

法 - 珀干涉绝对距离测量中的声光移频器 双通道配置方法*

张丽琼[†] 李岩 朱敏昊 张继涛

(清华大学精密仪器与机械学系, 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

(2011 年 12 月 13 日收到; 2012 年 1 月 2 日收到修改稿)

为在能量天平动圈位移测量中实现大范围纳米精度法 - 珀干涉绝对距离测量, 提出了声光移频器双通道配置, 实现了调谐范围为 200 MHz 的可调谐频差. 通过分析声光移频器调制带宽与衍射效率的平衡与入射光束聚焦透镜的关系, 确定透镜的最佳焦距范围; 利用零级光斑分布特点准确定位入射光束, 保证一级衍射光束质量. 声光移频器在调制带宽内的实验单通道和双通道峰值衍射效率分别为 79.54%, 61.41%; 声光移频器双通道配置输出的一级衍射光束与入射本征光束的拍频范围为 440—640 MHz, 是单通道调制带宽输出 220—320 MHz 的两倍, 信噪比好. 理论分析表明, 声光移频器双通道配置方法实现的可调谐频差可测量腔长变化范围约为 53 mm 的折叠法 - 珀腔.

关键词: 法 - 珀干涉, 声光移频器, 双通道配置, 可调谐频差

PACS: 07.60.Ly, 42.79.Jq, 43.35.Sx, 42.40.Lx

1 引言

声光移频器双通道配置广泛应用于激光原子冷却^[1-4]、激光频率稳定^[5,6]和激光外差干涉测量^[7]等领域实现频移. 以布拉格状态工作的声光移频器, 当扫描驱动频率时, 其衍射角随驱动频率线性变化, 但声光移频器双通道配置输出的一级衍射光束方向在调制带宽内不随驱动器频率扫描而改变, 可消除衍射角对驱动频率的依赖, 实现的频移量为驱动频率的两倍. 此外, 随着集成电子技术的高速发展, 采用直接数字频率合成 (direct digital synthesizer, DDS) 技术实现的高分辨率、低噪声声光移频器驱动^[8,9], 使声光移频器双通道配置光路可实现高分辨率可调谐频差.

用法 - 珀干涉实现的位移测量具有分辨率高、理论上无非线性误差的特点, 传统的拍频法增量式法 - 珀干涉实现了亚纳米级精度微米行程内的位移测量, 可溯源到长度基准, 但由于受激光器频

率可调谐范围的限制, 这种方法的测量范围很难到达毫米量程^[10-13]. 基于测量法 - 珀腔相邻谐振级次原理的法 - 珀干涉绝对距离方法第一次由美国国家标准技术研究院 (NIST) 的 Bay 提出^[14], 文献 [15] 采用两个稳频激光器与法 - 珀腔相邻级次谐振, 对 83 mm 的法 - 珀腔腔长测量实现了 0.23 nm 测量精度. 文献 [16] 采用了声光移频器双通道配置和一个 He-Ne 激光器与法 - 珀腔相邻级次谐振, 对 179—258 mm 的法 - 珀腔腔长实现了 10 pm 的测量精度. 因此, 声光移频器双通道配置应用于法 - 珀干涉绝对距离测量中产生可调谐频差能实现数十毫米行程内亚纳米级精度的位移测量.

在我国计量院建立量子质量基准的能量天平装置^[17,18]中测量运动线圈位移时, 需实现线圈约 20 mm 行程纳米级精度的位移测量. 为在能量天平装置中实现大范围纳米精度法 - 珀干涉绝对距离测量, 本文提出了声光移频器双通道配置的方法, 搭建了实验系统, 并给出了系统实验结果. 通过分析声光布拉格衍射的衍射效率、调制带宽与光路

* 国家科技支撑计划 (批准号: 2006BAF06B01) 和国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 51105227) 资助的课题.

