$$

又:

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |F(f)|^2 [\cos(2\pi f\tau) + i\sin(2\pi f\tau)] df \cdot 2\kappa\kappa' \cdot [\cos(2\pi\omega_0\tau + i\sin(2\pi\omega_0\tau))] \quad (11)$$

所以:

$$\operatorname{Re}[\Gamma(\tau)] = \cos(2\pi\omega\tau) \int_{-\infty}^{+\infty} |F(f)|^2 \cos(2\pi f\tau) df - \sin(2\pi\omega\tau) \int_{-\infty}^{+\infty} |F(f)|^2 \sin(2\pi f\tau) df \quad (12)$$

令:

$$\left. \begin{aligned} C(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |F(f)|^2 \cos(2\pi f\tau) df \\ S(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} |F(f)|^2 \sin(2\pi f\tau) df \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

即有:

$$\operatorname{Re}[\Gamma(\tau)] = \mathcal{Y}(\tau) \cdot \cos(2\pi\omega\tau + \varphi) \quad (14)$$

其中:

$$\mathcal{Y}(\tau) = \sqrt{C^2(\tau) + S^2(\tau)}, \varphi = \arctg\left[\frac{S(\tau)}{C(\tau)}\right] \quad (15)$$

综合(10)、(14)式可得:

$$I = (I_s + I_r) [1 + \mathcal{Y}(\tau) \cdot \cos(2\pi\omega\tau + \varphi)] \quad (16)$$

在此,如果我们假设 $|F(\omega)|^2$ 即光源的功率谱分布为一高斯分布函数,即:

$$\begin{aligned} |F(\omega)|^2 &= \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2}\right] \\ |F(f)|^2 &= \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left[-\frac{f^2}{2\sigma^2}\right] \end{aligned} \quad (17)$$

其中 σ 是关于中心谱线和谱宽的函数。

(17) 式为关于 ω_0 对称分布的函数,因此有:

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left[-\frac{f^2}{2\sigma^2}\right] \sin(2\pi f\tau) df = 0$$

$$\varphi = \arctg \frac{S(\tau)}{C(\tau)} = 0$$

所以有如下公式成立:

$$I = (I_s + I_r) [1 + \exp(-2\pi^2\sigma^2\tau^2) \cdot \cos(2\pi\omega\tau)] \quad (18)$$

这是一个单峰值包络,它只有唯一极值点,在 $\tau = 0$, 干涉密度输出 I 达到最大值 $2(I_s + I_r)$ 。因此可以反过来,根据干涉密度输出 I 的极值特征点,确定 $\tau = 0$ ($\tau = \tau$), 即光程差为零的点 ($OP_s = OP_r$)。这时,测量干涉仪扫描镜具有与定位干涉仪的起始或目标镜相等的光程。这种确定是唯一的,完全可以由准单色光源干涉的对比度极值点来实现光程定位。

3.2 定位精度

从前面讨论中可以看出,定位干涉仪的光源是整个测量系统实现的一个最关键的部分,它的谱宽 $\Delta\omega$ (对应于其相干长度) 直接影响并决定光程的定位精度,而它的能量又关系到整个系统的信噪比和抗干扰性能,因为设计一个合适的定位光源是一个至关重要的课题。下面我们将针对定位干涉仪的要求,提出一种用脉冲式电流深度调制的多纵模半导体激光器(MLD)作为

定位干涉仪光源的光程定位设计方案。

首先考察恒流工作下的多纵模半导体激光器光谱特性及其干涉特性。

一般的多纵模半导体激光器在直流工作条件下的光谱分布是非连续的, 它由一系列分离的纵模光谱线组成, 这是由其多纵模特性所决定的。干涉条纹曲线如图2所示(Hitachi 6711G型半导体激光器), 该曲线为基本对称的驻波分布, 所对应的相干长度很长, 而且峰值衰减非常缓慢, 这对于光程定位是一个非常不利的因素。因为它没有一个明显的特征点, 从而极大地影响了系统的定位精度, 因此要对其作适当的处理。一方面要将其驻波数量压缩, 另一方面要把所对应的相干长度缩短。

