

光梳主动滤波放大实现锶原子光钟二级冷却光源

徐琴芳 尹默娟 孔德欢 王叶兵 卢本全 郭阳 常宏

Optical frequency comb active filtering and amplification for second cooling laser of strontium optical clock

Xu Qin-Fang Yin Mo-Juan Kong De-Huan Wang Ye-Bing Lu Ben-Quan Guo Yang Chang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 080601 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172733

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172733>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2018/V67/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测](#)

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock

物理学报.2018, 67(7): 070601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172759>

[小型化锶光钟物理系统的研制](#)

Miniaturization of physics system in Sr optical clock

物理学报.2018, 67(5): 050601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172584>

[锶玻色子的“魔术”波长光晶格装载实验研究](#)

Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the magic wavelength

物理学报.2015, 64(13): 130601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.130601>

[用于光频传递的通信波段窄线宽激光器研制及应用](#)

Development and application of communication band narrow linewidth lasers

物理学报.2015, 64(19): 190601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.190601>

[基于光纤的光学频率传递研究](#)

Study of optical frequency transfer via fiber

物理学报.2015, 64(12): 120602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120602>

光梳主动滤波放大实现铯原子光钟二级冷却光源*

徐琴芳¹⁾ 尹默娟¹⁾ 孔德欢¹⁾ 王叶兵¹⁾²⁾ 卢本全¹⁾²⁾ 郭阳¹⁾²⁾ 常宏^{1)†}

1) (中国科学院国家授时中心, 时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2017年12月25日收到; 2018年2月2日收到修改稿)

提出一种结合注入锁定技术的主动滤波放大方法, 将光梳直接注入锁定至光栅外腔半导体激光器, 产生窄线宽激光光源, 该光源可以用于铯原子光钟二级冷却. 实验中, 将中心波长为689 nm, 带宽为10 nm的光梳种子光源注入689 nm光栅式外腔半导体激光器, 通过半导体增益光谱与半导体光栅外腔, 从飞秒光梳的多个纵模梳齿中挑选出一个纵模模式来进行增益放大, 再通过模式竞争, 实现单纵模连续光输出; 同时, 光梳的重复频率锁定在线宽为赫兹量级的698 nm超稳激光光源上, 因此, 注入锁定后输出的窄线宽激光也继承了超稳激光光源的光谱特性. 利用得到的输出功率为12 mW的689 nm窄线宽激光光源实现了⁸⁸Sr原子光钟的二级冷却过程, 最终获得温度为3 μ K, 原子数约为 5×10^6 的冷原子团. 该方法可拓展至原子光钟其他光源的获得, 从而实现原子光钟的集成化和小型化.

关键词: 光梳, 注入锁定, 窄线宽激光器, 铯原子光钟

PACS: 06.30.Ft, 42.60.Fc

DOI: 10.7498/aps.67.20172733

1 引言

近年来, 随着对冷原子物理的深入研究和激光技术的快速发展, 冷原子光钟、离子光钟成为研究的热点^[1-4]. 其中, 基于中性原子(如铯原子^[5-8]、镱原子^[9,10]和汞原子^[11,12])的光晶格钟, 是将中性原子限制在由魔术波长构成的Lamb-Dicke区进行钟频探测, 具有高信噪比和较高钟效率的特性. 目前, 铯原子光晶格钟的稳定度和不确定度均达到 10^{-18} 量级^[7], 测量精度已实现 5×10^{-19} ^[13]. 高精度铯原子光钟的研制对基础研究领域和应用领域都有着重要意义, 例如在基本物理常数的精确测量^[14]、新一代时间频率基准的变更^[15,16]、卫星导航等^[17]方面.

