

利用传输腔技术实现镱原子光钟光晶格场的频率稳定

张曦 刘慧 姜坤良 王进起 熊转贤 贺凌翔 吕宝龙

Transfer cavity scheme for stabilization of lattice laser in ytterbium lattice clock

Zhang Xi Liu Hui Jiang Kun-Liang Wang Jin-Qi Xiong Zhuan-Xian He Ling-Xiang Lü Bao-Long

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 164205 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.164205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.164205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于单个量子级联激光器的大气多组分测量方法

Detection of atmospheric multi-component based on a single quantum cascade laser

物理学报.2017, 66(9): 094203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.094203>

6611--6618 cm^{-1} 之间氨气光谱线强的测量

Measurements of line strengths for some lines of ammonia in 6611-6618 cm^{-1}

物理学报.2017, 66(5): 054207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054207>

基于可调谐二极管激光吸收光谱技术的密闭玻璃容器中水汽浓度及压力的探测

Concentration and pressure measurement of water vapor in sealed glass containers based on tunable diode laser absorption spectroscopy

物理学报.2016, 65(8): 084202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084202>

基于多层介质膜光栅的谱合成系统光束特性分析

Analysis of characteristics of combined beam in spectral beam combining system based on multilayer dielectric grating

物理学报.2016, 65(5): 054205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.054205>

气雾化辅助激光诱导击穿光谱检测水中的痕量金属元素

Detection of metal element in water using laser-induced breakdown spectroscopy assisted by nebulizer

物理学报.2015, 64(2): 024212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024212>

利用传输腔技术实现镱原子光钟光晶格场的频率稳定*

张曦¹⁾²⁾³⁾ 刘慧¹⁾²⁾³⁾ 姜坤良¹⁾²⁾³⁾ 王进起¹⁾²⁾³⁾ 熊转贤¹⁾²⁾
贺凌翔^{1)2)†} 吕宝龙¹⁾²⁾

1)(中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2)(中国科学院原子频标重点实验室, 武汉 430071)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2017年4月21日收到; 2017年6月6日收到修改稿)

为了获得高稳定性和高精度的原子光晶格钟, 光晶格场的频率必须得到锁定, 线宽必须控制到特定水平用来消除交流斯塔克频移. 本文提出利用传输腔技术来实现对镱原子光钟的光晶格场的频率锁定和抑制频率长期漂移的锁定方案. 首先, 将一个殷钢材料的传输腔锁定在基于调制转移谱技术锁定的780 nm激光场上, 再将759 nm的光晶格光场锁定在传输腔上. 实验结果表明, 光晶格光场的线宽可以锁定和控制到1 MHz以下. 光晶格光场与锁定于氢钟的光梳拍频结果显示, 光晶格光场的长期频率稳定度优于 3.6×10^{-10} , 可以确保实现镱原子光钟的不确定度进入 10^{-17} .

关键词: 镱原子光钟, 光晶格场, 传输腔, 频率稳定度

PACS: 42.62.Fi, 37.10.Jk, 42.60.-v

DOI: 10.7498/aps.66.164205

1 引言

基于中性原子的光钟由于具有较高的信噪比、较短的平均时间等诸多优势, 不断地刷新着光钟的稳定度和不确定度, 在时间频率基准、测地学和基础物理研究方面显现出了广泛的应用潜力和价值^[1-4]. 和离子光钟相比, 中性原子钟可以在较短的平均时间内获得更高的频率稳定度^[5,6]. 近几年来, 基于镱原子(ytterbium, Yb)的光晶格钟已经被选定为二级秒定的候选原子体系^[7]. 在室温下, 镱原子光钟不确定度受黑体辐射频移的影响已经可以控制到 1×10^{-18} 的水平^[8]. 2013年, 以 ^{171}Yb 同位素 $6\text{ s}^2\text{S}_0 \rightarrow 6\text{ s}6\text{ p }^3\text{P}_0$ 跃迁(对应频率518295836590865.0 Hz)已经被确定为二级秒定义

的推荐值^[9].