[†] E-mail: zhangliq08@mails.tsinghua.edu.cn

设计关系, 优化声光移频器在调制带宽内的衍射效率, 采用光束质量分析仪对零级和一级衍射光束进行调整与对准, 保证双通道一级衍射光束质量, 最后通过高分辨率高频率稳定度的声光移频器射频驱动源实现信噪比好的可调谐频差源, 并分析了该可调谐频差源用于折叠法-珀腔可实现的理论位移测量范围和分辨率.

2 实验系统

2.1 实验装置

声光移频器双通道配置系统光路如图 1 所示. 激光器输出的光束经法拉第光隔离器 FI 入射到扩束准直镜 B, E 后为发散角很小的准直高斯光束, 二分之一波片 HWP1 和偏振分光棱镜 PBS1 将入射光束分成水平偏振光束和垂直偏

振光束, 旋转 HWP1, 可调节两束正交偏振光的能量比.

偏振分光棱镜 PBS2、透镜 L1、狭缝 S、声光移频器 AOFS、透镜 L2、四分之一波片 QWP 和平面镜 M1 组成声光移频器的双通道配置光路. 聚焦透镜 L1 的后焦点和 L2 的前焦点重合, AOFS 位于该重合位置. 在声光移频器双通道配置光路中, 水平偏振的准直高斯光束透过 PBS2 入射到 L1, L1 将入射高斯光束的光腰聚焦到 AOFS 的声光介质中心, 从 AOFS 出射的正一级衍射光束为水平偏振发散光束, L2 与 AOFS 的距离为 L2 的焦距, 发散的正一级水平偏振衍射光束经 L2 准直, 又经 QWP 后为变成圆偏振光, 调整 M1, 使圆偏振光经 M1 反射后沿原光路再次经过 QWP 后变成垂直偏振光, 再经 AOFS 二次移频的正一级衍射光沿入射光束光路返回, 最后从 PBS2 偏振面垂直偏振出射, 移频量为 AOFS 驱动频率的两倍.

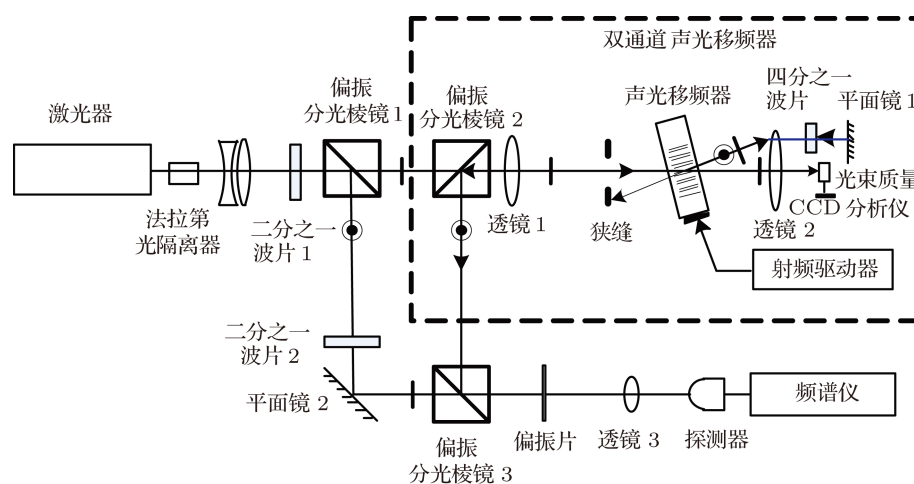


图 1 声光移频器双通道配置系统光路

当扫描 AOFS 射频驱动器频率时, 水平偏振光束经 AOFS 双通道配置光路后, 经 AOFS 两次移频从 PBS2 偏振面反射输出的垂直偏振一级衍射光束, 输出方向不随驱动频率而改变. 从 PBS1 出射的垂直偏振反射光通过 HWP2 偏振态旋转 90° 后为水平偏振光, 经 M2 反射与从 PBS2 出射的垂直偏振光在 PBS3 处汇合, 经偏振片 P 后透镜 L3 将两束光束同时聚焦到光电探测器 PD 进行拍频探测, 拍频信号接频谱仪进行频谱分析, 带 CCD 探测器的光束质量分析仪用于采集 AOFS 的零级和一级衍

射光束光斑分布.

