

doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2022.05.04

超稳腔零膨胀温度点的精细测量方法研究综述

袁易^{1,2,3}, 张涵^{1,2,3}, 王德豪^{1,2,3}, 袁金波^{1,2}, 曹健^{1,2}, 黄学人^{1,2*}

- (1.中国科学院精密测量科学与技术创新研究院 波谱与原子分子物理国家重点实验室,湖北武汉 430071;
- 2.中国科学院精密测量科学与技术创新研究院 中国科学院原子频标重点实验室,湖北武汉 430071;
- 3.中国科学院大学,北京 100049)

摘要: 利用超低热膨胀系数的 Ultra-Low-Expansion(ULE)材料加工成超稳腔,并将其温度控制在零膨胀系数的温度点是获得低频率漂移速率的关键。超稳腔零膨胀温度点的测量在超稳激光研究领域起到关键作用,零膨胀温度点下的低漂移速率超稳激光对能级跃迁谱线的精密测量有着重要意义。本文阐述了基于超稳腔的 Pound-Drever-Hall(PDH)激光稳频基本原理,介绍了超稳激光重要性能指标的测量方式,详细介绍了参考腔拍频法、光梳测量法、光钟测量法三种超稳腔的零膨胀温度点测量方法,具体分析了它们的使用条件和工作原理,并进行了实验验证。最后对零膨胀温度点精细测量方法的未来发展方向进行了总结与展望,为促进超稳激光技术的进一步发展提供借鉴。

关键词: 原子分子物理学; 超稳腔; PDH 稳频; 频率漂移速率; 零膨胀温度点

中图分类号: TB9 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-5795(2022)05-0030-08

Review of precision measurements of the zero-thermal-expansion temperature of ultra-stable cavity

YUAN Yi^{1,2,3}, ZHANG Han^{1,2,3}, WANG Dehao^{1,2,3}, YUAN Jinbo^{1,2},
CAO Jian^{1,2}, HUANG Xueren^{1,2*}

- (1.State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China;
- 2.Key Laboratory of Atomic Frequency Standards, Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China;
- 3.University of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Processing an ultra-stable cavity using ultra-low-expansion (ULE) material with an ultra-low coefficient of thermal expansion and controlling its temperature at the zero-thermal-expansion is the key to obtain a low-frequency drift rate. The measurement of the zero-thermal-expansion temperature of the ultra-stable cavity plays a key role in the research field of ultra-stable lasers. The ultra-stable laser with a low drift rate at the zero-thermal-expansion temperature is of great significance for the precise measurement of the energy level transition spectral lines. This paper expounds the basic principle of PDH (Pound-Drever-Hall) laser frequency stabilization based on an ultra-stable cavity, introduces the methods to measure the important specifications of an ultra-stable laser, and

收稿日期: 2022-09-29; 修回日期: 2022-10-18

基金项目: 自然科学基金(U21A20431); 国家重点研发计划(2017YFA0304404)

引用格式: 袁易, 张涵, 王德豪, 等. 超稳腔零膨胀温度点的精细测量方法研究综述 [J]. 计测技术, 2022, 42 (5): 30-37.

Citation: YUAN Y, ZHANG H, WANG D H, et al. Review of precision measurements of the zero-thermal-expansion temperature of ultra-stable cavity [J]. Metrology and measurement technology, 2022, 42 (5): 30-37.



introduces in details the three methods to measure the zero-thermal-expansion temperature of the ultra-stable cavity, including reference cavity beat frequency method, femtosecond optical comb measurement method, and the optical clock measurement method. Then the paper analyzes their operating conditions and working principles, and completes the experimental verifications. Finally, the paper summarizes and prospects the future development direction of the precision measurements of zero-thermal-expansion temperature. It provides a reference for the further development of the ultra-stable laser technology.

Key words: atomic and molecular physics; ultra-stable cavity; PDH frequency stabilization; frequency drift rate; zero-thermal-expansion temperature

0 引言

随着原子分子光物理等研究领域的飞速发展, 科学家们对激光频率稳定性的要求越来越高。自1917年爱因斯坦提出受激辐射理论以来^[1], 气体激光器、固体激光器、染料激光器、半导体激光器、光纤激光器相继问世。光学原子钟^[2-8]、量子信息^[9-10]、引力波探测^[11-14]、基础物理理论检验^[15-19]等精密测量领域中, 目前商用激光器线宽大多为几十kHz至MHz水平, 远达不到所需要的窄线宽要求, 因此压窄激光线宽并提高激光频率稳定度成为了精密测量科学领域的重要研究方向。