为了使光钟的精度更好, 一般采用光晶格所产生的周期势阱来囚禁原子并降低相互作用^[10]. 光晶格是通过两束对射且束腰精确重合的大功率相干光场形成, 在光传播方向上形成驻波光囚禁场. 原子在通过多级磁光阱(magneto-optical trap, MOT)减速并冷却后装载进光晶格中, 并被晶格光场的囚禁势所束缚. 此囚禁势可以表述为

$$\begin{aligned} \Delta E &= \hbar\nu_{\text{Stark}} \\ &= E^2 \sum \Delta\alpha(\sigma, \nu) + E^4 \sum \Delta\gamma(\sigma, \nu) \\ &\quad + \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 E 表示晶格光场的电场强度, $\Delta\alpha$ 和 $\Delta\gamma$ 分别为一阶和二阶复极化率.

通常光场形成的囚禁势对于钟跃迁上下能级

* 国家自然科学基金(批准号: 61227805, 11574352, 91536104, 91636215)和B类战略性先导科技专项(批准号: XDB21030700)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: helx@wipm.ac.cn

的频率移动是不同的, 导致钟跃迁频率发生改变, 这种改变被称为 AC Stark 频移^[11], 即 (1) 式中的 ν_{Stark} . 然而, 理论上存在着一个特定的光波长, 在此波长处, 钟跃迁的上下能级发生方向相同、大小相等的频率移动, 使得此波长下的光晶格所产生的一阶频移相互抵消; 同时由于二阶效应远远小于一阶效应, 因此可以忽略. 在此光场下, 总的 AC Stark 频移可以被减小到较低的水平. 其对应的波长被称作光晶格场的魔数波长^[12].

晶格光场的频率稳定性和精确控制对光钟是非常重要的. 首先, 其频率值的准确度是保证一阶 AC Stark 频移被削减到几乎为零; 其次, 其频率的稳定度也关系到钟跃迁频率的精确测量和光钟的不确定度, 晶格光的频率偏移也会造成钟跃迁谱线的展宽.

对于镱原子费米同位素 ^{171}Yb 光钟而言, 已有的实验测量结果表明其对应的魔数波长在 759.35 nm 附近. 按照理论推算, 由于在魔数波长附近频率变化满足 $d\alpha/d\nu = -22 \text{ mHz}/(E_r \text{ GHz})$ (E_r 为晶格的反冲能量), 因此在 $500E_r$ 的阱深下, 为了使钟跃迁达到 10^{-17} 的不稳定度, 晶格光的频率波动最大应该不超过 1 MHz. 而 1 MHz 的频移在我们的光晶格阱深下 (约 50 μK) 所对应的钟跃迁频移为 10 mHz^[13].

实验上, 光场的频率稳定是将激光频率锁定在某个原子体系的能级上或者借助 ULE 超稳腔锁频技术来实现^[14,15]. 例如, 意大利的 Tino 小组^[16] 借助两个 ULE 参考腔利用边带锁频技术实现了对三路激光的频率锁定. 遗憾的是, 在镱原子光晶格场 759.35 nm 附近并没有可用的跃迁谱线 (如碘分子谱等) 来提供频率锁定^[17]. 而 ULE 超稳腔的成本又比较高, 锁定系统比较复杂.

本文展示了一种基于传输腔的晶格光场稳频方法. 通过在同一个光学腔中耦合进两束激光, 其中一束是已经锁定在原子谱线上 (铷原子) 的预稳频激光, 并将传输腔腔长锁定在此预稳激光上, 传输腔就可以为第二束待锁定激光提供频率锁定参考. 而晶格光的光频与传输腔 TEM₀₀ 模之间的频差可以通过声光调制器或电光调制器等设备进行补偿并加以精确控制^[18]. 考虑到常用的 780 nm 激光可以锁定在铷原子的谱线上, 且与 759 nm 的晶格光场频率距离较近, 因此更适合为本方案提供频率参考. 同时, 传输腔方案也要比其他方法如光梳

等更为简单易行^[19]. 通过声光调制器等设备, 还能在稳频的同时实现在锁定范围内频率步进, 为之后魔数波长的测量奠定了基础.

