

用于 Hg 原子光晶格钟的低漂移率超稳腔系统

付小虎^{1,2,3**}, 方苏^{1,3}, 赵儒臣^{1,3}, 孙剑芳^{1,3}, 张晔^{1,2,3}, 徐震^{1,2,3*}, 王育竹^{1,2,3}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³中国科学院量子光学重点实验室, 上海 201800

摘要 光晶格钟需要高稳定度的超稳激光, 而超稳激光的频率稳定性受限于超稳腔的热噪声和温度涨落, 因此, 降低超稳腔的温度涨落对于超稳激光的频率噪声达到热噪声极限具有重要意义。分别从时域和频域上分析了达到热噪声极限对超稳腔温度稳定性的要求, 设计了超稳腔控温系统, 其包括一层被动隔热、两层主动控温的超稳腔真空系统和主动控温装置; 找到了超稳腔的零膨胀工作温度; 测量了真空隔热系统的温度传递时间常数(3.6 d); 监测了真空腔内主动控温层 11 d 的温度涨落(<1 mK)。通过实验测量和理论分析, 在频域和时域上分别计算得到了超稳腔的温度波动, 确定了千秒内的温度涨落引起的频率噪声均在热噪声极限以下。利用磁光阱产生的¹⁹⁹Hg 冷原子的钟频跃迁光谱测得超稳腔的长期温度漂移为 4.2 kHz/d, 符合 Hg 原子光晶格钟的要求。

关键词 激光光学; 超稳激光; 温度稳定; 钟频跃迁; 长期漂移

中图分类号 O436; O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0901001

Ultra-Stable Cavity System with Low Drift Rate for Mercury Optical Lattice Clock

Fu Xiaohu^{1,2,3**}, Fang Su^{1,3}, Zhao Ruchen^{1,3}, Sun Jianfang^{1,3},
Zhang Ye^{1,2,3}, Xu Zhen^{1,2,3*}, Wang Yuzhu^{1,2,3}

¹Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³Key Laboratory of Quantum Optics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract The ultra-stable laser is a key component in optical lattice clock, whose frequency stability is limited by the thermal noise and affected by the temperature fluctuation of ultra-stable cavity. Thus the temperature fluctuation is a serious obstacle in pursuing thermal-noise-limit of ultra-stable laser. In this paper, we analyze the requirement of the temperature stability to reach the thermal-noise-limit in frequency domain and time domain, and design the thermal-isolation vacuum system (with one passive thermal shield layer and two active temperature stabilized layers) and the corresponding temperature controller. Having developed the ultra-stable cavity system, we measure the zero-expansion work temperature of the ultra-stable cavity, the temperature transferring time constant of the thermal shield (3.6 d), and the temperature fluctuation of the temperature stabilized layer in vacuum in 11 d (<1 mK). With these data, we calculate the temperature fluctuation of the ultra-stable cavity, and evaluate that the frequency noise induced from the temperature fluctuation which is all below the thermal-noise-limit in 1000 s integration time. Moreover, we also use the clock transition spectrum of the ¹⁹⁹Hg cold atoms in magneto-optical trap to measure the long-term drift rate of the ultra-stable cavity (4.2 kHz/d). This frequency drift rate of ultra-stable cavity is competent to mercury optical lattice clock.

Key words laser optics; ultra-stable laser; temperature stabilization; clock transition; long-term drift

OCIS codes 140.3425; 300.6210

收稿日期: 2018-02-21; 修回日期: 2018-03-21; 录用日期: 2018-03-26

基金项目: 国家自然科学基金(91436105)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(XDB21030200)

* E-mail: xuzhen@siom.ac.cn; ** E-mail: fuxiaohu90@126.com

1 引 言

目前,基于中性原子的光晶格钟^[1-4]发展非常迅速,其中的 Yb 原子光晶格钟具有最高的频率稳定度^[5-6],Sr 原子光晶格钟具有最高的频率不确定度^[2-3],远远超过了目前微波钟的性能^[7-9],也超过了离子光钟^[10-12]。然而,这两种原子对黑体辐射较为敏感,需要采用非常复杂的技术手段来抑制黑体辐射频移^[3,13]。Hg 原子具备非常低的黑体辐射频移^[14-15],其黑体辐射频移比 Sr 原子和 Yb 原子至少低一个数量级,是实现光晶格钟的具有潜力的元素之一,极有希望在室温下不需对黑体辐射频移进行处理而进入 10^{-18} 的不确定度。

窄线宽超稳钟频激光^[16]系统是构成光钟的重要组成部分,目前常用的方法是将激光的频率通过 Pound-Drever-Hall(PDH)技术^[17]精密锁定到一个超稳超高精度法布里-珀罗(F-P)光学参考腔上,但稳频激光的极限频率稳定度受限于参考腔的热噪声^[18-19]。为了达到热噪声极限,需要将其他因素对激光频率的影响降低至热噪声极限以下。温度是其中一个重要的因素,由热胀冷缩效应引起的超稳腔腔长变化会影响超稳激光的频率,因此,对超稳腔的温度进行精密控制和稳定是极其重要的。此外,超稳激光的漂移率会影响光晶格钟的钟频探测,从而影响光钟的稳定度,因此需要采取多种手段降低超稳激光的漂移率。

为了实现 Hg 原子光晶格钟,需要一台低漂移率的超稳激光器。本文介绍了本课题组设计制作的超稳腔控温系统,该系统包含由被动隔热层、主动控温层组成的超稳腔真空系统和主动温度控制装置,使温度对超稳腔的影响低于热噪声极限。为了评估实际温度涨落对超稳腔性能的影响,测量了超稳腔真空系统的温度传递时间常数,连续 11 d 采集主动控温层中三个不同监测点的温度,并从频域和时域上分别计算得到了超稳腔的温度涨落,评估了该涨落对频率稳定度的影响。分析表明,在零膨胀温度(热膨胀系数小于 10^{-9} K^{-1})下,温度涨落所引起的超稳腔频率噪声在千秒内均低于热噪声极限。该超稳激光系统已应用于测量¹⁹⁹Hg 冷原子的 $1^1\text{S}_0-3^1\text{P}_0$ 钟频跃迁光谱,使用该光谱评估得到超稳激光的长期频率漂移率为 4.2 kHz/d 。

2 理论分析

超稳腔是一种具有超高精度和超高稳定度的

F-P 腔,由具有低热膨胀性的腔体和两个具有超高反射率的腔镜组成,具有超窄的透射谱线,是超稳激光的重要组成部分。通过 PDH 锁频技术将激光锁定到超稳腔上,稳定激光频率,并压窄激光线宽。超稳腔腔长的变化会直接影响其共振频率:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta \nu}{\nu}, \quad (1)$$

式中: L 为腔长; ΔL 为腔长的变化量; ν 为共振频率; $\Delta \nu$ 为共振频率变化量。由于材料具有热胀冷缩效应,因此温度的变化会影响超稳腔的腔长,从而影响其共振频率。

超稳激光的性能可以由频率稳定度和频率噪声来表征,时域上用阿兰标准差来表征其稳定度,频域上则用激光频率的噪声功率谱来表征其噪声水平。通常,在较小的温度波动下,超稳腔的共振频率与超稳腔温度变化之间的关系为 $\Delta \nu = \nu \alpha \Delta T$ (α 为热膨胀系数, T 为温度)。因此,超稳腔由温度变化引起的频率稳定度 $\sigma_{\Delta \nu/\nu}(t)$ 为

$$\sigma_{\Delta \nu/\nu}(t) = \alpha \sigma_T(t), \quad (2)$$

式中: $\sigma_T(t)$ 为超稳腔的温度稳定度。由超稳腔温度涨落导致的共振频率噪声 $S_{\nu}^{\text{cavity}}(f)$ 为

$$S_{\nu}^{\text{cavity}}(f) = \nu \alpha S_T^{\text{cavity}}(f), \quad (3)$$

式中: f 为傅里叶频率; $S_T^{\text{cavity}}(f)$ 为温度涨落噪声谱,单位为 $\text{K/Hz}^{1/2}$ 。超稳腔的极限频率稳定度取决于腔体材料、腔镜的基底材料和腔镜镀膜引入的热噪声。由于这些热噪声会导致腔长的无规则变化,故而会使超稳腔产生共振频率抖动。本研究使用平凹圆柱形超稳腔(腔体和腔镜均为 ULE 玻璃,常温下 ULE 玻璃的热膨胀系数 α 在 $3 \times 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ 以下,还存在热膨胀系数为 0 的温度,波长为 1062.5 nm ,腔长为 10 cm ,凹面镜曲率半径为 50 cm ,精细度为 46 万),其热噪声极限频率稳定度 $\sigma_{\Delta \nu/\nu}(t) = 7 \times 10^{-16}$,对应的频率噪声功率谱密度 $S_{\nu}^{\text{cavity}}(f) = 0.17/\sqrt{f} \text{ Hz/Hz}^{1/2}$ ^[18]。要达到热噪声极限,就要使超稳腔温度波动的影响远低于热噪声的影响。对于热膨胀系数 $\alpha = 10^{-8} \text{ K}^{-1}$ 的超稳腔,要求超稳腔的温度稳定度 $\sigma_T(t) < 7 \times 10^{-8} \text{ K}$,温度涨落小于 $6 \times 10^{-8}/\sqrt{f} \text{ K/Hz}^{1/2}$ 。这在实验上很难通过主动温控直接实现,因此还需要通过被动隔热的积分效应来减小超稳腔的温度变化,增加其温度稳定性。实验上通常将超稳腔置于真空度较高的环境中,以避免传导和对流这两种高频传热方式,仅保留热辐射来实现低频传热。

对于温度传递时间常数为 t 的被动隔热层,在

时域上,超稳腔温度 $T_{\text{cavity}}(t)$ 的变化可表示为^[20]

$$\frac{dT_{\text{cavity}}(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}[T_{\text{cavity}}(t) - T_{\text{out}}(t)], \quad (4)$$

式中: $T_{\text{out}}(t)$ 为外围环境温度。

在频域上,若外围环境的温度涨落为 $S_T^{\text{cavity}}(f)$, 经过温度传递时间常数为 τ 的被动隔热层后,超稳腔的温度涨落 $S_T^{\text{cavity}}(f)$ 为^[21-22]

$$S_T^{\text{cavity}}(f) = \frac{S_T^{\text{out}}(f)}{\sqrt{1 + (\tau f)^2}}, \quad (5)$$

因此,在 $\tau f \gg 1$ 时,超稳腔的温度涨落约为环境温度涨落的 $1/(\tau f)$ 。假设时间常数 τ 为 10^4 s,则对外围环境温度稳定度的要求就降低到 $6 \times 10^{-4} \sqrt{f}$ K/Hz^{1/2},这时通过主动控温就可以达到这一要求。因此,较大的时间常数能有效提升温度稳定性,并降低漂移率。

从(2)式和(3)式可以看出,除了提高温控水平和增加温度传递时间常数这两种方法外,还可以通过降低超稳腔的热膨胀系数来降低超稳腔共振频率对温度的敏感度。ULE 超稳腔的共振频率与温度的关系可以简化为^[20,22]

$$\nu = \beta(T - T_0)^2 + \nu_0, \quad (6)$$

式中: T_0 为零膨胀温度; β 为二次频率温度系数。当温度 $T = T_0$ 时,超稳腔共振频率对温度的导数为 0,亦即 $\alpha = 0$,此时的共振频率为 ν_0 。当温度变化 ΔT 比较小时,由温度变化导致的共振频率的变化 $\Delta \nu = \alpha \nu_0 \Delta T = 2\beta(T - T_0) \Delta T$,即 α 与 $(T - T_0)$ 成正比。因而,如果可以让超稳腔工作在零膨胀温度,则其热膨胀系数将大大降低。假设热膨胀系数 α 由 10^{-8} K⁻¹ 降低到 10^{-9} K⁻¹,在温度传递时间常数 $\tau = 10^4$ 的情况下,对环境温度涨落的要求可降低到 $6 \times 10^{-3} \sqrt{f}$ K/Hz^{1/2},同样环境温度稳定性的要求也将降低一个量级。

实验中无法直接测量超稳腔的温度。如果在超稳腔附近安装热敏电阻,则其自身发热会极大地影响超稳腔的温度稳定性。从上面的分析可以知道,通过测量环境温度 $T_{\text{out}}(t)$ 、 $S_T^{\text{out}}(t)$ 和温度传递时间常数 τ 即可推算出超稳腔的温度 $T_{\text{cavity}}(t)$ 和 $S_T^{\text{cavity}}(t)$,从而可以分析其对频率稳定度的影响。

光钟的一个探测周期为 1~10 s,因而作为本地振荡器的超稳激光要在 1~10 s 内都有较高的频率稳定度。不仅如此,超稳钟频激光还要有较低的长期频率漂移,以降低光钟的 Dick 效应^[23-25],方便进行光钟钟频跃迁光谱的探测实验。因此,为实现 Hg 原子光晶格钟,本研究力求在 1000 s 以内使超稳腔的温度稳

定性对共振频率的影响低于热噪声极限。

3 超稳腔系统设计

综合以上分析可知,设计一个超稳腔系统,需要很好地稳定超稳腔的温度,可以通过多级精密温控的真空室、增加温度传递时间常数、寻找并设置超稳腔零膨胀工作点等技术手段来降低温度涨落。

3.1 真空系统

真空环境不仅可以有效增加温度传递时间常数,还可以消除空气折射率波动对超稳激光频率的影响。后者要求超稳腔放置在真空度优于 10^{-4} Pa 的真空环境中^[26]。

本课题组设计的超稳腔真空系统共有三层,均为铝合金加工而成的立方结构,如图 1 所示。最外层为真空腔体,中间一层为主动控温层,内层为被动隔热层,被动隔热层中放置有超稳腔及其支撑体,在超稳腔振动不敏感点进行支撑。为了方便超稳腔的安装与调节,内部的各层均为底板+罩的结构,真空层有上下两个开口,采用氟橡胶 O 圈密封。出于透光需要及减小热辐射,在每一层沿超稳腔方向安装了 1064 nm 增透窗镜。为了避免这些窗镜与超稳腔腔镜形成干涉,窗镜的安装平面均有不同的倾斜角度。被动隔热层和超稳腔的 U 形支架均进行了表面抛光和镀金处理,目的是增加红外热辐射的反射率,减小外层向内层的热辐射。为了减小热传递,被动隔热层使用 4 个氟橡胶球固定,并支撑在主动控温层上。同样,超稳腔的 U 形支架也通过氟橡胶球放置及支撑在被动隔热层上。真空腔侧面有一个 22 针的真空电极,用于测温 and 为半导体制冷片 (TEC) 供电,真空腔上端连接离子泵以维持真空,真空腔通过一个角阀进行预抽气。抽气及烘烤后,整个真空腔由一个抽速为 10 L/s 的离子泵维持,保持

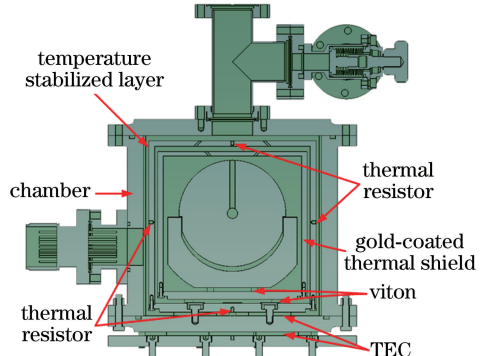


图 1 超稳腔真空系统剖面图

Fig. 1 Sectional view of the ultra-stable cavity assembly

噪声。图 2(b)为 PID 控制及 MOSFET 驱动电路。由于图 2(b)部分有四线感流电阻以及 MOSFET 大功率发热元件,这种采集电路和控制电路分离的设计避免了控制电路对采集电路的影响,同时也方便控制电路采用开放或者风扇等散热方式。在图 2(a)的温度采集电路中,电桥结构的三个 10 kΩ 电阻均为 5×10^{-6} 的低温漂电阻,而热敏电阻采用的是 TE Connectivity 公司的 NTC 热敏电阻 GA10K3A11A,响应快,准确度为 0.1 °C。组成差分放大结构的三个运算放大器 ICL7650 为斩波自稳零低漂移的运算放大器,适合直流信号及慢速信号的前置放大。图 2(b)中的伺服控制电路采用并联 PID 结构,通过调节三个电路中的可调电阻器即可独立调节比例、积分、微分三个分量值。通过图 2(b)中 2 Ω 的四线电阻采样反馈给最后的一个输出范围为 140 V 的轨到轨运放 LT6090,控制两个 PNP、NPN 场效应管,实现电路由电压控制变为电流控制,同时具备高电压、大电流的输出能力。需要指出的是,在控制电路中,红色方框中的二极管在驱动 TEC 时无需焊接,而在控制单向电流的加热片电路中需要焊接红色方框中的二极管。

3.3 超稳腔的零膨胀温度

为了进一步减小温度漂移的影响,超稳腔还需工作在零膨胀温度。实验中通过测量超稳腔在不同温度时的共振频率来拟合得到(6)式中的三个未知参数 β 、 T_0 、 ν_0 。其中,超稳激光频率由稳定在氢钟(iMaser3000, T4Science)上的光纤光梳(FC1500-250-WG, MenloSystems)测量得到。由于被动隔热层的温度传递时间系数非常大,每次改变主动控温层的温度后,需要较长时间才能实现超稳腔的温度稳定,因而每次调温后均等待 9 d 再测量激光频率。本课题组测量了 25.0, 21.9, 20.1, 18.4 °C 的超稳激光频率,如图 3 所示,用(6)式进行拟合后得到 $\beta = -0.20 \text{ MHz/K}^2$, $T_0 = 18.65 \text{ °C}$ 和 $\nu_0 = -3.06 \text{ MHz}$,因此可以确定超稳腔的零膨胀温度 $T_0 = 18.65 \text{ °C}$ 。考虑到实验的测量误差,后面的评估中采用 18~19 °C 范围内最大的热膨胀系数作为 α 的取值。由(6)式求导可以得到, $\alpha\nu_0 = 2\beta(T - T_0)\nu_0 < 260 \text{ kHz/K}$,对应的热膨胀系数 α 小于 10^{-9} K^{-1} 。

4 系统性能测量与评估

4.1 温度传递时间常数的测量

通过改变主动控温层的温度,使用光纤光梳测

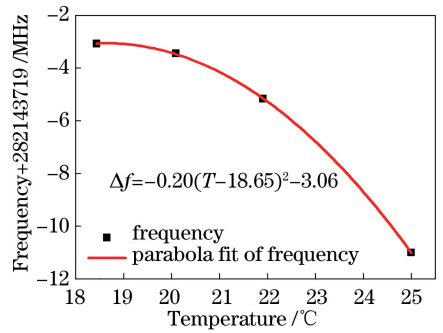


图 3 超稳腔在不同温度下的谐振频率

Fig. 3 Resonant frequency of ultra-stable cavity at different temperatures

量不同时刻的超稳激光频率,并根据(6)式中频率与温度的关系,推算出不同时刻超稳腔的温度,如图 4 所示。经过拟合得到超稳腔系统的温度传递时间常数 $\tau = 87.43 \text{ h} = 3.15 \times 10^5 \text{ s} = 3.64 \text{ d}$ 。

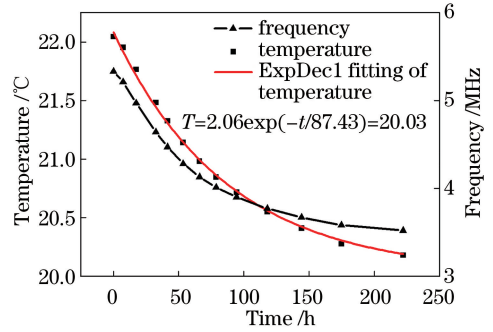


图 4 由光梳测量得到的谐振频率及由谐振频率计算得到的温度随时间的变化

Fig. 4 Variation of measured resonant frequency or calculated resonant frequency with time

4.2 主动温控层性能测试

进行两级主动控温后,通过主动控温层顶部、中间、底板三个位置的热敏电阻来监测温度的变化。图 5 为连续 11 d 的温度测量结果,测量间隔为 30 s,可以看到在环境温度变化 2.5 K(峰峰值)的情况下,主动控温层中部及底板的温度变化均小于 0.5 mK,顶层受环境温度的影响较大,但长期温度变化也在 1 mK 以内。

4.3 温度涨落的影响

系统温度涨落的影响可以分别从频域和时域两个方面进行评估。

对图 5(a)中主动控温层的三个测温点温度曲线进行快速傅里叶变换,可计算得到图 6 所示的主动控温层的温度涨落噪声谱(红、蓝、黑色实线)。棕色和绿色直线分别为热膨胀系数 α 为 10^{-8} K^{-1} 和 10^{-9} K^{-1} 时要达到热噪声极限时系统对温度涨落噪

声谱的要求,由(3)式可知其表达式为 $0.17/(\sqrt{f} \nu_0 \alpha)$ K/Hz^{1/2}。三个温度测试点的温度涨落噪声谱在 0.015 Hz 处均已经达到 10^{-4} K/Hz^{1/2},同时三个点的温度噪声谱仍在随着频率升高而缓慢降低,可

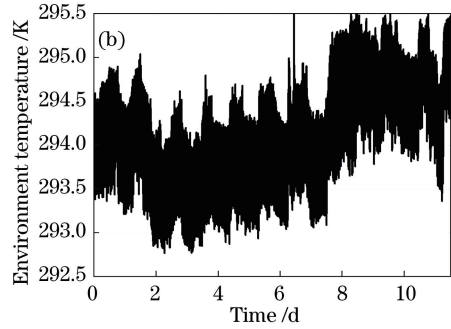
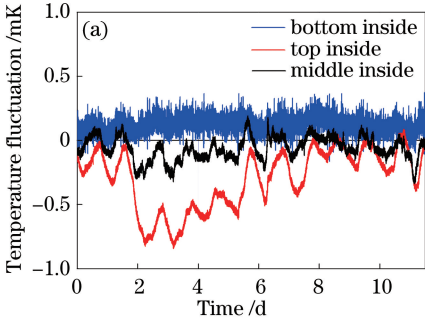


图 5 (a)主动控温层不同测温点的温度;(b)实验室环境温度

Fig. 5 (a) Temperature at different positions of active temperature stabilized layer;
(b) environmental temperature of laboratory

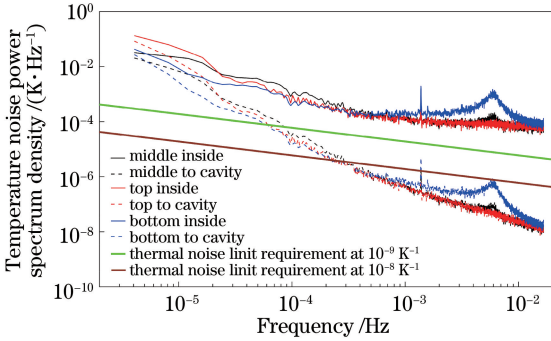


图 6 主动控温层三个测温点的温度功率谱密度(实线)、根据传递函数计算得到的超稳腔的温度功率谱密度(虚线)及不同热膨胀系数(10^{-8} K⁻¹和 10^{-9} K⁻¹)时为了达到热噪声极限而对温度功率谱密度的要求

Fig. 6 Temperature noise power spectrum density of three measuring points in the active temperature stabilized layer (solid line), temperature noise power spectrum density of three measuring points in the ultra-stable cavity (dotted line) calculated by transfer function, and the requirement of the temperature noise power spectrum density at 10^{-8} K⁻¹ and 10^{-9} K⁻¹ to reach the thermal noise limit

在超稳腔真空系统中设计有被动隔热层,前面已测量得到其温度传递时间常数为 3.15×10^5 s。因而可以根据(5)式进一步计算得到不同测温点的超稳腔温度波动(红、蓝、黑色虚线)。例如在 0.015 Hz 处,超稳腔的温度功率谱密度为

$$S_T^{\text{cavity}}(0.015) = \frac{S_T^{\text{layer}}(0.015)}{0.015\tau} = 2.12 \times 10^{-8} \text{ K/Hz}^{1/2}. \quad (7)$$

这个温度涨落无论是对于 $\alpha = 10^{-8}$ K⁻¹ 还是 $\alpha =$

以推断 1 Hz 处的温度功率谱密度低于该值。然而,即便是热膨胀系数仅为 10^{-9} K⁻¹,仅仅是主动控温还不足以使温度涨落低于热噪声极限的要求(绿线),因此,除了主动温控还需要进行被动隔热。