激光器输出的激光频率由其光源和内部谐振腔的共振频率决定。可通过控制环境稳定性(包括温度、湿度、气压等)提高激光器输出激光的频率稳定度。将激光器输出的激光频率主动反馈锁定到一个稳定的外部参考源上, 也能够改善激光频率稳定度, 采用这种锁定方式得到的激光频率稳定度取决于参考源共振频率的稳定性。根据原理不同, 常见的主动反馈锁定稳频方法可分为两大类: ①以原子或者分子的特定能级之间的跃迁谱线作为参考, 通过激光对该谱线的探测得到误差信号, 并反馈给激光器, 从而将激光频率锁定在该谱线上。应用此类方法的稳频技术主要包括饱和吸收光谱稳频^[20]、兰姆凹陷稳频^[21]等。②以稳定臂长的干涉仪作为参考, 将激光的频率锁定在干涉仪的长度上, 从而获得稳定的激光频率。应用此类方法的稳频技术主要包括基于光纤的干涉仪稳频^[22]、基于特定材料加工的F-P谐振腔稳频^[23]等。

根据F-P谐振腔的腔体材料不同, 可将其分为两大类: ①在0~35℃拥有极低热膨胀系数(ULE)的玻璃材料制成的谐振腔。在零膨胀温度点附近, ULE材料的热膨胀系数接近于0, 将激光锁定在采

用ULE材料制作的谐振腔上, 在接近室温的条件下就可以获得极高频率稳定度的激光。目前, 基于ULE材料超稳腔的稳频激光的短期稳定度最高可以达到 8×10^{-17} 水平^[24]。②以单晶硅或蓝宝石材料制成的谐振腔。这类谐振腔在极低的温度下具有比ULE材料更优秀的品质因子和热膨胀特性, 但由于工作环境的严苛性以及装置的复杂性, 其目前的应用范围远小于ULE材料的超稳腔。

本文首先对F-P谐振腔的基本原理进行阐述, 然后对F-P谐振腔稳频中所使用的PDH稳频技术进行介绍, 并对超稳激光的主要性能指标进行分析, 包括: 激光线宽、激光稳定度、超稳腔共振频率漂移速率。之后重点介绍ULE超稳腔零膨胀温度点的精细测量方法, 并开展实验对各方法的实际性能进行验证, 最后对零膨胀温度点精细测量方法的未来发展方向进行总结与展望。

1 F-P谐振腔稳频基本原理

1.1 F-P谐振腔基本原理

最早提出的F-P腔由两块平行平面反射镜组成, 这种装置被称为法布里-珀罗干涉仪, 简称F-P腔。随着激光技术的发展, 后来还出现了由两块共轴球面镜组成的共轴球面腔, 以及由一块平面镜, 一块球面镜组成的平凹腔。以激光在谐振腔内沿轴线传播为例, 当激光在腔镜上反射时, 入射波和反射波会在腔内发生干涉, 由于两面腔镜都镀有高反射率的膜, 因此激光会在腔内形成多次反射并互相干涉, 只有当多光束干涉满足干涉增强条件时, 激光才能够在谐振腔内形成稳定振荡。一束激光从平面镜出发, 此时它的初始相位为0, 当激光在谐振腔内形成稳定的干涉相长后, 它在谐振腔内往返一次回到平面镜时的相位应与出发时的相位相同, 即激光在腔内往返一次所产生的相位变化为 2π 的整数倍, 记激光在谐振腔内

往返一次的相位变化为 φ ，则

$$\varphi = \frac{2nl}{\lambda} \cdot 2\pi = \frac{4\pi\nu}{c} nl \quad (1)$$

式中： λ 为入射激光的波长； n 为两面腔镜之间的激光传输介质的折射率； ν 为激光频率； c 为光速； l 为两面腔镜之间的距离。当激光在谐振腔内形成共振时，有

$$\nu = q \cdot \frac{c}{2nl} \quad (2)$$

式中： q 为正整数。当激光频率 ν 满足上述条件时，激光可在腔内共振形成驻波， ν 也被称为该谐振腔的共振频率。由式 (2) 可知，当腔体的长度发生了 Δl 的变化时，其共振频率变化量 $\Delta\nu$ 与 Δl 满足式 (3) 关系。

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -\frac{\Delta l}{l} \quad (3)$$

当激光锁定在 F-P 腔上之后，腔体长度的稳定性就传递到了超稳激光频率的稳定度上。

1.2 PDH 稳频技术基本原理

PDH 稳频技术目前已被广泛应用于激光器的频率稳定实验中。1964 年，Pound 发明了基于相位调制的稳频技术并将其应用于微波振荡器 [25]；1983 年，Drever 和 Hall 利用该技术将激光频率锁定在了 F-P 腔上，并得到了小于 100 Hz 的激光线宽 [26]，这就是 Pound-Drever-Hall (PDH) 稳频技术的由来。PDH 稳频技术的基本原理是：使用激光探测 F-P 谐振腔的共振频率，探测结果产生的误差信号经 PID 电路的反馈作用传递到激光器上，以抑制激光器的频率波动，从而达到将激光器的频率锁定在 F-P 谐振腔的共振频率上的目的。PDH 稳频技术的原理如图 1 所示。