2 实验

在实验系统中, 第一级的 780 nm 半导体激光通过调制转移谱 (modulation transfer spectrum, MTS) 锁定在铷原子的 D2 跃迁上. 此预稳定激光系统已通过两套独立系统的拍频测量, 结果显示在 1 s 的平均时间下具有小于 1.5 kHz 的 Allan 偏差. 第二级我们使用了一个基于 Invar 合金的传输腔, 其长度为 30 cm. 该腔体使用了两片 $r = 30 \text{ cm}$ 的熔融石英曲面镜以构成共焦腔. 由于共焦腔的自由程等于同长度平凹腔的一半, 因此在相同细度下, 共焦腔的分辨率更高. 传输腔的腔体安装在被隔热材料包裹的铝隔层内. 其中一面腔镜黏有压电陶瓷 (PZT) 来实现对腔长的调节.

如图 1 所示, 该系统中两束激光分别耦合进入传输腔, 并分别采用 Pound-Drever-Hall (PDH) 方法进行锁定. 759 nm 激光使用了一台 M squared lasers 公司生产的钛宝石激光器, 其在 2 W 的输出功率下具有小于 50 kHz 的自然线宽. 此激光器的输出频率可以通过其环形腔内的双折射滤镜进行调节并加以锁定, 并通过一个内置的低细度参考腔进行选模后输出. 由于 759 nm 和 780 nm 的光场频率相距较小, 无法通过光学滤波进行过滤, 因此两束光分别从传输腔体的两侧耦合进入并进行独立探测.

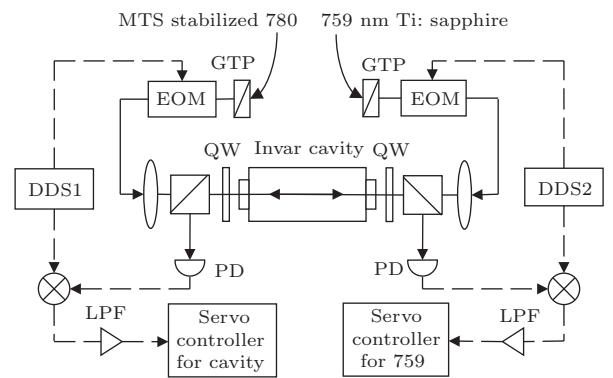


图 1 双路 PDH 实验系统框图 PD, 光电二极管; LPF, 低通滤波器; GTP, 格兰-泰勒棱镜; QW, 四分之一波片; DDS, 直接数字信号发生器

Fig. 1. Experimental setup of the two-arm PDH configuration. PD, photodiode; LPF, low-pass filter; GTP, Glan-Tyler prism; QW, quarter wave plate; DDS, direct digital synthesizer.

通常情况下, 传输腔的腔长会受到温度和气压等因素的影响. 一般而言, 温度的变化要远慢于气压, 并且可以通过反馈控制削减到相对较小的水平, 因此主要考虑气压的影响. 考虑腔长的一阶变化, 即 [18]

$$\delta\nu_{759} \approx \nu_{759} \frac{\delta p}{p_0} |n_{759} - n_{780}|, \quad (2)$$

其中 n_{759} 和 n_{780} 表示两束光在空气中的折射率. 给定平均温度为室温, 即 24 °C, 平均气压 p_0 为 101.325 kPa, 平均湿度为 40%, 759.3537 nm 和 780.2414 nm 的折射率分别为 1.000266525 和 1.000266384 [20]. 因此可以计算得到 $\delta\nu_{759}/\delta p = 0.549$ MHz/kPa. 同样, 温度对于腔长的影响也可以通过此方法进行计算, 然而其结果要远小于气压的影响, 低于 0.1 kHz/°C.