铯原子光钟的研制需要用到6种不同频率的激光光源(461, 679, 689, 698, 707和813 nm). 其

中用于二级冷却的689 nm激光光源线宽要小于铯原子互组跃迁 $(5s^2)^1S_0 \rightarrow (5s5p)^3P_1$ 的自然线宽7.6 kHz, 通常二级冷却的激光光源线宽为几百赫兹, 用于铯原子光钟跃迁探测的698 nm激光光源线宽则需要更窄(钟跃迁 $(5s^2)^1S_0 \rightarrow (5s5p)^3P_0$ 的自然线宽为1 mHz). 而获得窄线宽激光的普遍方法是通过Pound-Drever-Hall (PDH) 锁频技术将半导体激光器锁定到光学超稳腔上^[18], 这种方法使窄线宽激光系统成本高, 体积大, 限制了在可搬运原子钟中的应用^[19,20]. 光梳具有覆盖几纳米甚至几十纳米的宽光谱特性, 且光梳的每个单纵模梳齿之间有很好的相干性, 如果能从光梳众多频率梳中滤波选模出光钟所用到的不同频率的光, 那么光钟光源系统将被大大简化. 采用Fabry-Pérot滤波腔从光梳中选模是实现连续光输出的传统滤波办法, 但是由于光梳重复频率一般为几百兆赫兹, 对滤波腔要求很高, 实现起来困难, 且光梳每个频率梳的

* 国家自然科学基金(批准号: 11474282, 61775220)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(批准号: XDB21030700)和中国科学院前沿科学重点研究项目(批准号: QYZDB-SSW-JSC004)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

平均功率很低(仅有几百或几十纳瓦),作为独立光源,其应用受到极大限制^[21].

本文提出的光梳主动滤波放大的方法很好地解决了以上问题,光梳主动滤波选模是基于半导体激光器的注入锁定技术.注入锁定技术是获得高增益低噪声光源的一种常用方法^[22–25],该方法是将一个低噪声的弱小信号(种子光)注入到半导体二极管或者是外腔式的半导体激光器中,注入后输出光不仅功率得到放大,而且还继承了种子光的特性,如线宽、噪声等.本文将中心频率为689 nm光梳(飞秒脉冲激光器)的多个模式脉冲光注入到Littrow结构光栅式外腔半导体激光器中,结合半导体增益光谱与半导体光栅外腔来进行主动滤波放大,实现单纵模连续光输出.该方法的优点在于不需要额外的滤波腔,避免了对滤波腔加工工艺的要求,在主动滤波的同时获得功率放大;且该方法相对于之前采用的级联式注入方式^[26],在结构上更简单,由两台级联注入从激光器变为了单台从激光器;同时,注入所需的光梳功率量级从毫瓦降至百微瓦.由于光梳的重复频率锁定在线宽极窄的698 nm超稳激光光源上,那么光梳的每一个梳齿都可以看作一个超稳激光光源,从而实现低噪声窄线宽单纵模689 nm激光输出.最后在实验上利用该窄线宽激光器实现了铯原子的二级冷却.

2 光梳主动滤波放大的方法与实验

2.1 光梳主动滤波放大

光梳主动滤波放大是由外腔半导体激光器的内外腔选模实现的,具体是通过激光二极管前后端面构成的内腔和由激光二极管前端面与光栅构成的外腔(谐振腔)进行双选模,最终实现单纵模连续光输出.外腔半导体激光器有较宽的增益曲线,且谐振腔中存在多个谐振模式,光梳作为主激光器注入到外腔半导体激光器(从激光器)时,调节从激光器的驱动电流来改变从激光器的振荡频率,当主激光器与从激光器的频率差小于从激光器的一个腔模间距时,由于种子光的影响,在种子光频率处的受激辐射加强,模式振荡不断增强,相当于增益变大,通过模式竞争,从激光器自由运转下的模式逐渐被抑制,光梳的某些或某个模式得到共振.

下面从同步带宽的角度进一步分析光梳注入主动滤波放大实现单个模式起振过程,同步带宽

Δf_{IL} 的范围大小可表达为^[27]

$$\frac{c}{4\pi nL} \sqrt{\frac{P_{\text{in}}}{P_1}} \leq \Delta f_{\text{IL}} \leq \frac{c\sqrt{1+\alpha^2}}{4\pi nL} \sqrt{\frac{P_{\text{in}}}{P_1}}, \quad (1)$$

其中 P_{in} 为种子光功率; P_1 为注入锁定后的输出光功率; n 为群速度折射率; c 为光速; α 为线宽增强因子; L 为腔长.同步带宽 Δf_{IL} 与种子光功率的平方根成正比,实验中,在其他参数不变的前提下,可以通过改变种子光功率来控制同步带宽大小,当同步带宽小于光梳的重复频率时,就可以实现光梳单个模式的起振,此时就形成了单纵模输出,完成了注入锁定.但同时,同步带宽的大小会影响注入锁定的稳定性,同步带宽越大,注入锁定的稳定性越高,因此,需要平衡二者来建立起稳定的振荡,实现单纵模的稳定输出.