10^{-9} K⁻¹时热噪声极限的要求,都要低一两个数量级。从图 6 中不难看出:即使对 $\alpha = 10^{-8}$ K⁻¹,在频率高于 3×10^{-3} Hz 时,温度对超稳腔频率的影响也在热噪声极限之下,对应的时间尺度为百秒。在零膨胀温度附近, $\alpha = 10^{-9}$ K⁻¹,在频率高于 10^{-4} Hz 时,超稳腔温度涨落导致的频率噪声均在热噪声极限以下,对应的时间尺度为千秒,满足预定的设计目标。

在时域上,假定零时刻超稳腔和外围已经达到热平衡,再求解(4)式的差分方程,可由主动控温层不同位置的温度涨落推算出它们对超稳腔温度涨落的影响,如图 7(a)所示,超稳腔短期的温度稳定度得到极大提高,温度曲线非常光滑,而长期则依然有漂移,符合被动隔热层的低通特性。

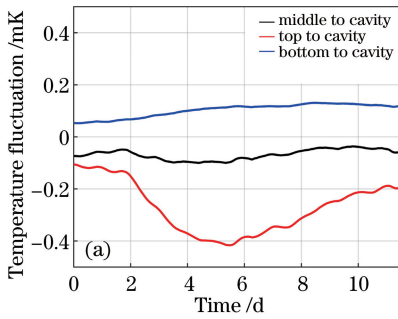
得到超稳腔的温度涨落后,可进一步求出主动控温层(实心点)及超稳腔(空心点)的温度稳定度(阿兰标准差),如图 7(b)所示。其中棕色和绿色直线分别为 10^{-8} K⁻¹和 10^{-9} K⁻¹热膨胀系数下,热噪声极限对应的温度稳定度。同样可以得到在 10^{-9} K⁻¹的热膨胀系数下,超稳腔的温度稳定度可保证千秒内温度的影响均低于热噪声极限,而对于 10^{-8} K⁻¹的热膨胀系数,百秒内均低于热噪声极限。这与频域的分析是十分吻合的,满足预定的设计目标。

4.4 利用 Hg 原子钟频跃迁测量超稳激光的长期频率漂移

长期频率漂移也是超稳激光性能的重要部分,对于减小 Dick 效应^[23-25]和测量光晶格钟原子钟频

具有重要意义,超温腔的温度稳定是减小长期频率漂移的最重要的一步。测量超稳腔共振频率漂移的方法有两种:一是使用两台波长相同、结构相似的超稳激光进行拍频测量,这种方法测量的频率和时间精度比较高,但是将两台超稳激光的共模频率漂移抵消掉了,因而测量值不是真实值^[28-29];二是以原子的钟频作为绝对参考,以此来测量超稳激光的频率漂移^[30-31]。本研究以 Hg 原子钟频跃迁光谱作为参考测量了超稳腔的漂移率。

首先采用无外场探测技术探测了磁光阱(MOT)中¹⁹⁹Hg冷原子团^[32-33]的钟频跃迁光谱,实



验原理图如图 8 所示,其中:HWP 为半波片;PBS 为偏振分束器;QWP 为四分之一波片,AOM 为声光调制器。1062.5 nm 超稳激光经过四倍频后获得了 4 mW 的 265.6 nm 紫外超稳钟频探测激光,将钟频探测光与冷却光合束后,入射至¹⁹⁹Hg冷原子团上,测得磁光阱中的冷原子损失率可高达 95%,如图 9(a)所示。利用斩波器和声光调制器实现了冷却光和钟频光的异步运行,可实现无外场探测,避免了冷却光对原子的影响,从而避免了由冷却光导致的最大频移项——光频移。从图 9 中可以看到,冷却光引起的光频移约为 300 kHz。

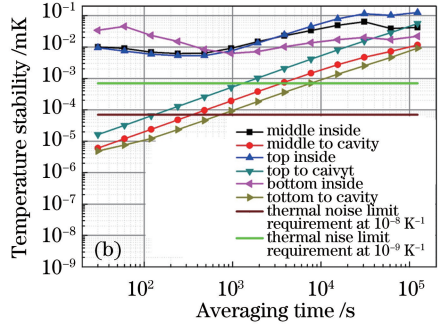


图 7 (a)由主动控温层温度计算得到的超稳腔温度变化;(b)在主动控温层顶部、中间、底板三点测量的温度稳定度(实心点)、由主动控温层三点温度分别计算的超稳腔的温度稳定度(空心点)及 10^{-8} K^{-1} 和 10^{-9} K^{-1} 热膨胀系数下为了达到热噪声极限而对温度稳定度的要求(棕色、绿色线)

Fig. 7 (a) Temperature fluctuation of the ultra-stable cavity which calculated from the temperature of temperature stabilized layer; (b) temperature stability of the three point (middle, top, bottom) in stabilized layer (solid points), temperature stability of the ultra-stable cavity (hollow points) calculated from the temperature of the stabilized layer, and the requirement of the temperature stability at 10^{-8} K^{-1} and 10^{-9} K^{-1} (brown line and green line) to reach the thermal noise limit