剩余幅度调制 (residual amplitude modulation, RAM) 噪声是影响稳频效果的一个重要因素. 在每一路的 PDH 光路中, 激光进入空间型光电调制器 (electro optic modulator, EOM) 之前, 我们都使用了格兰泰勒棱镜, 以保证入射光的偏振纯度, 以此来抑制 RAM 效应. 同时, EOM 都进行了稳定控制以进一步压缩 RAM 效应. 我们将从腔体反射的光分为两束, 一束光通过电荷耦合相机进行采集, 以观测对侧入射光的纵模空间分布; 另一束光通过一个高速光电二极管 (photodiode, PD) 进行采集. 此 PD 可以同时探测对侧光的透射信号, 以及本侧光的反射信号. 为了保证更高的带宽以及线性度, 并减小相位延迟, 此 PD 工作在负压下, 通过跨阻放大器对其光电流进行放大并转化为电压信号, 以送入 50 Ω 阻抗匹配的相位探测器进行解调. 为了消除两路调制的相互串扰, 实验中选定 780 nm 激光的调制频率为 7.29 MHz, 而 759 nm 激光的调制频率为 20 MHz. 其 13 MHz 的频差足以消除在解调端的串扰影响.

两束光耦合进入传输腔的功率都小于 300 μW 的情况下, PD 探测到的射频信号具有 90 dB 的信噪比 (signal noise ratio, SNR), 而解调之后的 PDH 信号具有超过 200 的信噪比, 即 40 dB.

由于传输腔的腔长可以通过 PZT 进行调节, 因此可以用锯齿波进行腔长扫描, 并计算每束光的半高宽 (full width of half maximum, FWHM). 如图 2 所示, 780 nm 激光的 FWHM 为 1.59 MHz, 而 759 nm 激光的 FWHM 则为 1.10 MHz. 假定此

共焦腔在两个波长下的自由光谱区 (free spectral range, FSR) 相等, 即

$$\text{FSR} = \frac{c}{4d} = 375 \text{ MHz}, \quad (3)$$

因此, 对于 780 nm, 腔体细度为 236, 对于 759 nm, 腔体细度为 341.

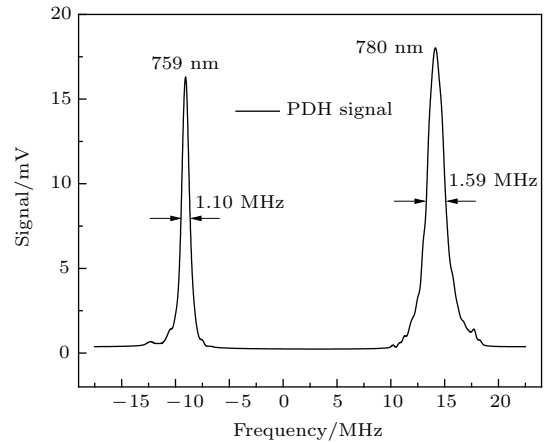


图 2 传输腔中耦合的两束激光的透射峰 图中两个峰是通过不同的 PD 采集得到的, 因此仅表示线宽对比, 其峰值之间的频率间隔并非实际值

Fig. 2. Transmission peaks for both lasers. The two peaks are collected from different PDs. The frequency axis shows only the peak width; frequency distance between the two peaks is meaningless.

由于受限于传输腔的精细度, 实际激光场的线宽小于该测量值, 我们下文将通过其他方法来进一步准确标定激光场的线宽.

3 实验结果分析

为了估测闭环后的 RAM 效应, 可以将经过相位调制后的激光分出一部分功率, 不经过腔耦合反射直接进行探测并解调. 探测和解调所使用的器件都与 PDH 光路相同. 解调后的电压信号反映了调制光的总相位涨落, 并通过 Keysight 公司的精密数字万用表进行采集, 设定 NPLC = 0.02 以消除 50 Hz 市电噪声的影响. 该信号通过快速傅里叶变换 (FFT) 计算得到的功率噪声谱密度 (power spectral density, PSD) 如图 3 所示.

通过 RAM 的 PSD 曲线可以发现, 在 0.1 Hz 以下, 开环信号中的 RAM 贡献在传输腔闭环锁定后可以得到有效的控制; 而在 0.1 Hz 以上, 传输腔锁定与否对于 RAM 的影响不大. 可以认为 0.1 Hz 以上的 RAM 主要来源于 EOM 温度控制的精度不足.