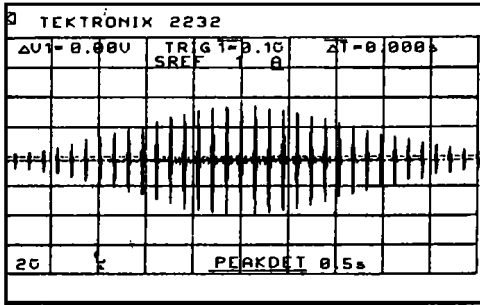


Fig. 2 Interference fringe envelop of the MLD under CW operation

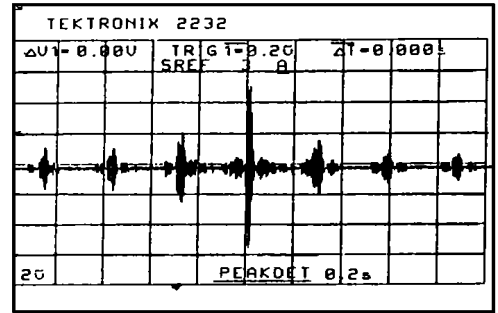


Fig. 3 Interference fringe envelop of the MLD under pulsed operation

半导体激光器的特性之一是它的发光波长受驱动调制电流的影响, 它的输出波长可以随驱动电流的改变而发生变化, 这是由于当采用脉冲驱动($f_m < 10\text{MHz}$)时, 由于激光器谐振腔的工作区温度变化而引起输出光频率的偏移。当采用脉冲电流驱动时, 多纵模半导体激光器的整体谱线和单独谱线都发生了展宽, 因此发生了光谱谱线的连续和展宽, 由其多纵模间隔谱线所引起的干涉对比度曲线驻波效应得到了可观的改善, 同时大大缩短了相干长度。图3所示为用455kHz的方波驱动半导体激光器所得到的干涉信号。不难发现, 与图2的直流驱动干涉条纹相比, 此干涉信号不仅零位特征明显, 而且相干长度也得到了压缩。

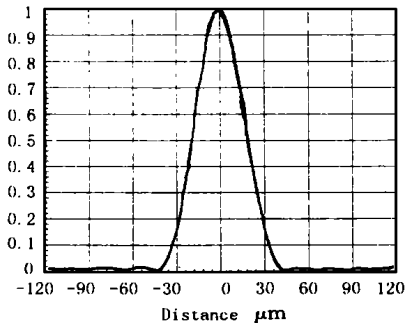


Fig. 4 The contrast curve of interference fringe

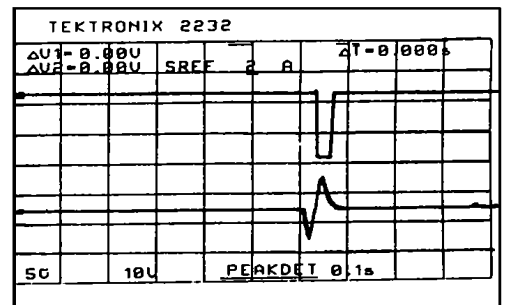


Fig. 5 The positioning pulse of the zero OPD point

未经调制的半导体激光器, 其中心波长 $\lambda = 0.673\mu\text{m}$, 波谱宽度 $\Delta\lambda$ 约为1nm, 因而其相干长度 ΔL 约为450 μm ; 由仿真实验可知, 调制后半半导体激光器的波谱宽度展宽, $\Delta\lambda$ 约为10nm, 因而其相干长度 ΔL 约为45 μm , 其干涉对比度仿真曲线如图4所示。

假设干涉极值点提取过程中信号转换误差为0.5%, 由式(18)可知, 光程定位误差可达 \pm

0. $5\mu\text{m}$ 。

干涉信号进行峰值滤波后可以得到其干涉对比度包络,经屏蔽处理后,可以得到一个宽度大约为 $90\mu\text{m}$ 的光程定位信号,再将此信号经采样触发,便得到了所需要的光程定位脉冲信号,如图5所示。经过多次采样,反复实验,该定位脉冲信号的提取重复性误差优于 $\pm 1\mu\text{m}$ 。

4 结 论

通过理论分析和实验研究,采用电流脉冲调制多纵模半导体激光器作为光源,可以实现对目标的精确定位,定位重复性误差可达 $\pm 1\mu\text{m}$ 。如果对定位信号进行数字化提取,光程定位的精度还可以提高,从而可以进一步提高系统的测量精度。

参 考 文 献

- 1 Kikuta H, Iwata K, Nagata R. Absolute distance measurement by wavelength shift interferometry. *Appl Opt.* 1986, 25(17): 2976 ~ 2980
- 2 Kobayashi S, et al. Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor laser. *IEEE Quantum Electron.* 1982, 18(4): 582 ~ 595
- 3 Chen Wei-Kuo, Liu Pao-Lo. Short coherence-length and high-coupling-efficiency pulsed diode laser for fiber-optic sensors. *Optics Letters.* 1988, 13(8): 628 ~ 630

Research on the Positioning Method for Interferometer System of Absolute Distance Measurement

HONG Hai-Tao¹, YE Sheng-Hua²

(¹ *Dept. of Information Testing Technique and Instrument
Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030*)

(² *Precision Instrument Institute Tianjin University, Tianjin 300072*)

Abstract

In the paper, we put forward a new optic fiber interferometer to measure absolute distance consisted of a positioning interferometer and a measuring interferometer, and use the optic fiber having pre-known length to enlarge the measuring range of the system. Meanwhile, we discuss the method and the accuracy of the optic path positioning of the system in detail. In theoretical analysis and experimental research, the positioning repeatability error is $\pm 1\mu\text{m}$.

Key words: Optic fiber interferometer, Absolute distance measurement, Optic path positioning, Current modulation

洪海涛 男, 1969年生, 1997年毕业于天津大学测试计量技术及仪器专业, 获工学博士学位, 现为上海交通大学信息检测技术及仪器系讲师, 主要从事精密测试技术和仪器的研究。