2.2 衍射效率、带宽分析与光路设计

以布拉格状态工作的声光移频器^[19,20], 当入射光和衍射光的方向相对于声波波阵面近似对称时, 布拉格衍射达到最佳衍射效率, 入射角和衍射角为布拉格角 θ_B , 即

$$\theta_B = \sin^{-1} \left(\frac{\lambda f}{2nV} \right), \quad (1)$$

其中, λ 为入射光波波长, V 为声波的相速度, n 为晶体的折射率, f 为驱动频率. 声光移频器的有效孔径很小, 记为 d_0 , 本实验中声光移频器有效孔径约为 0.25 mm, 一般采用透镜将高斯光束聚焦到声光介质中心, 因此入射光束和声束均为有限宽度, 记声束的发散角为 $\delta\theta_a$, 入射光束的发散角为 $\delta\theta_o$. 根据 (1) 式, 由声光移频布拉格衍射匹配条件则有

$$\Delta f = \frac{2nV \cos \theta}{\lambda} \Delta \theta, \quad (2)$$

其中, θ 为声光移频布拉格衍射的入射角和衍射角, Δf 为声光移频器的调制带宽, $\Delta \theta$ 为入射光束和声束的发散角之和, 它是 Δf 内为满足布拉格条件所需的布拉格角的改变. 设 α 为声束和入射光束的发散角比率, 即 $\alpha = \frac{\delta\theta_a}{\delta\theta_o}$, 且有 $\delta\theta_o = \frac{4\lambda}{\pi n d}$, d 为入射高斯光束的光腰直径. 则调制带宽 Δf 表示为 d 的函数为: $\Delta f = \frac{8V \cos \theta (1 + \alpha)}{\pi d}$. 当聚焦高斯光束的光腰直径小于声光移频器有效孔径时, 声光移频器的调制带宽与入射光束光腰直径成反比, 当入射光束的光腰直径减小时, 入射光束的发散角变大, 声光移频器衍射效率下降. 因此透镜焦距是保证声光移频器衍射效率和调制带宽平衡的关键参数. 布拉格角、入射光束和声束发散角示意图如图 2 所示, 其中, 声束的发散角 $\delta\theta_a = \frac{V}{fL}$, L 为声光介质的作用长度. 为保证声光移频器在调制带宽内的衍射效率, 且零级和一级衍射光束不发生干扰和重叠, 要求 α 取值范围为 $(1.5-2)^{[21]}$, 则入射高斯光束的光腰直径要求满足条件

$$d = \frac{fL}{V} \cdot \frac{4\lambda}{\pi n} \cdot \alpha. \quad (3)$$

设聚焦透镜 L1 的焦距为 F , D 为入射光束在 L1 处的光斑直径, 入射高斯光束的光腰直径 d 可近似表示为

$$d \approx \frac{4}{\pi} \lambda \cdot \frac{F}{D}. \quad (4)$$

实验系统激光器的输出光束经扩束准直镜后输出光腰直径 D 为 2.76 mm 和光束发散角 θ 为 0.28 mrad 的准直高斯光束. 声光移频器 (Brimrose, TEF-270-100-633) 调制带宽 Δf 为 100 MHz, 驱动器中心频率 f_0 为 270 MHz, 入射光束波长 λ 为 632.8 nm, 声光介质为 TeO_2 , 声速 V 为 4.26×10^3 m/s, 折射率 n 为 2.35, 声光介质的作用长度 L 为 3 mm.