由于控温系统的响应速度与热传导速度较慢,因此EOM的温控无法对较高频率的热噪声产生有效抑制;相反由于热传导的滞后性,在较高频段的热噪声反而会变差.由于整个系统追求的是长稳,因此0.1 s以上的噪声对系统影响不大.

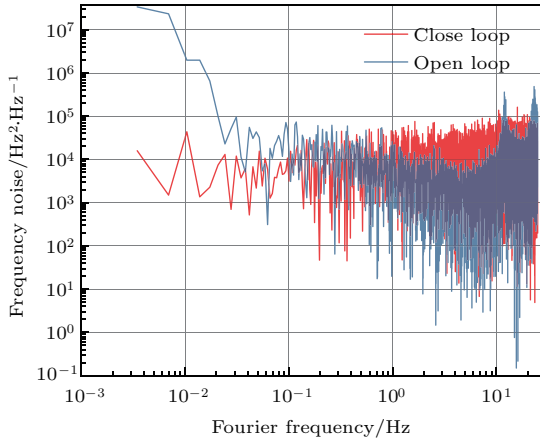


图3 (网刊彩色) 759 nm PDH信号中RAM噪声的功率谱密度 其中的数据通过 Keysight 34465 A精密数字万用表采集,并通过 Matlab计算得到FFT
Fig. 3. (color online) Power spectral density of RAM from 759 nm PDH signal. Data is recorded by 34465 A DMM, then calculated with Matlab software by FFT.

759 nm晶格光在整套系统闭环后可以维持至少12 h不出现跳模或者脱锁.我们利用光梳对其频率稳定性进行了测量,如图4所示,其中光梳的零模漂移 f_0 以及重复频率 f_r 都已锁在了氢钟上.

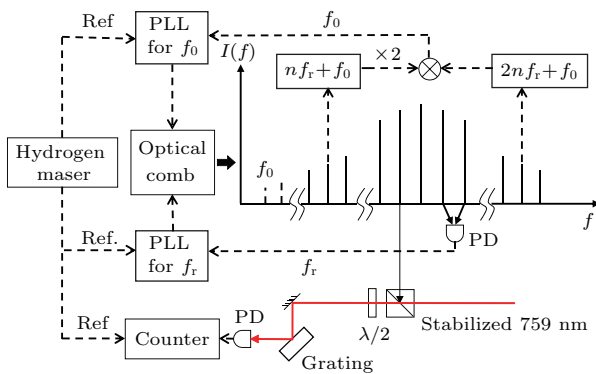


图4 使用光梳测量759 nm光频的原理图
Fig. 4. Frequency beat between the 759 nm laser and the optical frequency comb.

由于前文提到的759 nm晶格光场激光器的内部设计,施加到759 nm激光器的调制电压需要和激光器内部的参考腔电压相加后才能作用到激光器内的参考腔上.在外部施加的反馈输入信号频率达到200 Hz时,此激光器的扫频范围会降至

± 750 MHz.而经过MTS预稳频的780 nm激光在通过传输腔后,所产生的PDH信号可以为传输腔的腔长锁定提供鉴频参考,并通过反馈控制进行锁定.而759 nm的PDH信号通过另一路反馈控制进行积分计算,并送入激光器的调制输入端.因此,钛宝石激光器对于外部PDH信号的响应速度降低,且反馈范围也受到限制.

我们记录了超过3个小时的晶格光场与光梳的拍频信号,其计算得到的Allan偏差曲线如图5所示,在0.1 s的平均时间下具有10 kHz的Allan偏差,对应 2×10^{-11} 的不稳定度;而在之后逐步上升,在164 s的平均时间下达到 3.6×10^{-10} 的不稳定度.之后随着平均时间的增长此漂移逐步下降.我们认为200 s附近的峰值一是源于(2)式中所反映的气压变化对于锁定点的影响,由于腔体并未安装在真空中,因此实验室中的气压变化可能会作用在腔体上,虽然(2)式中的折射率还受温度和湿度的影响,但由于两束光的波长较近,因此可以认为基本是同步变化的,二是源于测量过程中光梳较差的稳定度表现.后者对于晶格光的稳定度是没有影响的.无论是何种原因,此方法都可以保证晶格光能以0.5 MHz的频率间隔进行扫频,并可以将其频率稳定在此间隔内.