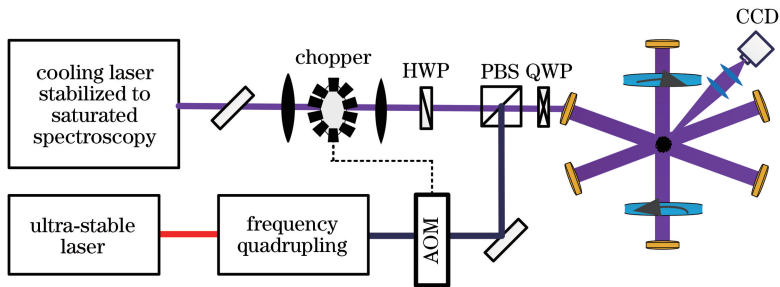


图 8 ¹⁹⁹Hg 冷原子钟频跃迁探测实验原理框图

Fig. 8 Experimental schematic of the clock transition detection of ¹⁹⁹Hg cold atoms

使用高斯线型对无外场钟频跃迁光谱进行拟合,可以得到原子的钟频跃迁中心频率。影响钟频跃迁频率的最大频移项(冷却光引入的光频移)已经消除,而其他因素的影响均小于 1 kHz(环境磁场引入的塞曼频移较小且稳定,声光调制器等光移频元件皆参考到高稳定度的氢钟上),因而可以使用原子的钟频跃迁光谱来测量超稳激光的频率变化,亦即

超稳腔的漂移率。但由于冷原子温度引入了多普勒展宽,实际测量的钟频跃迁线宽远大于超稳激光的短期频漂,因而无法获得短期内的激光频率漂移。在实验中,连续测量了 5 d,以估算出测量时间内的长期漂移。在每次测量中,对 4 次钟频光谱的测量值取平均值,得到了超稳激光的频率变化,如图 9 (b)所示。紫外钟频激光的漂移率为 $16.8 \text{ kHz/d} =$

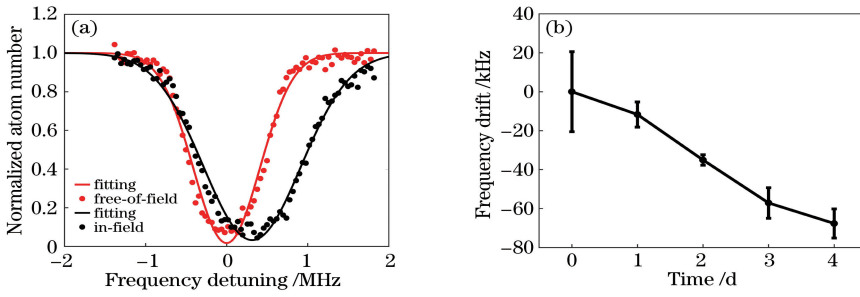


图 9 (a)钟频跃迁光谱;(b)钟频激光频率漂移

Fig. 9 (a) Clock transition spectrum; (b) clock laser frequency drift

0.2 Hz/s,因而 1062.5 nm 超稳激光亦即超稳腔的频率漂移率为 4.2 kHz/d(0.05 Hz/s),该指标和已报道的同类型超稳腔^[28-31,34]的水平相当,可满足下一步光晶格中原子钟频跃迁的探测需求。需要指出的是,尽管该频率漂移率已经比较低,但由前面的分析可知,超稳腔的温度变化实际上应小于 1 mK/d,对应的温度漂移率应小于 0.26 kHz/d。因而该频率漂移已经不再是由超稳腔的温度变化引起的,而主要是由超稳腔的应力释放及老化造成的。

5 结 论

为了使温度对超稳腔的影响在热噪声极限以下,设计了包含两级主动温控和一级被动隔热的超稳腔系统,并寻找到超稳腔的零膨胀温度点。测量了主动控温层连续 11 d 的温度漂移(<1 mK)以及真空隔热层的温度传递时间常数(3.6 d),并分别在时域和频域上计算了此温度涨落对超稳腔的影响。经过分析可知,千秒内的温度涨落对超稳腔频率的影响均在热噪声极限以下,可以满足 Hg 原子光晶格钟对频率稳定度的要求。利用磁光阱产生的 ¹⁹⁹Hg 冷原子的钟频跃迁光谱,测量了超稳腔的实际长期漂移,5 d 内超稳腔的频率漂移率为 4.2 kHz/d,其长期频率漂移性能达到了同类超稳腔的水平。

致谢 感谢中国科学院武汉物理与数学研究所陈群峰研究员、华东师范大学马龙生教授、蒋燕义教授对于超稳激光系统的帮助;感谢中国科学院上海光学精密机械研究所冯衍研究员、张磊副研究员设计制作的光纤激光放大器;感谢李唐副研究员、黄军超同学在光梳测频方面的帮助。

参 考 文 献

[1] McFerran J J, Yi L, Meiri S, *et al.* Neutral atom

frequency reference in the deep ultraviolet with fractional uncertainty = 5.7×10^{-15} [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(18): 1803004.

[2] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, *et al.* Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty[J]. *Nature Communications*, 2015, 6(1): 6896.

[3] Ushijima I, Takamoto M, Das M, *et al.* Cryogenic optical lattice clocks[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(3): 185-189.