激光器发出的激光在经过电光调制器 (Electro-optic Modulator, EOM) 调制后会产生两个相位相

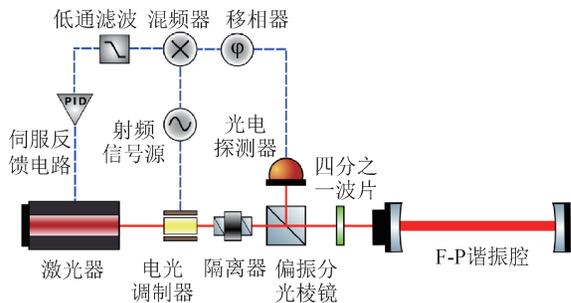


图 1 PDH 稳频技术原理

Fig.1 Principle of PDH frequency stabilization technique

反的调制边带，调制边带相对于载波的频率偏移量为 RF 射频信号源驱动 EOM 的射频频率， t 时刻调制后的激光可表示为

$$E_{in} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad (4)$$

式中： E_0 为激光光场强度； ω 为激光角频率； β 为调制深度； Ω 为 EOM 调制频率。当调制深度 $\beta < 1$ 时，式 (4) 可用贝塞尔函数近似展开为

$$E_{in} \approx E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}] \quad (5)$$

式中： J_n 为 n 阶贝塞尔函数； $E_0 J_0(\beta) e^{i\omega t}$ 为载波； $E_0 J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t}$ 与 $E_0 J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}$ 为两个相位相反的调制边带。

激光经过偏振分光棱镜 (Polarized Beam Splitter, PBS)，透过 PBS 的激光偏振为水平偏振光，水平偏振光在入射和反射的过程中经过两次四分之一波片后转化为竖直偏振光，被 PBS 反射到光电探测器 (Photodetector, PD) 上，反射光可表示为 [27]

$$E_r \approx E_0 [F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}] \quad (6)$$

式中： $F(\omega)$ 为腔的反射传输函数。PD 将反射光信号转化为电信号，其中的交流部分与 EOM 驱动信号进行混频解调，其输出经过低通滤波器，滤除高频信号后的误差信号进入伺服环路反馈输出到激光器的频率调谐端口，从而实现激光频率的稳定。

2 超稳激光性能评估

经过 PDH 稳频后的激光性能相较于自由运转的激光器所产生的激光性能明显提高，主要表现为：激光的线宽变窄，激光的频率稳定度提升，激光频率的漂移速率被抑制。但由于不同研究领域对超稳激光的性能需求不同，因此其性能指标是否能够满足实验需求仍需精细评估。

2.1 激光线宽与频率稳定度

激光的线宽表征了激光在频域上的分布宽度，它主要与激光的相干性有关，一般以激光线宽在频域上分布的半峰全宽 (Full Width at Half Maximum, FWHM) 作为激光的线宽。理论上，激光是一束频率单一稳定的正弦电磁波，因此激光在频域上的分布应为一根单一的峰，且线宽应为无限小。

但实际上, 外界环境影响引入的噪声使激光的频率在小范围内抖动, 导致激光在频域上出现展宽。

激光的频率稳定性通常采用频率不稳定性 (Frequency Instability) 来定量描述, 其反映了激光频率在一定时间尺度上的波动大小, 一般用 Allan 方差 $\sigma_y^2(\tau)$ 表示^[28], 即

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} [y_{i+1} - y_i]^2 \quad (7)$$