2.2 光梳主动滤波放大实现窄线宽光源的实验装置

图1为光梳主动滤波放大实现窄线宽激光输出的实验装置图.实验中,选用的光梳(FC1500, Menlo Systems GmbH, Germany)是重复频率为250 MHz、中心波长为1560 nm的光纤飞秒脉冲锁模激光器,光信号经过受激拉曼散射移频至1396 nm和1378 nm,再经过光学倍频最终获得698 nm和689 nm脉冲光输出.首先,将此光梳锁定在698 nm超稳激光器(Stable Laser Systems Company, USA)上.698 nm超稳激光系统是由单纵模半导体激光器锁定在光学超稳腔(精细度约400000)上构成的,其稳定度为 $1 \times 10^{-15} @ 1 \text{ s}$,输出线宽为赫兹量级.然后,将锁定后的光梳脉冲多纵模689 nm激光先经过光学带通滤波片选出带宽为10 nm的脉冲光,再经偏振分光棱镜和法拉第旋光器后注入到Littrow结构689 nm光栅外腔半导体激光器中.其中外腔半导体激光器中的外腔由激光二极管(HL6750MG)的前端面和光栅构成,选用光栅刻线数为1800条/mm的光栅来实现较高的谱线分辨率和较大的频率调谐范围,外腔腔长为50 mm,这种光栅外腔结构比直腔型外腔的滤波能力更强.最终,光梳多纵模脉冲激光注入后,经过外腔半导体激光器主动滤波,通过自由光谱区为1.5 GHz,精细度为120的Fabry-Pérot扫描式干涉仪(F-P腔)来观察注入主动滤波后输出光的模式,并将输出光与689 nm窄线宽激光器拍频得出其线宽.