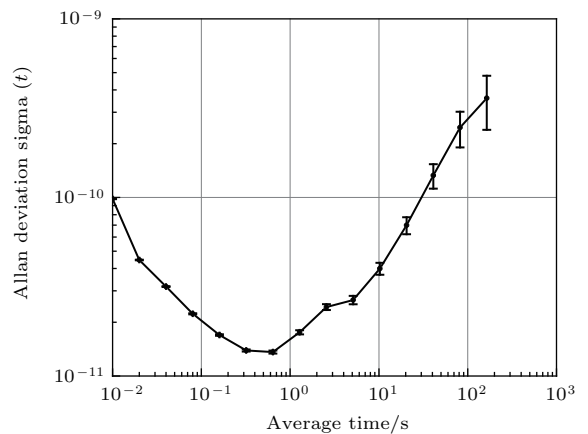


图5 晶格光与光梳拍频信号的Allan偏差,采集所使用的计数器门时间设定为10 ms
Fig. 5. Allan deviation of the beat signal of lattice laser with the optical frequency comb. The counter gate time is set to 10 ms.

4 结 论

综上所述,我们成功实现了一种基于传输腔锁频技术来对镱原子光钟晶格光场进行频率稳定和控制的方案.测量结果表明短期不稳定度可以

达到 10^{-11} 不稳定性. 虽然存在中长期的漂移, 在此漂移的影响下, 164 s的平均时间下不稳定性可以达到 3.6×10^{-10} , 但此结果仍可以保证光钟达到 10^{-17} 的不确定度. 后期工作可以通过将传输腔安装在真空内等方法获得进一步改进.

参考文献

- [1] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Bloom B J, McNally R L, Zhang W, Barrett M D, Safronova M S, Strouse G F, Tew W L, Ye J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6896
- [2] Bondaescu R, Schäfer A, Lundgren A, Hetényi G, Houlié N, Jetzer P, Bondaescu M 2015 *Geophys. J. Int.* **202** 1770
- [3] Derevianko A, Pospelov M 2014 *Nat. Phys.* **10** 933
- [4] Arvanitaki A, Huang J, Tilburg K V 2015 *Phys. Rev. D* **91** 015015
- [5] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, Hinkley N, Fasano R J, Beloy K, Yoon T H, Milani G, Nicolodi D, Sherman J A, Phillips N B, Oates C W, Ludlow A D 2016 *Nat. Photon.* **11** 48
- [6] Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, Tamm C, Peik E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 063001
- [7] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, Schioppo M, Lemke N D, Beloy K, Pizzocaro M, Oates C W, Ludlow A D 2013 *Science* **341** 1215
- [8] Beloy K, Hinkley N, Phillips N B, Sherman J A, Schioppo M, Lehman J, Feldman A, Hanssen L M, Oates C W, Ludlow A D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 260801
- [9] Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the second, ^{171}Yb neutral atom, $6s^2 \ ^1\text{S}_0$ - $6s6p \ ^3\text{P}_0$ unperturbed optical transition, CIPM http://www.bipm.org/utis/common/pdf/mep/171Yb_518THz_2015.pdf [2016-10-28]
- [10] Jessen P S, Deutsch I H 1996 *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics* (Vol. 37) (San Diego: Academic Press) pp95-138
- [11] Porsev S G, Derevianko A, Fortson E 2004 *Phys. Rev. A* **69** 021403
- [12] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, Katori H 2005 *Nature* **435** 03541
- [13] Barber Z W, Stalnaker J E, Lemke N D, Poli N, Oates C W, Fortier T M, Diddams S A, Hollberg L, Hoyt C W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103002
- [14] Alnis J, Matveev A, Kolachevsky N, Udem T, Hänsch T W 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053809
- [15] Jiang Y Y, Bi Z Y, Xu X Y, Ma L S 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2152
- [16] Nevsky A, Alighanbari S, Chen Q F, Ernsting I, Vasilyev S, Schiller S, Barwood G, Gill P, Poli N, Tino G M 2013 *Opt. Lett.* **38** 4903
- [17] Bohlouli-Zanjani P, Afrousheh K, Martin J D 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 093105
- [18] Riedle E, Ashworth S H, Farrell J T, Nesbitt D J 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 42
- [19] Jones D J, Diddams S A, Ranka J K, Stentz A, Windeler R S, Hall J L, Cundiff S T 2000 *Science* **288** 635
- [20] Index of Refraction of Air Calculator Based on Modified Edlén Equation, NIST <http://emtoolboxnistgov/Wavelength/Edlenasp> [2016-10-28]

Transfer cavity scheme for stabilization of lattice laser in ytterbium lattice clock*

Zhang Xi¹⁾²⁾³⁾ Liu Hui¹⁾²⁾³⁾ Jiang Kun-Liang¹⁾²⁾³⁾ Wang Jin-Qi¹⁾²⁾³⁾
 Xiong Zhuan-Xian¹⁾²⁾ He Ling-Xiang^{1)2)†} Lü Bao-Long¹⁾²⁾

1) (State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

2) (Key Laboratory of Atomic Frequency Standards, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

3) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)
 (Received 21 April 2017; revised manuscript received 6 June 2017)

Abstract

For high performance clock, optical lattice is introduced to generate periodic trap for capturing neutral atoms through weak interactions. However, the strong trapping potential can bring a large AC Stark frequency shift due to imbalance shifts for the upper and lower energy levels of the clock transition. Fortunately, it is possible to find a specific “magic” wavelength for the lattice light, at which the first-order net AC Stark shift equals zero. To achieve high stability and accuracy of a neutral atomic optical clock, the frequency of the lattice laser must be stabilized and controlled to a certain level around magic wavelength to reduce this shift.

In this paper, we report that the frequency of lattice laser is stabilized and linewidth is controlled below 1 MHz with transfer cavity scheme for ytterbium (Yb) clock. A confocal invar transfer cavity mounted in an aluminum chamber is locked through the Pound-Drever-Hall (PDH) method to a 780 nm diode laser stabilized with modulation transfer spectroscopy of rubidium D2 transition. It is then used as the locking reference for the lattice laser. This cavity has a free spectral range of 375 MHz, as well as fineness of 236 at 780 nm, and 341 at 759 nm. Because neither of the wavelengths of 759 nm and 780 nm is separated enough to use optical filter, they are coupled into the cavity with transmission and reflection way respectively, and the two PDH modulation frequencies are chosen differently to avoid possible interference.

The stabilization of the 759 nm lattice laser on transfer cavity can stay on for over 12 hours without escaping or mode hopping. To estimate the locking performance of the system, a beat note with a hydrogen maser-locked optical frequency comb is recorded through a frequency counter at 10 ms gate time for over 3 hours. This beat note shows that the frequency fluctuation is in a range of 10 kHz corresponding to a stability of 2×10^{-11} level with 0.1 s averaging time, but goes up to 150 kHz corresponding to a stability of 3.6×10^{-10} at 164 s averaging time. The long-term drift can be the result of air pressure fluctuation on the transfer cavity, or the bad stability of the optical comb in the measurement process. However, current locking performance is still enough for the requirement of 10^{-17} clock uncertainty.

In conclusion, we succeed in realizing frequency stabilization and control for the lattice laser of Yb clock with the transfer cavity scheme. The result shows that the short-term stability is around 10^{-11} level, though a mid-long-term drift exists. However, the stability of 3.6×10^{-10} over 164 s can still promise a 10^{-17} uncertainty for the Yb clock. And, it can be reduced if the averaging time is long enough. The work can be further improved by installing the transfer cavity into vacuum housing for better stability in future.

Keywords: ytterbium atomic clock, optical lattice, transfer cavity, frequency stability

PACS: 42.62.Fi, 37.10.Jk, 42.60.-v

DOI: 10.7498/aps.66.164205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61227805, 11574352, 91536104, 91636215) and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB21030700).

† Corresponding author. E-mail: helx@wipm.ac.cn