[4] Abgrall M, Chupin B, de Sarlo L, *et al.* Atomic fountains and optical clocks at SYRTE: status and perspectives[J]. *Comptes Rendus Physique*, 2015, 16(5): 461-470.

[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] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, *et al.* Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles[J]. *Nature Photonics*, 2016, 11(1): 48-52.

[7] Peil S, Hanssen J L, Swanson T B, *et al.* Evaluation of long term performance of continuously running atomic fountains[J]. *Metrologia*, 2014, 51(3): 263-269.

[8] Dong G X, Lin J D, Zhang S, *et al.* Research on atomic phase feedback in pulsed optically pumped atomic clocks[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(7): 0702001.

董功勋, 林锦达, 张松, 等. 脉冲光抽运原子钟原子相位反馈研究 [J]. *光学学报*, 2017, 37(7): 0702001.

[9] Liu P, Cheng H D, Meng Y L, *et al.* Research on phase modulation of Ramsey fringes in integrating sphere cold atom clocks [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(11): 1112001.

刘鹏, 成华东, 孟艳玲, 等. 积分球冷原子钟相位调制 Ramsey 条纹研究 [J]. *中国激光*, 2016, 43(11): 1112001.

[10] Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, *et al.*

- Single-ion atomic clock with 3×10^{-18} systematic uncertainty[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(6): 063001.
- [11] Huang Y, Guan H, Liu P, *et al.* Frequency comparison of two $^{40}\text{Ca}^+$ optical clocks with an uncertainty at the 10^{-17} level[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 116(1): 013001.
- [12] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, *et al.* Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 070802.
- [13] Beloy K P, Hinkley N M, Phillips N B, *et al.* Atomic clock with 1×10^{-18} room-temperature blackbody stark uncertainty [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(26): 260801.
- [14] Porsev S G, Derevianko A. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(2): 020502.
- [15] Rosenband T, Schmidt P O, Hume D B, *et al.* Observation of the $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ clock transition in $^{27}\text{Al}^+$ [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(22): 220801.
- [16] Young B C, Cruz F C, Itano W M, *et al.* Visible lasers with subhertz linewidths[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(19): 3799-3802.
- [17] 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.
- [18] Numata K, Kemery A, Camp J. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(25): 250602.
- [19] Martin M J. Quantum metrology and many-body physics: pushing the frontier of the optical lattice clock[D]. Colorado: University of Colorado, 2013: 67-89.
- [20] Zhang J, Wu W, Shi X H, *et al.* Design verification of large time constant thermal shields for optical reference cavities [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(2): 023104.
- [21] Bergquist J C, Itano W M, Wineland D J. Laser stabilization to ion[C]//Hansch T W, Inguscio M. *Proceedings of the International School of Physics «Enrico Fermi»*. 1994: 359-376.
- [22] Liu Y. Sub-mK temperature control for ultrastable laser systems[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2015: 11-12.
刘洋. 超稳激光中亚毫开尔文量级温度的精密控制[D]. 武汉: 华中科技大学, 2015: 11-12.
- [23] Prestage J D, Dick G J, Maleki L. The JPL trapped ion frequency standard development[C]//*Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*. 1987: 285-297.
- [24] Santarelli G, Audoin C, Makdissi A, *et al.* Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator [J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 1998, 45(4): 887-894.
- [25] Quessada A, Kovacich R P, Courtillot I N, *et al.* The Dick effect for an optical frequency standard[J]. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 2003, 5(2): S150-S154.
- [26] Jiang H F. Development of ultra-stable laser sources and long-distance optical link via telecommunication networks[D]. Paris: University of Paris, 2010: 22-23.
- [27] Madhavan U P K, Gunasekaran M K, Kumar A. $\pm 30 \mu\text{K}$ temperature controller from 25 to 103°C : study and analysis [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2003, 74(1): 231-242.
- [28] Wu L F, Jiang Y Y, Ma C Q, *et al.* 0.26-Hz-linewidth ultrastable lasers at 1557 nm[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 24969.
- [29] Chen H Q. Research on the key technology of the optical frequency synthesis [D]. Shanghai: East China Normal University, 2014: 32-33.
陈海琴. 光学频率合成关键技术研究[D]. 上海: 华东师范大学, 2014: 32-33.
- [30] Bian W, Huang Y, Guan H, *et al.* 1 Hz linewidth $\text{Ti}:\text{sapphire}$ laser as local oscillator for $^{40}\text{Ca}^+$ optical clocks[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87(6): 063121.
- [31] Liu H, Zhang X, Jiang K L, *et al.* Realization of closed-loop operation of optical lattice clock based on ^{171}Yb [J]. *Chinese Physics Letters*, 2017, 34(2): 020601.
- [32] Liu H L, Yin S Q, Liu K K, *et al.* Magneto-optical trap for neutral mercury atoms[J]. *Chinese Physics B*, 2013, 22(4): 043701.
- [33] Liu K K, Zhao R C, Gou W, *et al.* A single folded beam magneto-optical trap system for neutral mercury atoms[J]. *Chinese Physics Letters*, 2016, 33(7): 070602.
- [34] Alnis J, Matveev A, Kolachevsky N, *et al.* Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(5): 053809.