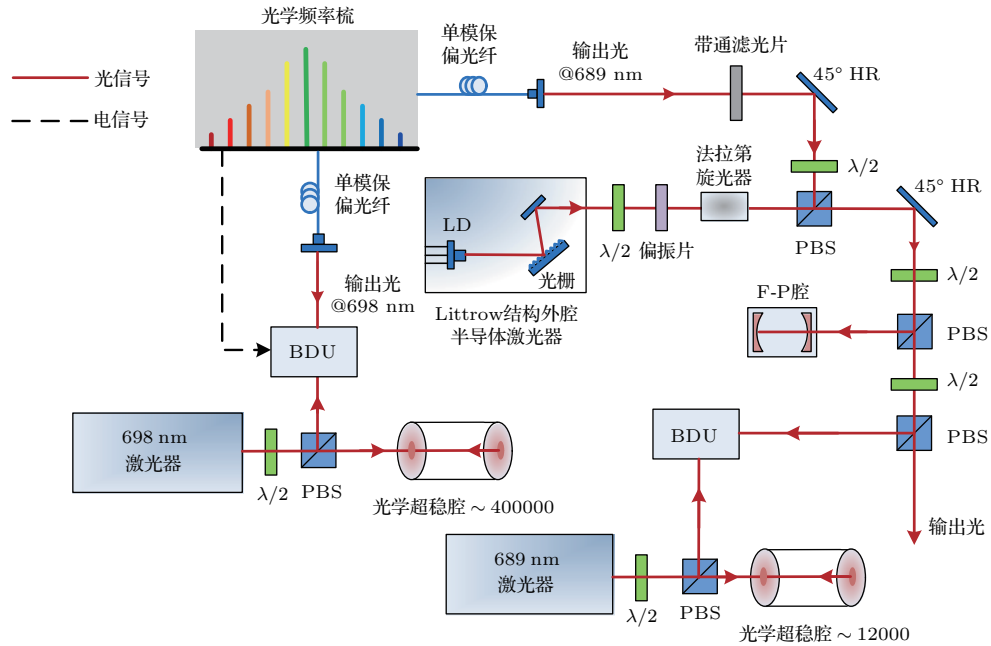


图1 光梳主动滤波放大实验装置图 (图中 LD 为激光二极管, PBS 为偏振分光棱镜, BDU 为拍频探测单元)
 Fig. 1. Optical frequency comb (OFC) active filtering and amplification experimental setup (where LD means laser diode, PBS means polarized beam splitter, BDU means beat detection unit).

3 实验结果分析与讨论

3.1 光梳主动滤波放大实现窄线宽光源的特性

为了更加深入地理解光梳主动滤波放大系统的工作原理及输出光的特性, 主要围绕光谱、光学频率模式、时域脉冲序列、频域拍频信号及信噪比等方面来展开实验研究.

由于飞秒脉冲锁模激光器的工作原理是将增益光谱中包含的所有模式都进行相位锁定, 使得每两个邻模之间的相位差是一个定值, 从而在时域上形成一个一个的脉冲序列, 因此, 增益光谱中模式越多, 其产生的每个脉冲的时域宽度越窄. 实际上, 1560 nm 的光纤飞秒激光器的光谱谱宽有几十个纳米, 即使经过一系列光学变换, 转换为中心波长 689 nm 的光梳, 其光谱谱宽仍有几十个纳米. 为了方便后期注入时使用, 使用了一个带宽为 10 nm 的光学带通滤光片进行被动滤波. 采用分辨率为 0.02 nm 的光谱仪 (N9030 A, Keysight, Singapore) 来测量经过滤波后的光谱, 最终观察到注入的种子光光谱谱宽为 10 nm, 如图 2 所示, 此时的光梳模式约为 2.5×10^4 个.

将谱宽为 10 nm、模式数为 2.5×10^4 的 689 nm 脉冲光注入到 Littrow 结构 689 nm 外腔半导体激

光器中, 分别观察 689 nm 外腔半导体激光器在光梳注入前和光梳主动滤波放大后输出光的模式特性. 此时, 由于光谱仪的最小分辨率为 0.02 nm, 已经不满足观察要求, 因此使用自由光谱区为 1.5 GHz 的 F-P 腔来进行光学频率模式的观察与记录. 调节外腔半导体激光器的工作电流为 55 mA 时, 激光器处于 689 nm 单模激光运行状态, 输出模式如图 3 中红色曲线所示. 接下来将光梳注入到该 689 nm 外腔半导体中, 通过偏振分光棱镜来调节和控制注入到从激光器的光功率, 同时调节从激光器的压电陶瓷 (PZT) 驱动电压, 旋转半波片, 使种子光与从激光器输出光的本征偏振一致.

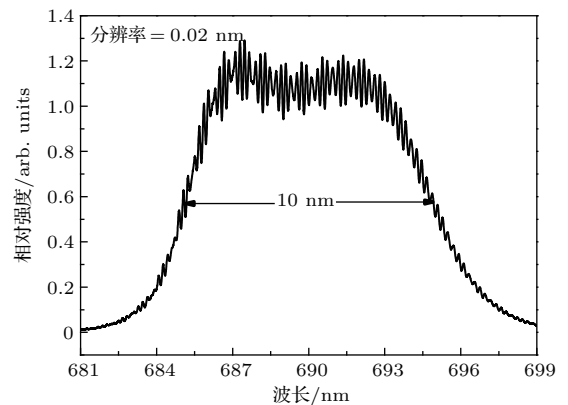


图2 689 nm 光学频率梳激光光谱
 Fig. 2. Spectrum of the OFC at 689 nm.