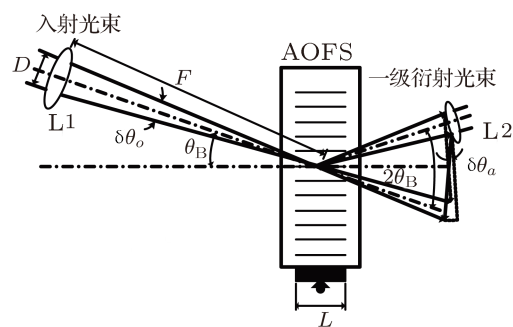


图 2 布拉格角、入射光束和声束发散角示意图

由 (3) 式, 则 d 的取值范围为 0.10—0.13 mm. 因此根据 (4) 式, 透镜焦距 F 的取值范围 339—453 mm. 在调制带宽内进行声光移频器双通道配置系统实验时, L1 的焦距 F 取 400 mm, L2 的焦距取 250 mm.

根据声光移频器的双通道配置, 第一次入射到声光移频器的入射高斯光束发散角为 $\delta\theta_o$, 第二次入射到声光移频器的入射光束发散角等于经过声光移频器的一级衍射光束的发散角, 根据前述分析, 由于有限宽度声束作用, 声光移频器的一级衍射光束的发散角为 $\delta\theta_o + \delta\theta_a$, 因此, 第二次通过声光移频器的入射高斯光束发散角变大, 相应声光晶体中的光腰直径变小, 则峰值衍射效率下降, 偏离声光移频器中心移频的衍射效率下降缓慢, 调制带宽变大.

3 实验及分析

3.1 衍射光斑

用光束质量分析仪采集了不同调节情况下声光移频器的零级和一级衍射光束. 实验调节中, 光束质量分析仪初始位置放置于图 1 中 L2 之后采集 AOFS 的零级衍射光束光斑分布, 然后依次在图 1 中的 M2 处、PBS2 偏振面的反射方向放置光束质量分析仪采集单通道和双通道一级衍射光束. 入射光束未对时光束质量分析仪采集的声光移频器衍射光束光斑如图 3 所示. 图 3(a) 为布拉格角未对齐时的零级光斑, 零级光斑能量分布左右不对称但上下对称; 图 3(b) 为布拉格角对齐但高度未对齐时的零级光斑, 图 3(c) 为布拉格角对齐但高度未对齐时的单通道一级衍射光斑, 此时零级光斑能量分布偏离上下对称, 相应的一级衍射光斑

下半部分弥散分布. 在零级光斑图 3(a), (b) 中消失的光束能量衍射为一级光斑. 布拉格角和高度均基本对齐时对应的零级光斑、单通道一级衍射光斑和双通道一级衍射光斑分别如图 4(a), (b) 和 (c) 所示, 此时, 零级光斑能量呈轴对称分布, 单通道和双通道一级衍射光斑均呈圆对称分布, 衍射效率达到峰值.

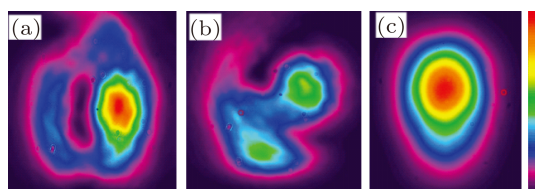


图 3 入射光束未对齐时光束质量分析仪采集的衍射光束光斑 (a) 布拉格角未对齐时的零级光斑; (b) 高度未对齐时的零级光斑; (c) 高度未对齐时的单通道一级衍射光斑