式中: τ 为测量时间间隔或平均时间; y_i 为第 i 个测量值; N 为取样窗口样本数。

实验中, 一般通过两束性能相近的超稳激光相互拍频, 从而获得激光的线宽和稳定性, 其方案如图 2 所示。

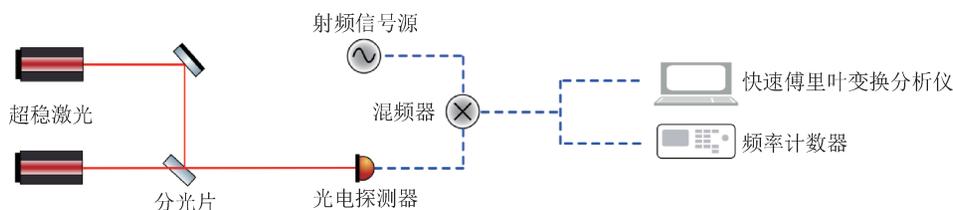


图2 超稳激光性能评估方案图

Fig.2 Scheme of ultra-stable laser performance evaluation

两台频率锁定在超稳腔上的激光器发出的激光经过分光镜合光之后进入 PD 进行拍频, 一路拍频信号经混频器混频至低频后, 进入快速傅里叶变换 (Fast Fourier Transform, FFT) 分析仪进行采集分析, 得到激光的线宽; 另一路拍频信号直接进入频率计数器进行采集。两束超稳激光的频率稳定性分别为 σ_1 , σ_2 , 频率计数器采集到的频率信号计算得到的稳定性为 $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$, 假设两束超稳激光频率稳定性相等, 利用频率计数器采集到的频率信号计算稳定性后除以 $\sqrt{2}$, 就得到了单束超稳激光的稳定性。

2.2 超稳激光漂移速率

理想情况下, 超稳腔的长度是不变的, 因此对于相同波长的激光, 其共振频率也是不变的。但实际情况下, 由于外界环境的影响, F-P 腔的腔体长度会发生不规则的形变, 导致谐振腔的共振频率发生变化, 外界环境影响因素的高频部分 (Hz~kHz) 会引起激光的线宽展宽, 而低频部分 (通常低于 Hz 量级) 则会导致谐振腔的共振频率发生漂移, 单位时间内共振频率的漂移量被称为超稳激光的漂移速率。

影响激光漂移速率的主要因素是 F-P 腔的温度变化, 由式 (3) 可知, 当腔体的长度发生变化时腔体的共振频率也会随之改变。引起 F-P 腔温度变化的因素包含两个方面:

1) 腔体所处的外界环境温度发生改变

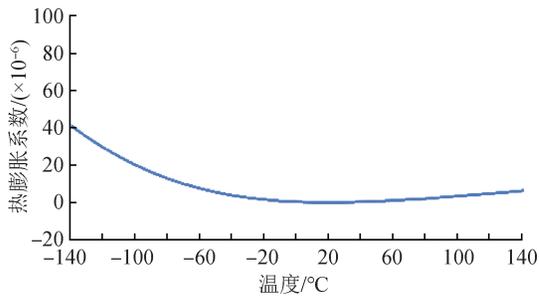
根据热量的传导方式可以将外界环境温度变

化条件分为两类: ①通过腔体支撑结构传热 (固体传热) 的方式影响腔体温度。这部分温度变化主要来源于腔体固体支撑结构与外部环境之间的热量交换; ②通过热辐射的方式影响腔体温度。F-P 腔体一般处于真空室内, 当外界环境温度发生变化时, 真空室的温度发生变化, 导致热辐射发生变化, 引起腔体共振频率漂移。

2) 腔内激光功率波动引起的腔镜温度变化

由于高性能 F-P 腔的腔镜上镀有高反射率的薄膜材料, 其反射率一般大于 99.99%, 因此当激光锁定时, 激光会在腔内多次反射后相干叠加, 高强度的激光会加热腔镜, 当 F-P 腔的入射光强度发生变化时, 腔内的光功率会随之变化, 激光对腔镜的加热效率也会发生变化, 从而引起 F-P 腔共振频率漂移。

由 ULE 材料制成的腔体和腔镜在室温附近具有零膨胀温度点, 目前被广泛应用于激光稳频实验中。典型 ULE 材料的热膨胀系数随时间的变化如图 3 所示, 在零膨胀温度点附近, ULE 材料的热膨胀系数极小, 因此同样的环境温度波动下腔体的长度变化最小, 腔体的共振频率变化最小, 超稳激光的漂移速率也最小。基于 ULE 材料的此种特性, 实验中通过将 ULE 腔体的温度控制在零膨胀温度点, 可将超稳激光的漂移速率从 Hz/s 量级抑制到 mHz/s 量级, 能够满足光学原子钟、量子信息等众多精密测量实验的需求。

图3 ULE材料热膨胀系数变化曲线^[29]Fig.3 Variation curve of thermal expansion coefficient of ULE materials^[29]

3 ULE 谐振腔的零膨胀温度点测量

ULE腔体的零膨胀温度点测量有多种方法,如膨胀测量法、光弹性分析法、超声法、干涉法^[30-31],其中超声法和干涉法已获得广泛应用。超声法利用不同温度下超声波在ULE材料中的传输速度不同来分析得到ULE材料的零膨胀温度点,主要用于大体积ULE材料的零膨胀温度点测量,该方法也广泛应用于ULE材料生产后的粗测筛选中,其测量精度相较于干涉法更低^[30-31]。干涉法将激光锁定在ULE材料F-P腔上,通过改变ULE腔体的温度来改变腔体的长度,从而改变共振频率。在温度改变的过程中,将腔体的共振频率与一个稳定的参考源相比较,从而判断腔体的温度是否在零膨胀温度点附近。根据参考源不同也衍生出了多种测量方法,如:参考腔拍频法、光梳测量法、光钟测量法。这几种测量方法的测量精度依次递增。干涉法的测量精度比超声法的测量精度更高,在精密测量科学领域应用广泛,但其装置复杂性及成本相较于超声法更高。