为了避免反射光对光梳主动滤波放大的影响, 将靠近从激光器的光学元件倾斜一个微小角度. 当调节种子光的功率约为 $240 \mu\text{W}$ (近似看作每个模式的平均功率约为 10 nW) 时, 从激光器输出光模式如图 3 中黑色曲线所示. 从黑色曲线中可以看出, 在 1.5 GHz 的自由光谱区内, 通过模式竞争后, 种子光的一个纵模明显起振. 进一步放大基底观察, 如图 3 中的插图所示, 可以看到每隔 250 MHz 均有一个很小的边模起振, 在无种子光时, 从激光器的输出模式中是没有边模的. 而此时的边模是由于从激光器增益介质中的非线性效应引起的, 其中主模与边模的比大于 $100 : 1$, 因此, 可以认为此时已经满足单纵模输出要求. 为了验证从激光器输出的单纵模是否为种子光注入锁定后输出的模式, 改变光梳的重复频率, 观察该模式是否跟随光梳梳齿一起移动. 如果该模式跟随梳齿一起移动, 说明成功实现了注入锁定; 反之, 则注入未锁定. 实验发现, 当微调节光梳的重复频率时, 该主起振模式跟随光梳梳齿一起移动, 且当该注入梳齿频率调节超过约 20 MHz 时, 就无法实现注入锁定了, 说明已经成功实现了光梳主动滤波放大, 同时测得了光梳注入锁定的同步带宽约为 20 MHz .

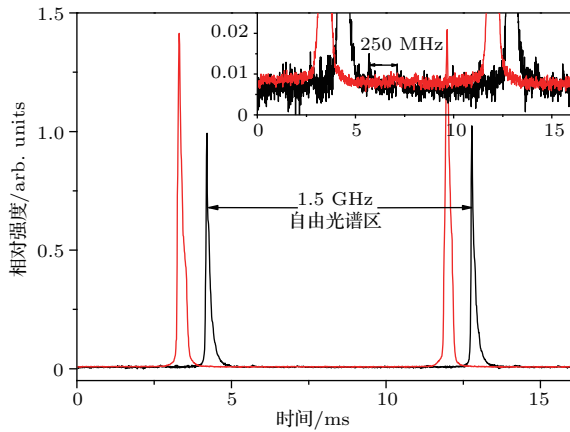


图 3 光梳注入前从激光器输出光和光梳主动滤波放大后输出光的模式对比图
Fig. 3. Transmittance signals of the slave laser before the OFC injected and after the OFC active filtering and amplification.

实验上进一步观察光梳种子光和光梳主动滤波放大后输出光的时域信号 (图 4). 图 4 中黑色曲线为光梳种子光通过带宽为 1 GHz 的快速探测器 (FPD 310-FV, Menlo Systems GmbH, Germany) 连接到 20 GHz/s 的示波器 (DSOX6004 A, Keysight, Singapore) 上观察到的周期为 4 ns 的时域脉冲信

号; 采用同样的探测方法观察注入后的信号如图中红线所示, 可看出该信号已无周期性的脉冲序列, 取而代之的是一条近乎连续的直线, 这说明输出的激光为连续光, 此时的输出光功率为 12 mW .

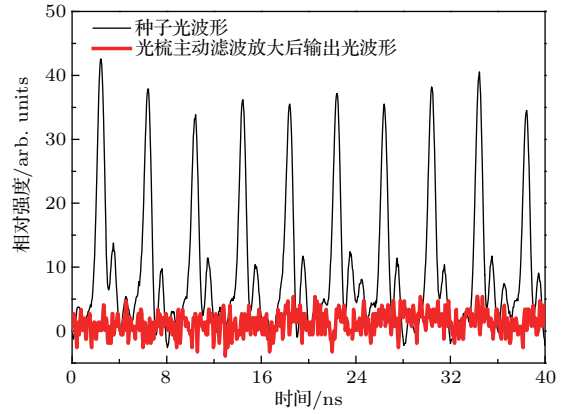


图 4 光梳种子光与光梳主动滤波放大后输出光的时域波形比较图
Fig. 4. Time domain waveform graph of the OFC seed light and the output light after the OFC active filtering and amplification.