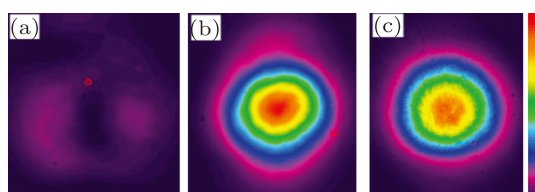


图 4 入射光束对齐时光束质量分析仪采集的衍射光束光斑 (a) 零级光斑; (b) 单通道一级衍射光斑; (c) 双通道一级衍射光斑

3.2 衍射效率和调制带宽

实验用声光移频器的标称衍射效率为 75%, 因此声光移频器理论的单通道和双通道峰值衍射效率为 75% 和 56.25%. 声光移频器的光学透过率为 98%, 记为 T_A , 声光移频器双通道配置中的 PBS2, L1, L2, QWP 和 M2 均镀 $R < 0.5\% @ 632.8 \text{ nm}$ 的增透膜减少光学损耗, 则每个光学元件的透过率为 99.5%, 记为 T_0 . 在调制带宽 100 MHz 范围内测量声光移频器的单通道和双通道衍射效率, 在 L1 后测得的入射光功率, 记为 P_0 , 在声光移频器后测得的第一次通过声光移频器的一级衍射光束光功率, 记为 P_1 , 在 PBS2 反射方向测得的第二次通过声光移频器的一级衍射光束光功率, 记为 P_2 . 因此, 考虑声光移频器和光学元件的光学损耗, 第一次单

通道衍射效率表示为 $\eta_{10} = \frac{P_1}{P_0 T_A}$, 第二次单通道衍射效率为 $\eta_{21} = \frac{P_2}{P_1 T_A T_0}$, 双通道衍射效率为 $\eta_{20} = \frac{P_2}{P_0 T_A^2 T_0^2}$.

声光移频器单通道衍射效率如图 5(a) 所示, 第一次和第二次单通道衍射效率最大值和最小值分别为 79.54%, 54.53% 和 77.32%, 69.63%, 实验第一次、第二次单通道衍射效率均优于理论单通道衍射效率. 根据前述声光移频器的衍射效率、调制带宽与光学设计的分析关系, 第二次单通道峰值衍射效率低于第一次单通道峰值衍射效率, 但偏离中心驱动频率的两边, 衍射效率下降缓慢, 实验表明, 第二次单通道衍射效率的 3 dB 调制带宽大于第一次. 声光移频器双通道衍射效率如图 5(b) 所示, 双通道配置输出衍射效率最大值和最小值为 61.42% 和 38.00%, 双通道配置输出的频移量为 200 MHz, 是声光移频器单通道调制带宽的两倍. 因此, 声光移频器双通道配置在调制带宽内获得的实验双通道衍射效率优于理论双通道衍射效率.

3.3 驱动器性能测试和拍频测量

声光移频器的驱动器采用直接数字频率合成技术实现快速频率扫描和高分辨率的射频驱动, 在扫描频率范围 220—320 MHz 内, 其标称频率分辨率 $\leq 1 \text{ Hz}$, 频率稳定度为 $\pm 0.5 \text{ ppb}$. 实验中, 将频率计 Agilent53132A 的时基接频率稳定度为 10^{-11} 的外部参考时基铷钟, 驱动器射频输出接频率计射频测量输入端. 驱动器输出频率测量值及其与设置值的偏差如图 6 所示, 驱动器在 220—320 MHz 范围的射频扫描测量值与设置值的偏差范围约在 1.5—3 Hz 范围. 图 7 为阿伦方差表示的驱动器射频频率稳定度 (频率设置值为 270 MHz). 对驱动器频率在 270 MHz 输出时取采样间隔为 0.1 s, 采样点数为 100000, 则用阿伦方差表示的驱动器射频频率稳

定度: $\tau = 0.1 \text{ s}$ 时, $\sigma = 0.27 \times 10^{-9}$, 最小阿伦方差为 $\tau = 10 \text{ s}$ 时, $\sigma = 0.68 \times 10^{-10}$.

入射本征光与声光移频器双通道配置一级衍射光的拍频如图 8 所示. 驱动器射频频率输出值分别为 220, 270 和 320 MHz 时的拍频值为 440, 540 和 640 MHz, 拍频频率为驱动器射频输出值的两倍,

拍频信号和噪声的功率相差约 30 dBm, 具有较好的信噪比. 当驱动器频率扫描范围为 220—320 MHz 时, 经声光移频器双通道配置二次移频的一级衍射

光与入射光束的拍频范围为 440—640 MHz, 因此声光移频器双通道配置获得的调制带宽是单通道调制带宽的两倍.

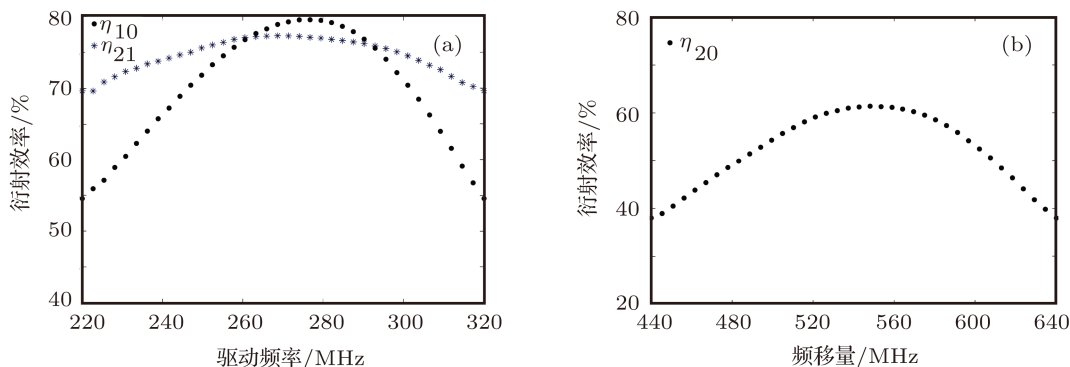


图 5 声光移频器衍射效率 (a) 单通道; (b) 双通道

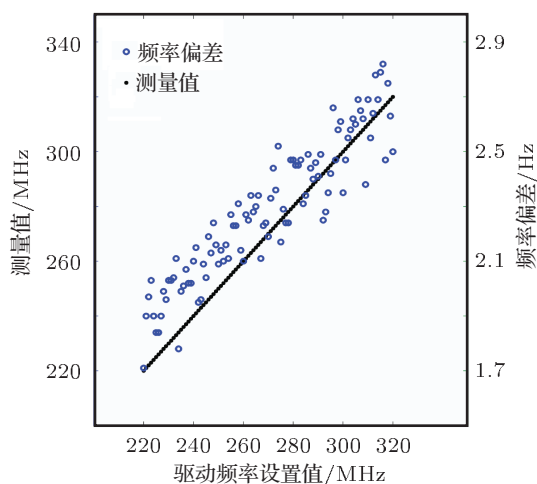


图 6 驱动器输出频率测量值及其与设置值的偏差

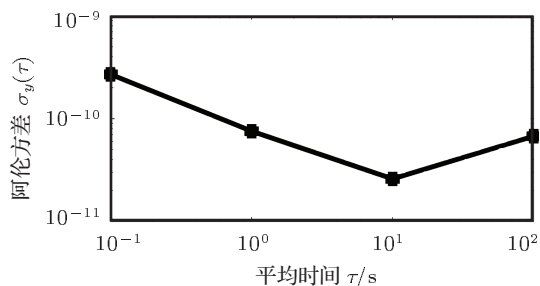


图 7 阿伦方差表示的驱动器射频频率稳定度 (频率为 270 MHz)

在法 - 珀干涉绝对距离测量中, 将入射本征光和经声光移频器双通道配置二次移频输出的一级衍射光分别与待测法 - 珀腔的相邻谐振级次谐

振. 若待测法 - 珀腔为介质膜高反镜和角锥棱镜组成的折叠法 - 珀腔, 设折叠法 - 珀腔的腔长为 L , 真空中折叠法 - 珀腔的腔长与拍频频率的关系为 $L = c/(4\Delta\nu)$, 若入射本征光频率为 ν_0 , 声光移频器双通道输出的一级衍射光频率为 $\nu_0 + 2f$, 二者的拍频频率 $\Delta\nu$ 为 $2f$, 则法 - 珀干涉绝对距离测量的理论位移分辨率 dL 表示为