3.1 参考腔拍频法

参考腔拍频法利用一个已有的稳定工作的超稳腔作为参考源,待测腔在不同的稳态温度下与参考腔进行拍频,得到不同温度下待测腔的共振频率变化量。

实验中,保持一台ULE超稳腔的温度不变,在这种情况下环境温度波动导致的ULE腔体共振频率漂移范围在kHz量级,相较于大幅更改待测腔温度导致的MHz量级的共振频率变化可以忽略不计,因此可将参考腔的共振频率近似看作一个稳定的参考源。参考腔拍频法的实验装置与图2类

似,两台729 nm激光器通过PDH稳频方法分别锁定在两台ULE超稳腔上,参考腔长度为10 cm,锁定在该ULE腔体的超稳激光线宽约为1 Hz,短期稳定度为 $2 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$ ^[32]。环境温度约为22 °C,待测腔的腔长为7.5 cm,通过加热薄膜进行控温,将腔体温度控制为25 °C,之后进行加温,每增加5 °C测量一次待测腔与参考腔共振频率的差值,得到5组数据,通过对测量数据进行拟合计算得到该待测腔的零膨胀温度点为21.3 °C。

参考腔拍频法测量的优势在于能够得到不同温度下的待测腔共振频率变化量,可直接将温度控制在拟合计算得到的零膨胀温度点。但这种测量方法的精度取决于每次测量时待测腔是否处于温度平衡状态,当温度未达到平衡状态时,测量得到的结果会偏离真实值,引起较大的测量误差。而温度达到热平衡所需要的时间与真空腔体的热时间常数有关,不同真空结构的超稳腔热时间常数也有所不同,一般情况下热时间常在数天不等,因此得到精确的零膨胀温度点所需时间周期较长。

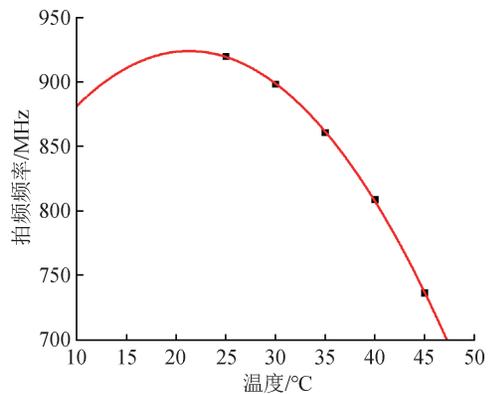


图4 参考腔拍频法拍频结果拟合曲线

Fig.4 Fitting curve of beat frequency results in reference cavity scheme

3.2 光梳测量法

光梳测量法中所用到的稳定参考频率源是锁定在微波频标(如氢钟10 MHz信号)上的光学频率梳。光学频率梳是一系列频率间隔相同,且相位相干的频率梳齿。其在时域上的表现形式 $E(t)$ 如图5(a)所示,为一组时间间隔稳定的超短脉冲序列;其在频域上的表现形式 $E(f)$ 如图5(b)所示,为一组频率间隔相同的频率梳齿。时域上不同脉冲包络的时间间隔周期为 T_r ,其倒数 f_{rep} 为光梳在频域上不同梳齿之间的频率间隔, f_{rep} 被

称为光梳的重复频率。由于激光色散造成载波的群速度和相速度差异，导致脉冲载波和包络之间产生了相位差 $\Delta\varphi_{ceo}$ ，反应到频域上，梳齿相对于零频发生了 f_{ceo} 的频率偏移， f_{ceo} 被称为载波包络偏移频率。