自由运行时的半导体激光器的线宽在兆赫兹量级, 为了测量出光梳注入半导体激光器经主动滤波放大后输出光的线宽, 将主动滤波放大后的输出光与另一台锁定在光学超稳腔 (精细度约 12000) 上的 689 nm 的窄线宽激光器 (线宽 $< 300 \text{ Hz}$) [28] 进行拍频, 测得该拍频信号如图 5 所示, 经洛伦兹拟合后得出其线宽为 280 Hz , 可以看出经光梳主动滤波选模后输出光的线宽的确被大大压窄了. 理论上, 由于光梳是锁定在 698 nm 超稳激光系统上的,

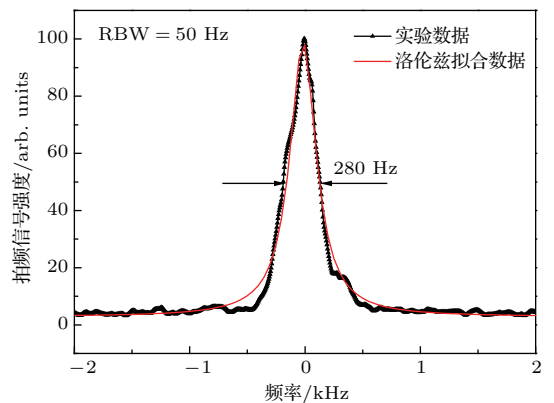


图 5 光梳主动滤波放大后输出光与 689 nm 窄线宽激光器拍频信号
Fig. 5. Beat signal of a 689 nm narrow linewidth laser with the output light after the OFC active filtering and amplification.

经锁定后其梳齿线宽会接近 698 nm 超稳激光器的线宽(赫兹量级),但是由于受拍频激光器线宽的限制,测量得到线宽为 280 Hz 的拍频信号. 实际经光梳主动滤波放大后输出 689 nm 激光的线宽应和 698 nm 超稳激光器的线宽在一个量级,即赫兹量级. 这也进一步说明实验中获得的单纵模输出光是模式竞争时种子光输出的模式.

3.2 采用光梳主动滤波窄线宽激光光源实现铯原子光钟的二级冷却

为验证光梳经过主动滤波放大后输出的激光具有单纵模、窄线宽稳定输出特性,利用上述光源对 ^{88}Sr 进行了二级冷却,其中实验装置在参考文献 [29] 中有详细描述. 这里用经过光梳主动滤波放大后的窄线宽激光光源取代了原来经过 PDH 稳频的窄线宽激光光源实验显示这种光源完全可以实现铯原子的二级冷却,俘获的二级窄带冷原子团通过电子倍增 CCD (EMCCD, DU-897, Andor, UK) 成像,如图 6 所示. 通过飞行时间法,可以计算出二级冷原子团的温度为 3 μK . 采用光电倍增管 (H11526-20-NF, Hamamatsu, Japan) 探测二级窄带冷原子团的数目,通过测量冷原子团的荧光功率,推算二级窄带冷原子团的数目约为 5×10^6 .

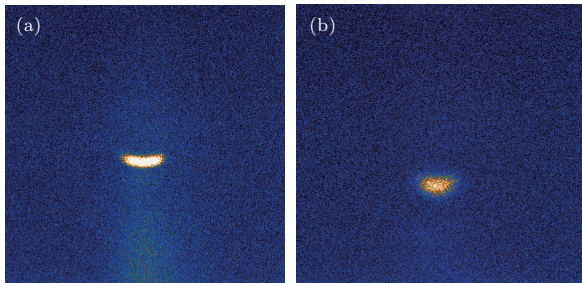


图 6 二级窄带冷却原子团的 EMCCD 图像 (a) 0 ms 原子团; (b) 膨胀 20 ms 原子团

Fig. 6. EMCCD images of second cooling atoms: (a) Atomic cloud at 0 ms; (b) freely expanded atomic cloud after 20 ms.