$$dL = \left(\frac{c}{8f}\right) \cdot \frac{df}{f}, \quad (5)$$

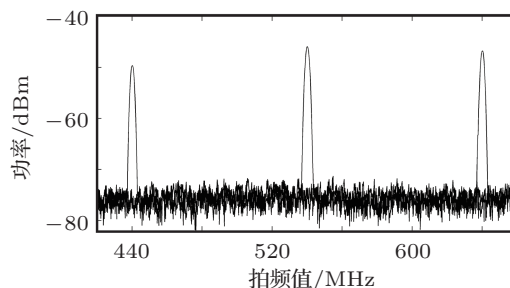


图 8 入射本征光与声光移频器双通道配置一级衍射光的拍频

其中, df/f 为声光移频器射频驱动器输出频率的相对频率稳定度. 实验系统中, $\Delta\nu$ 为 440—640 MHz, 相应折叠法 - 珀腔的理论腔长范围为 117.106428—170.336623 mm, 腔长的理论变化范围为 53.230195 mm, 当 $f = 270$ MHz 时, 表示驱动器相对频率稳定度的阿伦方差若取 $\sigma(\tau = 0.1 \text{ s}) = 0.27 \times 10^{-9}$, 则折叠法 - 珀干涉绝对距离测量的理论位移分辨率 $dL = 0.51 \times 10^{-9}$.

4 结论

为在法-珀干涉绝对距离测量中提供高稳定度可线性调谐频差源,提出了声光移频器双通道配置方法.通过声光移频器调制带宽与衍射效率的平衡与入射光束聚焦透镜的关系,并根据实验采用的声光移频器具体参数确定了聚焦透镜的焦距,获得了在调制带宽内很好的声光移频器实验单通道和双通道衍射效率;运用零级光斑分布特点准确定位入射聚焦光束保证了单通道和双通道一级衍射光场的光斑质量;声光移频器的射频驱动器采用直接数

字频率合成技术,输出射频频率稳定度高,频率调谐分辨率可达 Hz 量级.入射本征光和声光移频器双通道配置输出一级衍射光的拍频信号频率范围为 440—640 MHz,频差可调谐范围是声光移频器单通道调制带宽的两倍,获得了良好信噪比.根据理论分析,将声光移频器双通道配置方法获取的一级衍射光、入射本征光与折叠法-珀腔结合,采用基于探测法-珀腔相邻谐振级次的方法进行法-珀腔腔长绝对距离的测量,可实现在几十毫米范围理论分辨率达纳米量级的位移测量.

- [1] Wang X H, Hou J D, Chen X Z, Yang D H, Wang Y Q 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1441 (in Chinese) [王晓辉, 侯继东, 陈徐宗, 杨东海, 王义道 2000 光学学报 **20** 1441]
- [2] Wang X H, Chen X Z, Hou J D, Yang D H, Wang Y Q 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 85 (in Chinese) [王晓辉, 陈徐宗, 侯继东, 杨东海, 王义道 2000 物理学报 **49** 85]
- [3] Donley E A, Heavner T P, Levi F, Tataw M O, Jefferts S R 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 063112
- [4] Wei D, Chen H X, Xiong D Z, Zhang J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6342 (in Chinese) [卫栋, 陈海霞, 熊德智, 张靖 2006 物理学报 **55** 6342]
- [5] Cornelussen R A, Huussen T N, Spreeuw R J C, van Linden, van den Heuvel H B 2004 *Appl. Phys. B* **78** 19
- [6] Gunawardena M, Hess P W, Strait J, Majumder P K 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 103110
- [7] Park Y, Cho K 2011 *Opt. Lett.* **36** 331
- [8] Pan Z W, Mi B, Zhang B 1999 *Piezoelectrics & Acousto Optics* **21** 337 (in Chinese) [潘珍吾, 米斌, 张斌 1999 压电与声光 **21** 337]
- [9] Xiong Z Y, Yao Z W, Wang L, Li R B, Wang J, Zhan M S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 113201 (in Chinese) [熊宗元, 姚战伟, 王玲, 李润兵, 王谨, 詹明生 2011 物理学报 **60** 113201]
- [10] Haitjema H, Schellekens P H J, Wetzels S F C L 2000 *Metrologia* **37** 25
- [11] Cheng X H, Zhao Y, Li D C 1999 *Laser Technology* **23** 134 (in Chinese) [程晓辉, 赵洋, 李达成 1999 激光技术 **23** 134]
- [12] Yu Z Q, Xu Y X, Xu Y, Xu J 2000 *Optical Technique* **26** 199 (in Chinese) [余载泉, 徐毓娴, 徐毅, 许婕 2000 光学技术 **26** 199]
- [13] Ma J C, Li Y, Sun W K, Xu J 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 1296 (in Chinese) [马骥驰, 李岩, 孙文科, 许婕 2008 光学学报 **28** 1296]
- [14] Bay Z 1971 *Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ.* **343** 59
- [15] Dunn T J, Lee T M, Jain K 1996 *J. Vac. Sci. Technol. B* **14** 3960
- [16] Lawall J R 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 2786
- [17] Han B, Zhang Z H, He Q, Li Z K, Li C 2010 *Chinese Journal of Scientific Instrument* **31** 1435 (in Chinese) [韩冰, 张钟华, 贺青, 李正坤, 李辰 2010 仪器仪表学报 **31** 1435]
- [18] Zhang L Q, Li Y, Liu Z 2010 *Proceeding of IEEE Conference on Precision Electromagnetic Measurements*, Dajeon, Korea, June 13–18, 2010 p10
- [19] Yariv A, Yeh P (Translated by Yu R J, Jin F) 1991 *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* (Beijing: Science Press) pp321–330 (in Chinese) 亚里夫, 叶著 于荣金, 金锋译 1991 晶体中的光波: 激光的控制与传播 (北京: 科学出版社) 第 321—330 页
- [20] Chang I C 1976 *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* January 1976 **23** p2
- [21] Eddie H Y, J R, Yao S K 1981 *Proc. IEEE* January 1981 **69** p54

Method on double-pass acousto-optic frequency shifter in absolute distance measurement using Fabry-Pérot interferometry*

Zhang Li-Qiong[†] Li Yan Zhu Min-Hao Zhang Ji-Tao

(State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 13 December 2011; revised manuscript received 2 January 2012)

Abstract

In order to realize nanometer-scale absolute distance measurements based on Fabry-Pérot interferometry for long-range displacement measurement of the moving coil in Joule balance, the acousto-optic frequency shifter (AOFS) in double-pass configuration is presented, and a tunable frequency difference in a range of 200 MHz is achieved. The focus length of the lens is determined by analyzing the relationship of the tradeoff between the AOFS modulation bandwidth and its diffraction efficiencies; the beam spot of the first-order diffraction beam is guaranteed by accurately positioning the focused beam according to the distribution of the zero-order diffraction beam spot. The experimental single-pass and double-pass peak diffraction efficiency of the AOFS are 79.54% and 61.41%, respectively; the tunable frequency difference of 440—640 MHz, which is twice the single-pass modulation bandwidth output of 220—320 MHz, is obtained by the beat note between the incident beam and the first-order diffraction beam of the double-pass AOFS, and has a good signal-to-noise ratio. Theoretical analysis shows that a folded Fabry-Pérot cavity length displacement of about 53 mm can be measured through the tunable frequency difference achieved by means of double-pass AOFS.

Keywords: Fabry-Pérot interferometry, acousto-optic frequency shifter, double-pass configuration, tunable frequency difference

PACS: 07.60.Ly, 42.79.Jq, 43.35.Sx, 42.40.Lx

* Project supported by the National Key Technology Research and Development Program of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2006BAF06B01), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51105227).

[†] E-mail: zhanglq08@mails.tsinghua.edu.cn