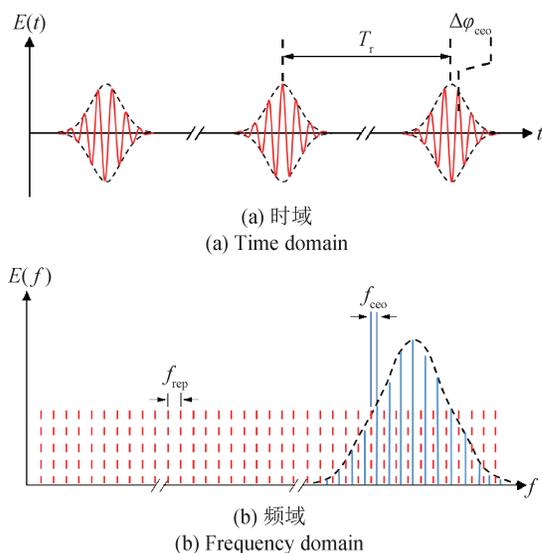


图5 光学频率梳时频特性

Fig.5 Time frequency characteristics of optical frequency comb

将锁定在零膨胀温度点待测腔体上的超稳激光与光学频率梳输出光的第 N 个梳齿进行拍频，其中光学频率梳参与拍频的梳齿频率表达式为

$$f_{comb} = Nf_{rep} + f_{ceo} \quad (8)$$

拍频得到的拍频信号频率记为 f_{beat} ，则超稳激光的频率表达式为

$$f_{laser} = Nf_{rep} + f_{ceo} + f_{beat} \quad (9)$$

通过更改温度，并记录拍频信号的频率，即可计算出 f_{laser} 的频率变化。由图3可知，在零膨胀温度点附近无论温度上升还是下降，热膨胀系数变化方向均相同，因此在零膨胀温度点附近，ULE腔体的共振频率达到极值，在更改温度并记录拍频信号频率的过程中， f_{laser} 达到极值点时的ULE腔体温度即为该待测腔的零膨胀点温度。实验中，更改10 cm ULE腔体的温度，并采用光学频率梳测量当前温度下ULE腔体的共振频率，然后对不同温度下腔体的共振频率进行拟合，最终得到该ULE腔体的零膨胀温度点为17.4 °C，其测量拟合结果如图6所示，其中ULE腔体的共振频率 $f_{ULE1} = \Delta f_1 + 411042000$ MHz。

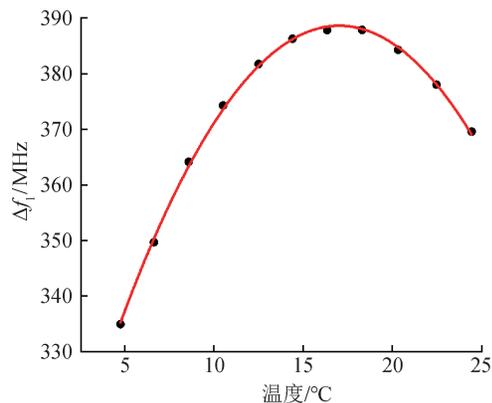


图6 ULE腔体共振频率随温度的变化关系

Fig.6 Relationship between resonance frequency of ULE cavity and temperature

3.3 光钟测量法

光钟测量法以原子或离子的特定能级之间的跃迁谱线为参考。光钟主要由三大部分组成，分别为：原子参考、本征振荡器、频率计数器。其中本征振荡器是用于钟跃迁探测的超稳激光，频率计数器为飞秒光梳。本征振荡产生的窄线宽超稳激光在经过外部声光调制器(AOM)移频之后作用在原子或离子上，光钟的闭环锁定通过伺服反馈将窄线宽的超稳激光锁定在钟跃迁谱线上，使超稳激光的频率与谱线跃迁的频率保持一致。飞秒光梳可用于测量超稳激光的频率，也可用于将钟激光频率转化到微波频率以便日常应用。

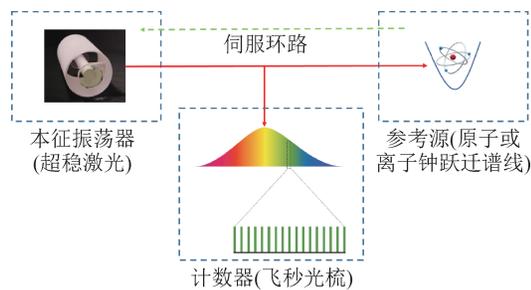


图7 光钟组成部分

Fig.7 Components of optical clock

锁定在ULE超稳腔上的729 nm窄线宽超稳激光通过AOM伺服反馈锁定在 $^{40}\text{Ca}^+$ 的钟跃迁能级上，因此ULE超稳腔共振频率 f_{laser} ，AOM频率 f_{AOM} 与 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子钟跃迁能级频率 f_{ion} 满足以下关系

$$f_{laser} + f_{AOM} = f_{ion} \quad (10)$$

可近似认为 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子钟跃迁的频率 f_{ion} 稳定不变。当ULE腔体温度改变时，ULE腔体的共振频率 f_{laser} 发生变化，锁定过程中 f_{AOM} 也随之变化。通

过更改温度并记录 f_{AOM} 的变化,即可得到ULE腔体的共振频率随温度的变化,当 f_{AOM} 达到极值点时, f_{laser} 也达到极值点,ULE腔体的温度达到了零膨胀温度点。实验中,改变7.5 cm待测腔温度,得到ULE腔体共振频率变化曲线如图8所示,其中ULE腔体的共振频率 $f_{ULE2}=\Delta f_2+411041492480000$ Hz。拟合得到该ULE腔体处于零膨胀温度点时的共振频率为411041492510844 Hz,通过改变ULE腔体的温度使腔体的共振频率达到该值附近,此时ULE腔体的零膨胀温度点为22.17 °C。将腔体的温度控制在零膨胀温度点后,由于室温昼夜波动引起的超稳腔共振频率波动由13 kHz降低至1 kHz以内,激光漂移速率降低了一个数量级。

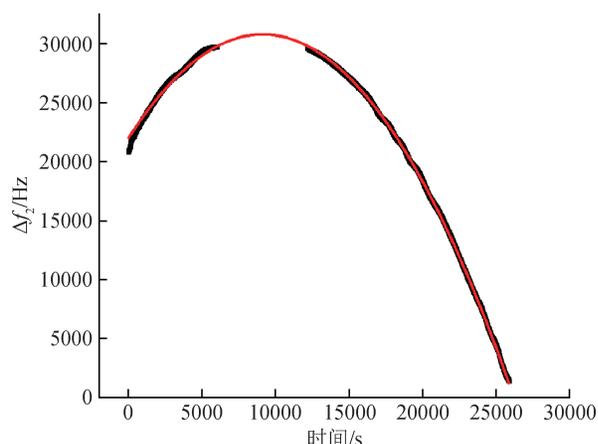


图8 ULE腔体共振频率随时间的变化关系

Fig.8 Relationship between resonance frequency of ULE cavity and time

4 总结

介绍了F-P腔及PDH稳频的基本原理,概述了超稳腔主要性能指标的测量方法,重点阐述了如何利用参考腔拍频法、光梳测量法、光钟测量法测量ULE腔体的零膨胀温度点,并通过实验分别验证了上述方法的可行性。

参考腔拍频法的优势在于所需的测量条件相较另外两种方法更简单,但其测量精度受限于拍频测量时待测腔的温度是否达到平衡以及参考腔频率的稳定性,其准确性远低于光梳测量法和光钟测量法,并且无法给出精确的ULE腔体共振频率。光梳测量法和光钟测量法的系统更加复杂且装置成本较高,但这两种方法的优点在于能够提供一个高精度的参考标准,能够快速找到ULE腔

体处于零膨胀温度点时的共振频率,测量所需时间周期较短,且测量准确性更高。

ULE腔体零膨胀温度点的精细测量能够有效改善超稳激光的频率漂移特性,对于推动精密测量领域的发展具有重要意义,未来可通过提高声速法的测量准确性,实现ULE材料生产过程中的零膨胀温度点精确测量,从而进一步提升ULE材料生产工艺质量。通过简化光梳、光钟等测量装置的复杂性,利用干涉法精确测量ULE腔体的零膨胀温度点,从而提升超稳激光的性能指标也将成为重点研究方向。随着科学技术的发展,精密测量等研究领域对超稳激光的性能指标要求将会越来越高,零膨胀温度点的测量将成为超稳激光技术发展与应用中的重要环节。

参考文献

- [1] EINSTEIN A. Zur quantentheorie der strahlung [J]. Physikalische zeitschrift, 1917, 18: 121-128.
- [2] MARGOLIS H S, BARWOOD G P, HUANG G, et al. Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single $^{88}\text{Sr}^+$ ion[J]. Science, 2004, 306: 1355-1358.
- [3] LUDLOW A D, ZELEVINSKY T, CAMPBELL G, et al. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock [J]. Science, 2008, 319(5871): 1805-1808.
- [4] CHOU C W, HUME D B, KOELEMIEJ J C, et al. Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks [J]. Physical review letters, 2010, 104(7): 70802.
- [5] HINKLEY N, SHERMAN J A, PHILLIPS N B, et al. An atomic clock with 10^{-18} instability[J]. Science, 2013, 341(6151): 1215-1218.
- [6] BLOOM B J, NICHOLSON T L, WILLIAMS J R, et al. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level[J]. Nature, 2014, 506(7486): 71-75.
- [7] BREWER S M, CHEN J S, HANKIN A M, et al. $^{27}\text{Al}^+$ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18} [J]. Physical review letters, 2019, 123(3): 33201.
- [8] LUDLOW A D, BOYD M M, YE J, et al. Optical atomic clocks[J]. Reviews of modern physics, 2015, 87(2): 637-701.
- [9] LEIBFRIED D, BLATT R, MONROE C, et al. Quantum dynamics of single trapped ions [J]. Reviews of modern physics, 2003, 75(1): 281-324.
- [10] SCHMIDT P O, ROSEN BAND T, LANGER C, et al. Spectroscopy using quantum logic[J]. Science, 2005, 309(5735): 749-752.
- [11] LASKY P D, THRANE E, LEVIN Y, et al. Detecting

- gravitational-wave memory with LIGO: implications of GW150914[J]. Physical review letters, 2016, 117(6): 61102.
- [12] COLLABORATION L S, VIRGO C, ABBOTT B P, et al. GW150914: implications for the stochastic gravitational-wave background from binary black holes[J]. Physical review letters, 2016, 116(13): 131102.
- [13] KOLKOWITZ S, PIKOVSKI I, LANGELLIER N, et al. Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks[J]. Physical review D, 2016, 94(12): 124043.
- [14] ABBOTT B P, ABBOTT R, ABBOTT T D, et al. All-sky search for long-duration gravitational wave transients with initial LIGO[J]. Physical review D, 2016, 93(4): 42005.
- [15] SANNER C, HUNTEMANN N, LANGE R, et al. Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing[J]. Nature, 2019, 567(7747): 204–208.
- [16] HERRMANN S, SENGER A, MOHLE K, et al. Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} level[J]. Physical review D, 2009, 80(10): 105011.
- [17] MICHIMURA Y, MATSUMOTO N, OHMAE N, et al. New limit on Lorentz violation using a double-pass optical ring cavity[J]. Physical review letters, 2013, 110(20): 200401.
- [18] DELVA P, LODEWYCK J, BILICKI S, et al. Test of special relativity using a fiber network of optical clocks [J]. Physical review letters, 2017, 118(22): 221102.
- [19] GODUN R M, NISBET-JONES P B R, JONES J M, et al. Frequency ratio of two optical clock transitions in $^{171}\text{Yb}^+$ and constraints on the time variation of fundamental constants [J]. Physical review letters, 2014, 113(21): 210801.
- [20] OUHAYOUN M, BORDE C J. Frequency stabilization of CO_2 lasers through saturated absorption in SF_6 [J]. Metrologia, 1977, 13(3): 149–150.
- [21] SASADA H, KUBOTA O. Frequency of lamb-dip-stabilized 1.52 μm He-Ne lasers [J]. Applied physics B, 1992, 55(2): 186–188.
- [22] BATAL A, DI BIN P, REYNAUD F, et al. Dual laser frequency stabilization with a birefringent fiber ring interferometer for microwave generation [J]. Microwave and optical technology letters, 1998, 19(5): 315–318.
- [23] XIE C, WANG L, CHEN L, et al. Frequency stabilization of an AlGaAs laser diode by a Fabry-Perot interferometer locked to a laser beam frequency-locked to the D(2) line of a Cs atomic beam [J]. Applied optics, 1989, 28(21): 4552–4555.
- [24] HAFNER S, FALKE S, GREBING C, et al. 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity [J]. Optics letters, 2015, 40(9): 2112–2115.
- [25] POUND R V. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators [J]. The review of scientific instruments, 1946, 17(11): 490–505.
- [26] DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical-resonator [J]. Applied physics B, 1983, 31(2): 97–105.
- [27] BLACK E D. An introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization [J]. American journal of physics, 2001, 69(1): 79–87.
- [28] ALLAN D W. Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators [J]. IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, 1987, 34(6): 647–654.
- [29] ULE corning code 7972 ultra low expansion glass [EB/OL]. [2022-10-22]. <https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/7f674d33bf65415991f66861245349d32.pdf>.
- [30] EDWARDS M J, BULLOCK E H, MORTON D E. Improved precision of absolute thermal-expansion measurements for ULE glass [J]. Proceedings of SPIE, 1996, 2857(1): 58–63.
- [31] WEI W, ZHANG Y, DU Z, et al. The dependence of ultrasonic velocity in ultra-low expansion glass on temperature [J]. Applied sciences, 2022, 12(2): 577.
- [32] SHANG J, CAO J, CUI K, et al. A compact, sub-Hertz linewidth 729 nm laser for a miniaturized $^{40}\text{Ca}^+$ optical clock [J]. Optics communications, 2017, 382: 410–414.

(本文编辑:刘圣晨)



第一作者: 袁易 (1997—), 男, 博士研究生, 主要研究方向为激光稳频、离子光频标。



通讯作者: 黄学 (1974—), 男, 研究员, 主要研究方向为离子光钟、激光技术、原子分子物理。主持并完成多项国家自然科学基金面上及重点项目、北斗重大专项、湖北省重点研发计划等项目, “十二五”期间, 作为项目首席顺利完成了地球观测与导航领域——

“1E-16星载原子钟关键技术”重点项目。