4 结 论

采用光梳注入外腔半导体激光器,经频率锁定主动滤波放大后产生了窄线宽激光光源,并利用其作为铯原子光钟二级冷却光源,实现了铯原子二级冷却. 实验中将中心波长为 689 nm, 带宽为 10 nm 的光梳种子光源注入 689 nm Littrow 结构

光栅式外腔半导体激光器,通过外腔半导体激光器的增益光谱和谐振腔双重滤波选模后,实现了从光梳 2.5×10^4 个模式中选出并放大单个模式. 将重复频率为 250 MHz 的光梳锁定在线宽为赫兹量级的 698 nm 超稳激光上,经注入锁定主动滤波后输出的单纵模激光继承了注入种子光的窄线宽特性,最终得到了功率输出为 12 mW, 主边模比值约为 100 的 689 nm 窄线宽激光光源,其同步带宽约为 20 MHz. 相较于参考文献 [26],我们将级联式注入改为了单台激光器注入,简化了系统,增强了系统的可操作性. 实验中通过增加从激光器的外腔腔长来减少自由光谱区内消耗反转粒子数的模式数量,使从激光器的模式选择和放大作用增强. 最终实现的窄线宽 689 nm 激光光源的边模抑制比和同步带宽虽低于文献 [26],但我们利用该窄线宽 689 nm 激光光源完成了 ^{88}Sr 原子的二级冷却,获得了温度为 3 μK 、原子数约为 5×10^6 的冷原子团. 实验表明,利用单台从激光器,经过光梳主动滤波放大后输出的激光光源能很好地满足铯原子光钟的二级冷却光要求. 本文提出的基于单台光栅式外腔半导体激光注入锁定的光梳主动滤波放大方法,未来可用于铯冷原子光钟其他光源的获得,实现铯原子光钟光源的集成化,为光钟小型化的研制提供新的研究思路.

参考文献

- [1] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nat. Photon.* **9** 185
- [2] 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
- [3] Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, Tamm Chr, Peik E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 063001
- [4] Matsubara K, Hachisu H, Li Y, Nagano S, Locke C, Nogami A, Kajita M, Hayasaka K, Ido T, Hosokawa M 2012 *Opt. Express* **20** 22034
- [5] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishof M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nature* **506** 71
- [6] Le Targat R, Lorini L, Le Coq Y, Zawada M, Guéna J, Abgrall M, Gurov M, Rosenbusch P, Rovera D G, Nagórny B, Gartman R, Westergaard P G, Tobar M E, Lours M, Santarelli G, Clairon A, Bize S, Laurent P, Lemonde P, Lodewyck J 2013 *Nat. Commun.* **4** 405
- [7] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637

- [8] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Zang E J, Sun Z, Fang F, Li T C, Fang Z J 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 090601
- [9] Xu Y L, Xu X Y 2016 *Chin. Phys. B* **25** 103202
- [10] Liu H, Zhang X, Jiang K L, Wang J Q, Zhu Q, Xiong Z X, He L X, Lyu B L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 020601
- [11] Liu K K, Zhao R C, Gou W, Fu X H, Liu H L, Yin S Q, Sun J F, Xu Z, Wang Y Z 2016 *Chin. Phys. Lett.* **33** 070602
- [12] Liu H L, Yin S Q, Liu K K, Qian J, Xu Z, Hong T, Wang Y Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 043701
- [13] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Darkwah O N, McNally R L, Sonderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B J, Ye J 2017 *Science* **358** 90
- [14] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, Thomsen J W, Zelevinsky T, Boyd M M, Ye J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801
- [15] Gurov M, McFerran J J, Nagórny B, Tyumenev R, Xu Z, Le C Y, Le T R, Lemonde P, Lodewyck J, Bize S 2013 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **62** 1568
- [16] Falke S, Lemke N, Grebing C, Lipphardt B, Weyers S, Gerginov V, Huntemann N, Hagemann C, Al-Masoudi A, Häfner S, Vogt S, Sterr U, Lisdat C 2014 *New J. Phys.* **16** 073023
- [17] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630
- [18] Gao F, Liu H, Xu P, Wang Y B, Tian X, Chang H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 140704 (in Chinese) [高峰, 刘辉, 许朋, 王叶兵, 田晓, 常宏 2014 物理学报 **63** 140704]
- [19] Zhang S N, Zhang X G, Cui J Z, Jiang Z J, Shang H S, Zhu C W, Chang P C, Zhang L, Tu J H, Chen J B 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 103106
- [20] Shang H S, Zhang X G, Zhang S N, Pan D, Chen H J, Chen J B 2017 *Opt. Express* **25** 30459
- [21] Cundiff S T, Ye J 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 325
- [22] Moon H S, Kim E B, Park S E, Park C Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 181110
- [23] Wu D S, Slavík R, Marra G, Richardson D J 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 2287
- [24] Wiczorek S, Krauskopf B, Simpson T B, Lenstra D 2005 *Phys. Rep.* **416** 1
- [25] Yan J, Pan W, Li N Q, Zhang L Y, Liu Q X 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204203 (in Chinese) [阎娟, 潘炜, 李念强, 张力月, 刘庆喜 2016 物理学报 **65** 204203]
- [26] Liu H, Yin M J, Kong D H, Xu Q F, Zhang S G, Chang H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 151104
- [27] Lawrence J S, Kane D M 1999 *Opt. Commun.* **167** 273
- [28] Gao F, Liu H, Xu P, Tian X, Wang Y B, Ren J, Wu H B, Chang H 2014 *AIP Adv.* **4** 027118
- [29] Xu Q F, Liu H, Lu B Q, Wang Y B, Yin M J, Kong D H, Ren J, Tian X, Chang H 2015 *Chin. Opt. Lett.* **13** 100201

Optical frequency comb active filtering and amplification for second cooling laser of strontium optical clock*

Xu Qin-Fang¹⁾ Yin Mo-Juan¹⁾ Kong De-Huan¹⁾ Wang Ye-Bing¹⁾²⁾ Lu Ben-Quan¹⁾²⁾
Guo Yang¹⁾²⁾ Chang Hong^{1)†}

1) (Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences, National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 25 December 2017; revised manuscript received 2 February 2018)

Abstract

In this paper, we propose an optical frequency comb active filtering and amplification method combined with injection-locking technique to select and amplify a single mode from a femtosecond mode-locked laser. The key concept is to optically inject an optical frequency comb into a single mode grating external cavity semiconductor laser. The optical frequency comb based on a femtosecond mode-locked laser with a narrow mode spacing of 250 MHz is used as a master laser. The center wavelength of the optical frequency comb is 689 nm with a 10 nm spectral width. A single mode grating external cavity semiconductor laser with a grating of 1800 lines/mm is used as a slave laser, and the external-cavity length from the diode surface to the grating is approximately 50 mm. The master laser is injected into the slave laser, and in order to select a single comb mode, we adjust the power of the master laser to control the locking range of the slave laser whose linewidth is smaller than the optical frequency comb repetition rate (250 MHz). While the operating current of the slave laser is set to be 55 mA and a seeding power is adopted to be 240 μ W, a single longitudinal mode is selected and amplified from 2.5×10^4 longitudinal modes of the femtosecond optical comb despite the low power of the single mode. By tuning the optical frequency comb repetition frequency, the single longitudinal mode follows the teeth of the femtosecond optical comb, indicating the success in the optical frequency comb active filtering and amplification. The locking range is measured to be about 20 MHz. Meanwhile, the repetition frequency of the optical frequency comb is locked to a narrow linewidth 698 nm laser system (Hz level), thus the slave laser inherits the spectral characteristics of the 698 nm laser system. The linewidth is measured to be 280 Hz which is limited by the test beating laser. Then a continuous-wave narrow linewidth 689 nm laser source with a power of 12 mW and a side-mode suppression ratio of 100 is achieved. This narrow linewidth laser is used as a second-stage cooling laser source in the ^{88}Sr optical clock, the cold atoms with a temperature of 3 μ K and a number of 5×10^6 are obtained. This method can also be used to obtain other laser sources for atomic optical clock, and thus enabling the integrating and miniaturizing of a clock system.

Keywords: optical frequency comb, injection locking, narrow linewidth laser, strontium optical clock

PACS: 06.30.Ft, 42.60.Fc

DOI: 10.7498/aps.67.20172733

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11474282, 61775220), the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB21030700), and the Key Research Project of Frontier Science of Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDB-SSW-JSC004).

† Corresponding author. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn