

doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2023.03.01

主动光钟研究进展

张佳¹, 史田田^{1*}, 缪健翔¹, 陈景标^{1,2}

(1. 北京大学 电子学院 量子电子学研究所 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 北京 100871; 2. 合肥国家实验室, 安徽 合肥 230088)

摘要: 自2005年至今, 主动光钟经过了近20年的发展。主动光钟利用原子系综作为增益介质, 其受激辐射可直接作为钟激光信号。因为主动光钟工作在坏腔区域, 因此具有腔牵引抑制和窄线宽两个显著的优点, 可以有效克服被动光钟存在的腔长热噪声问题。由于其优越的性能, 主动光钟受到了国内外同行的广泛关注。根据实现方式不同, 本文将主动光钟划分为原子束型主动光钟、基于激光冷却和光晶格囚禁的主动光钟、原子束及光晶格“复合型”主动光钟、法拉第主动光钟、离子阱囚禁型主动光钟以及热原子气室型主动光钟。对于不同类型的主动光钟, 本文详细介绍了其实验及理论研究进展, 并分析其优劣。最后, 分析了主动光钟在精密测量领域的应用并展望了主动光钟的发展方向, 为推动主动光钟的广泛应用提供借鉴。

关键词: 主动光钟; 坏腔激光; 腔牵引抑制效应; 精密光谱学

中图分类号: TB939

文献标志码: A

文章编号: 1674-5795(2023)03-0001-16

Research progress of active optical clock

ZHANG Jia¹, SHI Tiantian^{1*}, MIAO Jianxiang¹, CHEN Jingbiao^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, Institute of Quantum Electronics, School of Electronics, Peking University, Beijing 100871, China; 2. Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China)

Abstract: Since 2005, active optical clock (AOC) has undergone nearly 20 years of development. The AOC utilizes an atomic ensemble as the gain medium, and its stimulated radiation can be used as the clock laser signal directly. Because the AOC works in the bad-cavity region, it has two significant advantages of cavity-pulling suppression and narrow linewidth, which can effectively overcome the cavity length thermal noise problem of the passive optical clock. Due to its superior performance, the AOC has received wide attention from international counterparts. According to the different implementation methods, this paper classifies AOCs into atomic beam type, laser cooling and optical-lattice-trap type, atomic beam and optical lattice "hybrid" type, Faraday atomic filter type, ion-trap type, and thermal atomic cell type. For different types of AOCs, this paper presents the experimental and theoretical research progress in detail and analyzes their advantages and disadvantages. Finally, the application of AOCs in the field of precision measurement is analyzed, and the future development direction of AOCs is prospected, so as to provide reference for promoting the wide application of AOCs.

Key words: active optical clock; bad-cavity laser; cavity-pulling suppression; precision spectroscopy

收稿日期: 2023-02-20; 修回日期: 2023-03-15

基金项目: 国家自然科学基金项目(91436210); 科技创新2030“量子通信与量子计算机”重大项目(2021ZD0303200); 中国博士后科学基金项目(BX2021020); 温州重大科技创新项目(ZG2020046)

引用格式: 张佳, 史田田, 缪健翔, 等. 主动光钟研究进展[J]. 计测技术, 2023, 43(3): 1-16.

Citation: ZHANG J, SHI T T, MIAO J X, et al. Research progress of active optical clock[J]. Metrology & Measurement Technology, 2023, 43(3): 1-16.



0 引言

原子钟作为目前测量精度最高的仪器,在引力波探测^[1]、探寻暗物质^[2]、相对论验证^[3]、基本物理常数测量^[4]、重力势测量^[5]、信息网络^[6]、卫星导航定位^[7]等领域具有广阔的应用前景。自1949年第一台氨分子钟诞生以来,不同原理、不同种类的原子钟不断出现。在1967年第十三届国际计量大会上,原子钟性能的提升促使国际基本单位“秒”被重新定义为:一秒是未受干扰的¹³³Cs原子基态两个超精细能级之间跃迁辐射周期的9 192 631 770倍的持续时间^[8]。根据跃迁频率划分,原子钟可分为微波原子钟与光频原子钟(光钟)。光钟工作在光频段,比微波频段要高大约4~5个数量级,因此以光频跃迁为中心频率的光钟能大幅度提升频率稳定度。1993年发明了谱宽范围约1 THz的宽谱飞秒光学频率梳^[9],可将光学频率与微波频率相互转换,为光钟的小型化和实用化奠定了基础。激光冷却囚禁技术的发展,也促进了光钟的飞速发展。目前,光钟的频率稳定度已达到 10^{-19} 量级,不确定度达到 10^{-18} 量级,超越最好的微波钟近2个数量级,其优异的性能意味着可以在毫米尺寸内测量引力红移^[10],验证广义相对论。根据工作方式不同,还可以将原子钟分为被动型和主动型。被动型原子钟需要将本地振荡器的频率通过鉴频或鉴相技术被动式地被锁定在频率参考体系的量子跃迁线上,而主动型则不需要外部的频率参考,原子的受激辐射信号可以直接作为稳定的频率标准信号输出。

目前,两类性能最好的光钟均为被动型光钟,分别是基于中性原子囚禁的光晶格钟^[5, 11]和基于离子囚禁的离子光钟^[12-14]。前者采用激光形成的驻波场(即光晶格)囚禁中性原子,后者则用离子阱囚禁单个离子。中性原子光晶格钟一般采用碱土金属(如锶、镱等)作为量子频率参考,由于囚禁了较多数量的原子,为钟跃迁谱线提供了较好的信噪比,一般在稳定度特别是秒稳上优于离子光钟^[15]。美国天体物理联合实验室(JILA)^[16]的锶(⁸⁷Sr)光晶格钟的频率稳定度可达到 $4.8 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$,系统不确定度达 2.0×10^{-18} ^[17]。美国国家标准与技术研究所(NIST)^[5]研制的镱(¹⁷¹Yb)原子光晶格钟

频率稳定度可达 $1.5 \times 10^{-16}/\sqrt{\tau}$,长期频率稳定度达 $3.2 \times 10^{-19}@10^5$ s,系统不确定度为 1.4×10^{-18} ^[18]。此外,德国联邦物理技术研究所(PTB)、日本理化研究所(RIKEN)研制的锶(⁸⁸Sr)^[19]光晶格钟、汞(¹⁹⁹Hg)^[20]光晶格钟分别是当前锶光晶格钟和汞光晶格钟中稳定度最好的。在国内,中国计量科学研究院(NIM)^[21]实现了锶原子光晶格钟的评定与绝对频率测量,频率稳定度为 $1.8 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$,系统不确定度可达 2.9×10^{-17} ^[22];华东师范大学^[23]研制的镱原子光晶格钟的系统不确定度为 1.7×10^{-16} 。中国科学院上海光学精密机械研究所^[24]基于汞原子光晶格钟,观测到了¹⁹⁹Hg原子 $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ 的钟跃迁谱线;中国科学院精密测量科学与技术创新研究院(以下简称精密测量院)^[25]开展的镱原子光晶格钟完成了闭环锁定,在3 500 s的平均时间内,频率稳定度可达 3×10^{-17} ;中国科学院国家授时中心^[26]开展的锶原子光晶格钟,在3 000 s的平均时间内,频率稳定度可达 5.7×10^{-17} 。光晶格钟自提出以来受到了国内外的广泛关注,目前其频率稳定度和频率不确定度已经超越了铯原子喷泉钟,成为目前最稳定的原子钟。

除了光晶格钟,离子光钟近年来也取得了突破性进展,如以离子 Hg^+ , Sr^+ , Yb^+ , Al^+ , Ca^+ 等作为量子参考的离子光钟。单离子光钟不用考虑相互碰撞、隧穿等因素的影响,其中,NIST的 Al^+ 离子光钟的系统频率不确定度评估已经进入了 10^{-19} 量级^[27],PTB的 Yb^+ 离子光钟实现了 3×10^{-18} 的系统不确定度^[13]。在国内,精密测量院^[14]实现的 Ca^+ 离子光钟的系统频率不确定度达到 3×10^{-18} 。国防科技大学^[28]的 Hg^+ 离子光钟以及精密测量院研制的 Al^+ 离子光钟^[29]也取得了重要进展。但需要注意的是,为了避免离子间相互作用,离子光钟一般采用单离子作为频率参考,在钟跃迁探测时电子的波函数会随机坍塌到基态或激发态,其频率稳定度受限于单离子的量子投影噪声(QPN),目前,最好的单离子光钟的秒级频率稳定度为 1.2×10^{-15} ^[27]。对于不确定度,单离子光钟需要较长的时间才能实现 10^{-18} 量级。

虽然目前基于激光冷却与囚禁技术使得光钟量子跃迁谱线压窄到了自然线宽的水平,但是为了探测线宽在mHz量级的原子跃迁谱线,本振激

光器的线宽必须足够窄,也就是说需要超窄线宽的激光源才能够精密探测到窄带宽的钟跃迁谱线。目前,主要通过PDH(Pound-Drever-Hall)技术^[30]来获取相噪很低、高度相干的超窄线宽激光源作为本振激光器,这就需要高反射率镀膜的谐振腔镜达到 10^6 甚至更高的精细度。即使是目前最稳定的谐振腔,经PDH技术稳频后的本振激光也会不可避免地受到腔长抖动的影响。为了减小谐振腔的热噪声,需要具有超低热膨胀系数的单晶硅或者微晶玻璃做腔体材料^[31]。除此之外,谐振腔需要放置在超低温环境来达到材料的零膨胀点,进而减小频率漂移^[32]。即使是目前最稳定的谐振腔,稳频后的激光也会受到腔长热噪声的影响。同时,使用超稳谐振腔会导致光钟造价昂贵、系统复杂、对环境敏感,且不能从本质上解决谐振腔的腔长热噪声问题。

为有效克服目前被动型光钟中超高精度光学谐振腔受限于热噪声的问题,北京大学^[33]于2005年提出了主动型光频原子钟(主动光钟)的概念。主动光钟方案提出后受到国际同行广泛关注,在2015年IEEE国际频率控制会议上,主动光钟被列为本领域三项最受关注的新兴技术之一。目前,北京大学、中国台湾“中央研究院”物理所、郑州大学、JILA、NIST、维也纳科技大学、哥本哈根大学、阿姆斯特丹大学、奥尔胡斯大学、印度物理研究实验室、因斯布鲁克大学、汉诺威莱布尼兹大学、汉堡大学、巴黎第一大学等十余个研究团队开展了基于不同原子体系的超辐射激光方案研究。目前,JILA基于 ^{87}Sr 原子实现了698 nm超窄跃迁线宽的超辐射脉冲光,频率稳定度达到 $6.7 \times 10^{-16} @ 1 \text{ s}$,不确定度达到 4×10^{-15} ^[34];北京大学实现了线宽为53 Hz的铯原子1 470 nm连续型主动光场,根据线宽推算出稳定度为 $2.6 \times 10^{-13} @ 0.1 \text{ s}$,并证明了其大于60倍的腔牵引抑制效果^[35],除此之外,基于主动光钟原理验证了反共振激光具有更强的腔牵引抑制效应^[36]。相比于被动型原子钟,主动型原子钟基于受激辐射的原理,输出的光频标信号具有极好的相位相干性,因此其频率稳定度随平均时间呈 $1/\tau$ 下降。由于其工作在坏腔模式下,即腔模线宽大于原子的增益线宽,输出激光频率取决于原子的跃迁频率

而非腔模频率,故能够有效解决传统被动光钟PDH稳频系统的腔长热噪声问题。

1 基本原理及特性

主动光钟原理和微波域的氢钟^[37]相似,不需要外部频率参考。在谐振腔作用下,形成多原子相干受激辐射,直接将布居数反转的原子相干受激辐射信号作为光学频率标准输出。由于集体原子偶极子的相位相干,其输出的光频标信号具有极好的相位相干性,因此频率稳定度随平均时间能更快速下降。主动光钟是获得高度相干、超窄线宽激光的创新途径,利用量子参考系统作为增益介质,其受激辐射信号可直接作为钟激光信号,工作原理图如图1(b)所示。传统的被动光钟的本振激光工作的好腔区域,因为其输出的光频标就是稳频之后的本振激光,因此,本振激光的好坏直接影响光频标的性能。在被动光钟中,用于锁定本振激光的腔模线宽 κ 极窄,远小于其增益线宽 Γ 。因此,被动光钟输出钟激光的频率主要由腔模频率决定,不可避免地受到腔长热噪声影响。当外界环境噪声造成腔长变化时,输出激光的频率随之改变。与传统好腔激光不同的是:主动光钟的量子参考线宽远小于腔模线宽,系统工作在深度坏腔区域,其输出激光的中心频率 ν 与原子跃迁谱线频率 ν_0 的关系式可以表示为^[38]

$$\nu - \nu_0 = \frac{\Gamma}{\Gamma + \kappa} (\nu_c - \nu_0) \quad (1)$$

式中: ν_c 为谐振腔的腔模频率,Hz; κ 为腔模线

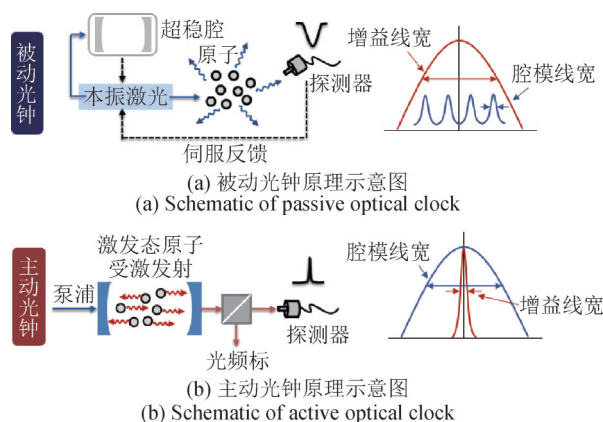


图1 被动光钟及主动光钟工作原理示意图

Fig.1 Schematic diagram of principles of passive and active optical clocks

宽, Hz; Γ 为增益线宽, Hz。

由于主动光钟工作在深度坏腔模式, 输出激光的中心频率取决于量子跃迁频率而非腔模中心频率, 可以有效抑制腔牵引效应, 克服目前被动型光钟中的超高精细度光学谐振腔受限于腔长热噪声的问题。由式 (1) 可以得到输出激光频率随腔模频率的变化率, 即腔牵引系数 P , 表示为

$$P = \frac{d\nu}{d\nu_c} = \frac{\Gamma}{\Gamma + \kappa} \quad (2)$$

对于被动型光钟, $\Gamma \gg \kappa$, 输出激光频率跟腔模频率变化。因此被动型光钟不可避免地受到腔长热噪声的强烈影响, 进而影响其频率稳定度。而主动光钟工作在深度坏腔区域, $\Gamma \ll \kappa$, $P \ll 1$, 腔模频率抖动对输出激光中心频率的影响被大大抑制, 输出激光频率不易受到外界噪声的影响。除了腔牵引系数, 也可以利用坏腔系数对主动光钟的腔牵引抑制特性进行说明。定义坏腔系数 $a = \kappa/\Gamma$ 。利用坏腔系数, 可以将腔牵引系数表示为 $P = 1/(1+a)$ 。2012年, JILA 课题组实现了腔内光子数小于1的主动光钟超辐射激光, 其腔牵引系数 P 甚至可以达到 10^{-5} 量级^[38]。

除了腔牵引抑制特性, 主动光钟还有着超窄线宽输出特性。由于主动光钟输出激光具有极好的相位相干性, 激光线宽可以突破自发辐射决定的量子极限线宽^[38-39]。根据坏腔体系下修正后的 Schawlow-Townes 公式, 线宽可以表示为^[40]

$$\Delta\nu_{\text{AOC}} = \frac{\hbar\nu_0}{4\pi} \frac{\kappa^2}{P_{\text{out}}} N_{\text{sp}} \left(\frac{\Gamma}{\Gamma + \kappa} \right)^2 \quad (3)$$

式中: 假设腔模中心频率 ν 与原子跃迁频率 ν_0 重合, $\hbar$ 为普朗克常数; P_{out} 为激光输出功率, W; $N_{\text{sp}} = \frac{N_2}{N_2 - N_1}$ 为自发辐射因子; N_1 , N_2 分别为对应钟跃迁上下能级的粒子数; $\frac{\hbar\nu_0}{4\pi} \cdot \frac{\kappa^2}{P_{\text{out}}}$ 为自发辐射决定的量子极限线宽。对于主动光钟, $\Gamma \ll \kappa$, 因此可以突破自发辐射量子极限线宽, 激光线宽有望达到 mHz 量级^[41]。

2 研究方案

主动光钟自2005年提出以来, 受到国际广泛关注。目前, 国内外多个课题组已经用理论和实验方法对主动光钟的机理与相关问题进行了大量的探索, 具体方案包括原子束型主动光钟、基于

激光冷却和光晶格囚禁的主动光钟、原子束及光晶格“复合型”主动光钟、法拉第主动光钟、离子阱囚禁型主动光钟以及热原子气室型主动光钟。

2.1 原子束型主动光钟

原子束型主动光钟可供选择的量子体系丰富(如镁、钙、锶、钡等), 其基本工作原理为: 由原子炉加热产生的气态原子准直后形成原子束。用泵浦光将基态原子泵浦到亚稳态, 实现钟跃迁能级的粒子数反转。处于亚稳态的原子与光学谐振腔相互作用, 当谐振腔光场满足激光振荡条件时, 形成稳定的受激辐射输出。

以钙原子束主动光钟^[42]为例, 657 nm 激光将准直后的钙原子由基态 ($4s^2$) 1S_0 泵浦至亚稳态 ($4s4p$) 3P_1 , 实现 657 nm 钟跃迁的粒子数反转。处于亚稳态 ($4s4p$) 3P_1 的钙原子进入谐振腔与腔模相互作用产生 657 nm 受激辐射输出。用 423 nm 的蓝光进行探测, 探测光位于泵浦光之后并分为前后两部分。前者用于将未泵浦的基态原子转移至 ($4s4p$) 1P_1 , 原子被激发至亚稳态后, 经过几十厘米的飞行距离会掉落到基态, 从而被后面的 423 nm 激光探测到, 其实验原理图如图2所示。

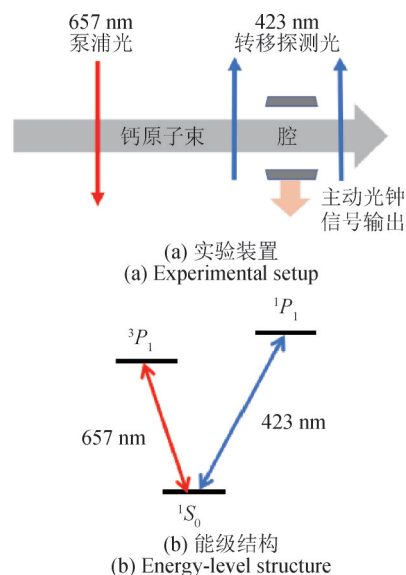


图2 钙原子束主动光钟

Fig.2 Ca atomic beam active optical clock

该方案中, 钙原子经过光学谐振腔的渡越增宽远大于 ($4s4p$) 3P_1 能级的自发辐射速率, 是所有增宽机制中的主要增宽因素。适当设计坏腔结构参数, 根据修正后的 Schawlow-Townes 公式^[40],

原子束型方案实现的主动光钟的极限线宽可达 0.1 Hz, 对应的稳定度为 $2.2 \times 10^{-16}@10\text{ s}$ 。虽然热原子束方案适用于丰富的量子体系, 但存在多普勒增宽问题。剩余一阶多普勒效应由横向速度分布导致, 使得增益线宽展宽, 通过横向激光冷却技术可以在一定程度上克服此加宽。二阶多普勒效应造成的增益线型不对称是限制基于该方案获得高准确度主动光钟的主要因素。

通过激光冷却原子束, 可以降低多普勒效应的影响。采用窄线宽原子跃迁作为钟跃迁能级, 施加脉冲泵浦光将冷却后的原子激励至钟跃迁上能级。利用原子的集体效应, 在腔模内相干辐射出光子, 实现高光谱纯度的光学激射。对于使用冷原子的原子束主动光钟, 目前采用较多的是铯原子。丹麦哥本哈根大学尼尔斯玻尔研究所^[43]选择⁸⁸Sr原子作为量子参考, 基于腔增强的原子相互作用, 采用被动和主动两种方法实现激光频率稳定。在被动方案^[44]中, 采用腔增强的频率调制谱将原子相位相应作为误差信号。由于原子-腔耦合系统工作在坏腔区域, 与传统的将本振激光锁定在超高精细度光学谐振腔的结果相比, 可以显著抑制腔牵引效应对激光频率的影响。在主动方案^[45]中, 通过激光冷却和一级磁光阱 (Magneto-Optical Trap, MOT), 将 2×10^7 个⁸⁸Sr原子陷停在具有较大腰斑半径的光学谐振腔中。采用 461 nm 激光作为冷却光, 自然线宽为 7.5 kHz 的 689 nm $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 偶极禁阻跃迁作为钟跃迁能级。通过施加 689 nm 的 π 脉冲, 将冷却到 mK 量级的⁸⁸Sr原子激励到³ P_1 钟跃迁上能级。当谐振腔与钟跃迁能级共振时, 原子立刻通过腔场建立相干性, 实现脉冲型的超辐射激光输出。该激光工作位于坏腔区域, 由于集体衰减光子辐射被大幅增强, 其最大输出功率接近 1 μW 。

基于冷原子的超辐射激光已经证明了其优越的性能, 但是目前要想实现连续的主动光钟超辐射激光输出仍存在很大的挑战。因为在冷原子主动光钟体系中, 重新注入原子会带来热效应, 从而将超辐射激光限制于脉冲输出模式, 各个脉冲之间没有相位相干性且输出激光的稳定度也受限于有限的脉冲持续时间。利用热原子束来实现连续超辐射激光可以避免热效应问题, 因为泵浦过

程可以在腔外进行。2020年, JILA^[46]提出了一种利用热原子束穿过光学腔的新型的超辐射激光, 其理论最小线宽及最大功率可以与目前最好的超相干激光器相当。为了使系统结构简单, 仅对热原子束进行横向准直或横向激光冷却。在低精细度 ($F \approx 20$) 谐振腔条件下, 利用⁴⁰Ca原子理论上可以实现功率为 0.1 mW, 线宽为 40 mHz 的激光输出; 利用⁸⁸Sr原子理论上可以实现功率为 2.5 μW , 线宽为 150 mHz 的激光输出, 理论上腔牵引系数为 0.004。除了⁴⁰Ca和⁸⁸Sr原子, 该系统结构也可以拓展到其它种类的碱土金属原子。由于原子可以持续地泵浦至激发态, 获得恒定的粒子数反转, 从而克服迪克效应对短稳的影响, 实现连续的主动光钟超辐射激光输出。

2.2 基于激光冷却和光晶格囚禁的主动光钟

2.2.1 钙原子光晶格囚禁型主动光钟

在激光冷却原子的基础上, 可以进一步将原子装载到“魔术波长”光晶格中, 将原子沿着腔轴线限制在兰姆-迪克范围内, 更有效地消除一阶多普勒频移。北京大学^[47]于2005年提出了光晶格囚禁型主动光钟方案, 利用 423 nm 蓝光磁光阱和 657 nm 红光 MOT 冷却钙原子, 再将其囚禁在魔术波长光晶格中。利用 423 nm 和 1201 nm 激光将钙原子通过¹ P_1 态由基态¹ S_0 泵浦至³ P_2 , 通过 616.2, 610.3 nm 重泵光使原子聚集在³ P_1 态, 从而在³ P_1 态和¹ S_0 态之间形成粒子数反转, 实现 657 nm 波长跃迁的光学频率标准, 其能级结构如图3所示。该工作首次提出了基于光晶格囚禁中性原子的主动光

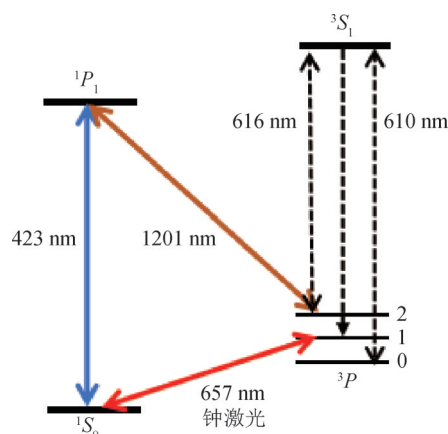


图3 钙原子光晶格囚禁型主动光钟的相关能级

Fig.3 Relevant energy levels of Ca atom optical-lattice trapped active optical clock

钟方案,预期可以实现亚赫兹量级线宽的钟激光。2007年,该小组提出利用 Λ 型原子系统的相位匹配效应实现 mHz 激光线宽光钟的设想^[39, 48],并给出了详细的理论计算与实验方案。实验基于囚禁在“魔术波长”光晶格中的 ^{88}Sr 原子,利用 $^1\text{S}_0$ 和 $^1\text{P}_1$, $^3\text{P}_0$ 能级的两个准单色光场的非绝热相互作用建立起两个光场的相位相干,最后由放置于 F-P 腔中的非线性晶体产生线宽约 1 mHz 的频差场。

对于钙原子光晶格主动光钟,德国汉堡大学^[49]基于冷钙原子 $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ 657 nm 跃迁,在坏腔体系中观察到了强度正比于粒子数平方的双曲正割型的超辐射光场。脉冲持续的时间比 $^3\text{P}_1$ 态的自然寿命短很多,其衰减时间波动与理论预测一致。在此工作中,采用非相干泵浦实现粒子数反转,有很大希望进一步实现连续型主动光钟信号输出。哥白尼大学 A. Gogyan 等人^[50]介绍了碱土原子在腔内产生超辐射脉冲的半经典理论,在理论上复现了汉堡大学利用 ^{40}Ca 原子实现主动光钟超辐射激光,并对实验参数进行了分析。结果表明,非均匀光泵浦过程对超辐射脉冲特性有明显的影响。

对于光晶格主动光钟超辐射激光,因斯布鲁克大学^[51]通过对不同几何形状和密度的少数原子系统的直接数值模拟,评估了偶极-偶极相互作用以及集体自发衰变对超辐射激光辐射特性的影响,如线宽、稳定度以及腔牵引特性。除此之外,他们证明了在坏腔体系下,通过选择适当的腔失谐参数,原子在谐振腔内可以被自身受激辐射产生的腔场所捕获冷却,同时作为增益介质^[52]。中国台湾“中央研究院”物理所^[53]从理论上研究了长程偶极-偶极相互作用对稳态主动光钟超辐射激光的影响。腔内的光子数和原子之间的相干性随着粒子之间距离的变化有振荡现象。在等距原子阵列条件下,确定了最大的腔光子数和最小的谱线宽度,可促进精密测量和下一代光钟的发展。

2.2.2 铯原子光晶格囚禁型主动光钟

2009年,美国 JILA 小组^[41]研究了光晶格囚禁的 ^{87}Sr 原子获得 mHz 线宽激光的方案,即在一个高 Q 值的光学谐振腔内,基于 ^{87}Sr 原子 $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ 窄线宽跃迁,向单个腔模内集体辐射光子。由于原子与光场之间的耦合是完全集体性的,不同原子偶极子的相位完全相干,输出激光线宽有望小于钟跃

迁激光的自然线宽。该方案假设原子被光晶格完全囚禁在固定的晶格点内,使原子间的耦合达到最大,并且这些原子在特定的腔模内相位相同。反抽运光将基态 $^1\text{S}_0$ 的原子抽运到 $^3\text{P}_1$ 态,接着原子被转移到 $^3\text{S}_1$ 态。由于自发辐射,处于 $^3\text{S}_1$ 态的原子跃迁至 $^3\text{P}_2$ 和 $^3\text{P}_0$ 态,并在 $^3\text{P}_2$ 和 $^3\text{P}_0$ 态之间形成拉曼跃迁,用于边带冷却振动的基态。反抽运光同时也将所有的原子都泵浦到 $^3\text{P}_0$ 亚稳态能级,从而满足激光形成的粒子数反转条件。由于原子偶极子的总弛豫速率 Γ 最大为 10^3 s^{-1} 量级,而腔衰减率 κ 为 $9.4 \times 10^{-5}/\text{s}$,腔牵引抑制系数至少为 10^3 量级。理论计算表明,激光线宽可达 mHz 量级。但是,该计算结果只有在有效的反抽运速率达到 10^3 s^{-1} ,且光晶格囚禁原子数在 10^6 水平时才能实现,原因是此条件下由于交流斯塔克频移引入的原子跃迁频率的波动才可忽略。而且,激光最大输出功率与原子数的平方成正比,在原子数高达 10^6 水平时,最大输出功率只有 pW 量级。虽然在原理上能实现 mHz 量级的激光并且 pW 量级的功率足够用于从属本地振荡器的相位锁定,但由于输出光功率弱,且泵浦光引起的光频移问题不容忽视,因此该方案在实验上不易实现。

随后, JILA 小组^[54]证明了基于碱土金属原子的超窄跃迁,可以利用高精细度的谐振腔实现稳态超辐射。为了得到稳态超辐射激光的强度波动, JILA 利用蒙特卡洛模拟和半经典近似方法进行了分析,发现光在阈值以下表现为聚束,在超辐射区表现为相干,在第二个阈值以上表现为混沌^[55]。为了实现 mHz 线宽的激光输出, JILA 也研究了基于激光冷却囚禁的 ^{88}Sr 原子 7.5 kHz 线宽的偶极禁阻 $^3\text{P}_1$ - $^1\text{S}_0$ 跃迁,证明了可以将冷原子重新注入以实现准稳态激光^[56]。实验证明了坏腔激光的腔牵引抑制特性,对腔长变化有 1 个数量级的抑制,得到的腔牵引系数为 0.09(2)。除此之外,得到了输出激光和 689 nm 泵浦激光的拍频功率谱密度,洛伦兹拟合和高斯拟合得到的线宽分别为 6.0(3) kHz 和 4.7(3) kHz,根据线宽推算出稳定度大致为 $1.4 \times 10^{-11}@150\text{ }\mu\text{s}$ 与 $1.1 \times 10^{-11}@150\text{ }\mu\text{s}$ 。拟合线宽小于自然线宽(7.5 kHz)并且远小于重泵激光带来的线宽的影响,表现出激光同步时线宽压窄的特性。郑州大学张元等人^[57]对此线宽压窄特性做了理论

解释,当光晶格中的超冷 ^{88}Sr 原子处于磁场中时,具有塞曼分裂激发态的原子系综的激射线宽非常窄,比腔模线宽、非相干原子衰减率和激发率小几个量级。窄线宽是因为多原子超辐射效应的相互作用,一级亮态、暗态原子-光缀饰态在磁场作用下的耦合。2018年,丹麦奥尔胡斯大学物理和天文学系^[58]分析了囚禁在坏腔区域一维光晶格中的 ^{87}Sr 和 ^{88}Sr 原子,分别利用其 $^3P_0-^1S_0$ 和 $^3P_1-^1S_0$ 跃迁,由于原子和腔长保持相干,可以进一步压窄超辐射激光线宽。

2016年,JILA^[59]首次实现了基于光晶格囚禁铯原子的698 nm($^3P_0-^1S_0$)主动光钟超辐射激光输出。实验中,采用通过两级冷却过程制备加载到光晶格中的 ^{87}Sr 原子。最初的捕获和冷却使用偶极允许的461 nm $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁,进一步的冷却使用窄线宽的689 nm $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 跃迁。其中,689 nm激光还用于将 ^{87}Sr 原子由基态 1S_0 泵浦至 3P_1 态,再通过698 nm激光将 3P_1 态原子通过绝热通道转移至钟跃迁上能级 3P_0 ,其能级结构如图4所示。晶格光波长接近于“魔术波长”813.427 4 nm,使得两个钟跃迁能级的频移相等,减小了晶格光强度对钟跃迁频率的影响。 ^{87}Sr 原子被囚禁在 $F = 2.4 \times 10^4$ 的高精细度谐振腔中,与独立辐射的原子相比,与腔耦合的原子集体的辐射率增强了10 000倍以上。在此基础上,JILA^[34]于2018年首次描述了 ^{87}Sr 原子超窄线宽超辐射激光的特性,其线宽在10 Hz量级,秒级频率稳定度为 6.7×10^{-16} ,不确定度为 4×10^{-15} 。得益于坏腔体系下钟激光对腔长噪声的不敏感特性,实验上得到的腔牵引系数为 2×10^{-6} 。

理论计算方面,郑州大学的张元与丹麦奥尔胡斯大学的Klaus Mølmer等人^[60]应用蒙特卡罗波函数方法(Monte-Carlo Wave-Function Method, MCWF

Method),在存在原子损失的情况下,计算得到了不同初始原子数对应的超辐射脉冲,与2016年JILA课题组^[59]的实验结果相吻合。由于在实验中原子会快速损失掉,因此无法形成稳态的超辐射。在理论上,通过引入新的原子来保持较大的平均原子数,尽管原子数在快速波动,但是预测激光线宽仍然可以维持在mHz量级。张元等人^[61]还利用随机平均场理论模拟了光学腔内一维光晶格钟捕获的成千上万个 ^{87}Sr 原子产生的脉冲超辐射的频率测量。这个理论结合了腔量子电动力学和量子测量理论,将整个原子系综看作10个具有不同跃迁频率的独立亚系综。理论得到的超辐射拍频信号、噪声功率谱、频率不确定性都与2018年JILA的实验中 ^{87}Sr 原子超窄线宽超辐射激光的特性^[34]相吻合。同时,该理论预测,在较长时间强度相近超辐射脉冲和较短占空比条件下,短期频率不确定度可以达到 $7 \times 10^{-17} / \sqrt{\tau/s}$ 。

2023年,于得水等人^[62]提出了一种基于晶格囚禁原子的微型主动光钟。与传统的芯片级光钟相比,工作在主动模式下有望进一步提升芯片级光钟的稳定性和准确性。该微型主动光钟基于回音壁微腔,通过将 ^{88}Sr 原子囚禁在环形光晶格中来消除多普勒效应并与微腔相互作用,利用 ^{88}Sr 的 $(5s^2)^1S_0 - (5s5p)^3P_1(m=0)$ 跃迁作为钟跃迁。结合微腔频率波动,在理论上分析了坏腔条件下的激光动力学。结果表明:腔牵引效应对激光振荡的影响被大幅抑制,微型主动光钟的频率稳定性远远超过当前的芯片级光钟。该工作研究的微型主动光钟采用铯原子作为增益介质,此方案也适用其它原子。结合微腔和微光子技术,在未来有望将多个微型主动光钟与微型光梳集成到芯片上,通过波导进行光频率的比较、传输和同步,可以应用至片上量子计算。

2.2.3 基于铷原子光晶格囚禁的坏腔拉曼激光

2012年,JILA小组^[38]实现了坏腔拉曼超辐射激光,腔内的平均光子数不到0.2。实验中,激光工作在深度光学坏腔区域,其中激光光学跃迁的横向消相干率 $2\gamma_{\perp}$ 与腔衰减速率 κ 之比在 $2 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-3}$ 之间。大约 10^6 个 ^{87}Sr 原子被823 nm的激光囚禁在一维光晶格中,温度为40 μK 。腔与光学缀饰的基态相耦合,该基态可以模拟原

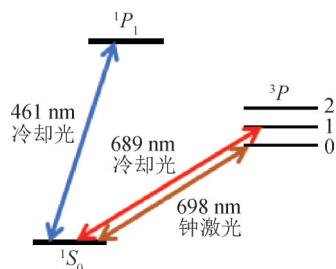


图4 JILA的铷光晶格囚禁型主动光钟的相关能级

Fig.4 Relevant energy levels of JILA's Sr optical-lattice trapped active optical clock

子的一个长寿命的光学激发态。选择频率间隔为 6.8 GHz 的两个磁不敏感能级亚稳态上能级 $|e\rangle$ 和基态 $|g\rangle$, 施加 795 nm 线偏振缀饰光用于诱导 $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ 的光学拉曼跃迁。施加非相干的 780 nm 激光使原子从基态泵浦到激发态, 重复上述过程。若无泵浦光, 输出的只是相位完全不相干的脉冲光, 但是, 若在施加缀饰光的同时将原子连续地从基态泵浦到亚稳态, 可得到持续时间为 20 ~ 140 ms 的准连续的超辐射激光, 每个原子大约可以辐射 35 个光子到腔模内。在光的作用下, 原子碰撞使原子从光晶格中逃逸出去, 最终会导致超辐射中断。通过将超辐射激光和缀饰光拍频得到功率谱, 其高斯拟合的半高全宽 (FWHM) 为 350(25) Hz, 洛伦兹拟合的半高全宽 (FWHM) 为 4.5 Hz。虽然比自发辐射线宽窄的多, 但与理论计算的 2(1) mHz 线宽相差较大, 这是由每次循环过程中原子数目的变化造成腔模频率的色散失谐导致的。实验中, 得到的腔牵引系数 $P = 4 \times 10^{-5} \sim 2 \times 10^{-3}$, 可以通过降低 γ_{eg} 来进一步加强腔牵引抑制系数, 进而压窄激光线宽。但其操作难度较大, 而且会导致输出光功率太弱从而不能用于相位稳定。该方案证明了主动光钟方案的可行性与优越性, 但存在输出光不连续、功率弱的问题。并且 795 nm 缀饰光与 780 nm 泵浦光会引入光频移, 导致该坏腔拉曼激光不能作为光频标使用。为了进一步实现连续超辐射, 可以通过设计使单个粒子的衰减率与重泵率远平衡, 并且使激光冷却和囚禁的时间增长。在此基础上, JILA 小组^[63]研究了坏腔拉曼超辐射激光的振荡弛豫、稳定度、腔反馈等特性, 并实现了一种“混合”模式, 即激光可以在主动和被动模式之间切换^[64], 对于未来超窄线宽超辐射激光的技术发展及应用具有指导性意义。

2.3 原子束及光晶格“复合型”主动光钟

奥地利维也纳科技大学的 Kazakov 等人^[65]于 2014 年详细讨论了实现主动光频标的两种方案, 即光晶格主动光钟和原子束主动光钟, 并分析了要想实现最好的频率稳定度所需的一些参数以及实施过程中的挑战。为了实现连续的主动光钟超辐射激光, 他们提出一种“复合型”主动光钟方案, 即在腔外制备原子并使原子通过“导束”或“光学传送带”将原子送入腔中完成激射过程, 然

后利用蓝失谐光学晶格阻止原子沿腔轴运动, 从而抑制退相干和一阶多普勒效应。

为了实现连续型的超辐射激光输出, 可以采用顺序耦合与解耦的方式来维持脉冲之间的相干性^[66]。在实验室, 已实现使用一个红失谐的一维光晶格来高速输运超冷原子, 移动距离可达 20 cm, 运送速度可达 6 m/s, 加速度可达 $2.6 \times 10^3 \text{ m/s}^2$ ^[67]。其中, 原子由蓝失谐的固定光晶格囚禁于兰姆-迪克区域。当一个原子集合位于腔内并开始辐射出激光时, 第二个囚禁的原子集合被泵浦光激励至钟跃迁上能级并向谐振腔运动。当第一个原子集合辐射完之后, 第二个原子集合进入腔内开始辐射, 关键是同时仍然保持着腔的相位。在第二个原子集合辐射光子的同时, 第一个原子集合出腔并被重新泵浦至激发态等待重新进入腔中, 或者下一个进入腔中是另外的处于激发态的原子集合。重复以上过程, 由于腔的相位一直保持不变, 因此输出超辐射脉冲之间也具有高度的相位相干性, 此顺序耦合方法是实现连续超辐射激光的新途径。基于 Kazakov 等人^[66]提出的顺序耦合方法, JILA 最近实现了将超冷 ^{88}Sr 原子连续装载到高精度度的环形谐振腔中, 并利用移动的光晶格使得原子在谐振腔内移动。实验上, 装载率达到 $2.1 \times 10^7 \text{ atom/s}$ ^[68], 为未来基于 ^{87}Sr 原子 mHz 量级的钟跃迁实现连续主动光钟超辐射激光奠定了基础。

针对目前主动光钟原子束方案、光晶格方案的脉冲输出模式的难题, 欧盟成立了 iqClock 项目, 由阿姆斯特丹大学牵头, 联合 6 所大学和 6 家公司进行攻关。采用冷原子束方案, 通过移动的光晶格输送铯原子至环形光学腔内实现连续的钟激光, 预期在未来 5 年内实现 100 mHz 的线宽输出, 在未来 10 年内实现 mHz 量级的线宽。2019 年, 阿姆斯特丹大学^[69]实现了一种连续光导的 ^{88}Sr 原子束, 相空间密度超过 10^{-4} , 原子通量达到 $3 \times 10^7 \text{ atom/s}$ 。通过光导, 原子的速度达到了 10 cm/s, 可以用来补充增益介质, 是实现连续主动钟激光输出的重要一步。2021 年, 该课题组^[70]证明了稳态 MOT 铯原子在 7.5 kHz $|S_0 - ^3P_1\rangle$ 的跃迁, 该 MOT 包含 8.4×10^7 个原子, 装载率达到 $1.3 \times 10^7 \text{ atom/s}$, 平均温度为 12 μK 。该稳态 MOT 可以为实现连续运行的光晶格主动光钟提供高通量的超冷原子源。

通过环形腔中的魔术波长光学传送带,可以将处于激发态的超冷铯原子源源不断地输送,每秒可以传递几千万个 ^{88}Sr 原子或几百万个 ^{87}Sr 原子^[71]。与普通的光学传送带穿过腔的情况相比,使用环形腔可以增加传送速度,减少原子损失并减小原子密度,有望实现可以连续运行的光晶格主动光钟。

2.4 法拉第主动光钟

法拉第主动光钟方案基于法拉第激光器,相比于原子束和光晶格方案,结构简单且易于实现。法拉第激光器利用镀膜透膜的激光管作为增益,并将法拉第原子滤光器作为半导体激光器外腔选频器件,利用光反馈有效压窄激光线宽,激光频率可以稳定在原子滤光器的透射带宽内,从而实现原子稳频法拉第激光器^[72]。采用主动光钟方案实现法拉第激光器的频率稳定,称为法拉第主动光钟^[73],其核心原理是增益和量子参考相互独立,从而减小增益部分的噪声对钟激光频率稳定度的影响。其中,增益可以由半导体、固体或染料等材料提供,而窄带原子滤光器提供频率参考,可以有效提高输出光的功率。通过选择合适的参数使得外腔模式线宽远大于原子滤光器带宽,使激光工作在坏腔区域,从而降低腔牵引效应对输出光频率的影响,提高激光的频率稳定度。同时,激光频率由量子跃迁频率决定,可直接作为稳定的频率标准。该方案可以通过提高增益介质的泵浦效率,达到满足激光振荡阈值的条件,通过压窄原子滤光器的透射带宽,获得窄线宽的主动光学频率标准。该方案结构简单,但利用热原子实现的法拉第主动光钟,由于原子滤光器透射带宽很难压窄至自然线宽水平,导致坏腔系数很难进一步提高,故实验中还未达到理论计算的激光线宽。目前,基于热铯原子气室实现的法拉第主动光学频率标准信号的线宽为281 Hz,根据线宽推算出稳定度为 $8 \times 10^{-13} @ 0.1 \text{ s}$ 。未来可以采用冷原子团作为量子频率参考选模器件,以抑制多普勒效应,减小透射带宽,提高腔牵引抑制系数,从而压窄激光线宽。

2.5 离子阱囚禁型主动光钟

2014年,北京大学^[74]提出离子阱囚禁型主动光钟方案,用Paul阱囚禁的冷离子作为增益介质,有望实现线宽在mHz量级的主动光学频率标准。

以 $^{171}\text{Yb}^+$ 为例,能级图如图5所示,选择自然线宽为3.1 Hz的 $435.5 \text{ nm } ^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2D_{3/2}(F=1)$ 跃迁作为钟激光,冷却光和反抽运光分别对应369.5 nm的 $^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow ^2P_{1/2}(F=1)$ 和 $^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^2P_{1/2}(F=0)$ 跃迁,使离子转移到上能级 $^2D_{3/2}(F=1,2)$ 。其中, $F=2$ 能级的离子被935 nm激光抽运到 $^3D[3/2]_{1/2}(F=1)$,最终大部分离子被转移到 $^2D_{3/2}(F=1)$ 能级,实现粒子数反转,受激辐射输出主动光频标信号。考虑谐振腔的作用,结合密度矩阵分析,稳态时激光输出功率可达37 pW。该方案的基本原理和光晶格囚禁方案相似, $^{171}\text{Yb}^+$, $^{191}\text{Hg}^+$, $^{137}\text{Ba}^+$, $^{138}\text{Ba}^+$, $^{43}\text{Ca}^+$, $^{87}\text{Sr}^+$, $^{88}\text{Sr}^+$ 离子都适合实现主动离子光钟。但是该实验存在的问题是,离子的数目很难增大,使得离子主动光钟的输出功率受限,且离子主动光钟同样存在泵浦光引入的光频移问题,最终影响钟激光性能。

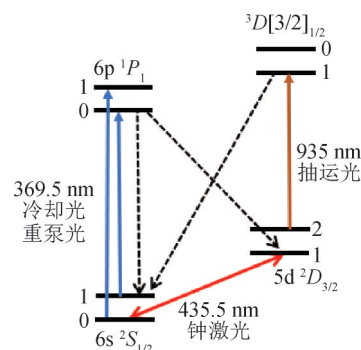


图5 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子囚禁型主动光钟相关能级

Fig.5 Relevant energy levels of $^{171}\text{Yb}^+$ ion-trapped active optical clock

2017年,Kazakov等人^[75]提出利用囚禁于线性Paul阱中的离子库伦晶体来实现坏腔激光器,相较中性原子光晶格囚禁,可以保证更长的囚禁时间。考虑到由运动带来的多普勒频移和斯塔克频移,可以引入魔术频率来抵消掉这些频移。考虑囚禁在高精细度($F=10^5$)谐振腔中的 $^{176}\text{Lu}^+$ 离子,当离子数目达到 10^5 ,囚禁频率为1 MHz时,基于 $^3D_2 \rightarrow ^1S_0$ 跃迁可以实现0.5 pW的输出功率^[76]。如果提供适当的连续冷却和泵浦,有望在坏腔体系下实现稳态连续主动光钟信号输出。

2.6 热原子气室型主动光钟

在原子束方案中,热原子系统的多普勒效应影响较大。采用激光冷却使原子束减速,虽然可以在一定程度改善多普勒效应的影响,但系统复

杂,且钟激光性能受限于剩余多普勒效应的影响。光晶格囚禁与磁光阱囚禁原子或离子的方案,受限于泵浦光引起的光频移。而且以上两种方案中,大多实现的是脉冲型的主动光钟信号。基于热原子气室的主动光钟多采用四能级方案,其优势为:首先,泵浦光与钟激光跃迁能级相互独立,通过选择合适的量子系统,使其频差相距很大,可以显著降低泵浦光带来的光频移;其次,激光跃迁可以选择磁偶极跃迁能级,相比于线宽较窄的电偶极跃迁而言,激光发射系数不受限于较小的原子-腔耦合常数,输出功率较大;最后,四能级主动光钟可以持续泵浦,输出稳定的连续型主动光钟信号。

在热原子气室四能级主动光钟方案中,量子系统可以选择钾、铷和铯等碱金属原子。以铯原子四能级主动光钟为例,能级图如图6所示,将铯原子气室放置于低精细度的光学谐振腔内,使得腔模线宽大于原子增益线宽,满足坏腔条件。选用459 nm激光作为泵浦光,将铯原子由基态 $6S_{1/2}$ 泵浦至第二激发态 $7P_{1/2}$,然后通过自发辐射掉落到 $7S_{1/2}$ 态,稳态时在 $7S_{1/2}$ 和 $6P_{2/3}$ 能级之间形成粒子数反转。在光学谐振腔的弱反馈下,原子偶极子自发同步具有高度相干性,当原子的集体增强发射速率大于原子退相干率时,产生1470 nm受激辐射钟激光信号。

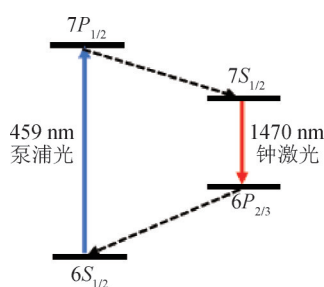


图6 铯原子四能级热原子气室型主动光钟的相关能级

Fig.6 Relevant energy levels of Cs atom four-level thermal-cell active optical clock

四能级主动光钟方案最早由北京大学^[77]于2010年提出,理论上研究了强度与原子数目的平方 N^2 成正比、线宽与 N^2 成反比的四能级主动光钟超辐射激光。除此之外,在假设没有自发辐射的情况下,推导了原子全协同时的定态解并分析了超辐射激光的稳定性。2012年,基于铯原子量子系统

开展相关实验研究,通过测量得到1470, 1359 nm等波长对应的荧光信号的强度^[78],以此判断在钟跃迁能级之间形成了粒子数反转,为下一步实现真正的激射打下了基础。同年,基于碱金属钾、铷、铯原子的四能级方案在理论上基于密度矩阵方程得到了可行性验证,得到了泵浦光波长、满足粒子数反转的能级等数据。除此之外,为了减小多普勒效应带来的影响,理论上计算了铯原子 $6S_{1/2}-5P_{1/2}$ 以及 $6S_{1/2}-5P_{3/2}$ 对应的魔术波长^[79],也即钟激光为1323, 1367 nm时对应的魔术波长。使用光晶格将经过激光冷却后的原子囚禁在兰姆-迪克区域,估计交流斯塔克频移对钟激光频率稳定性的影响可以降低至 10^{-18} 以下。

2013年,北京大学^[80]首次实现了基于热原子气室的铯原子四能级主动光钟1470 nm信号。在此基础上,利用455, 459 nm泵浦源相继实现了1359, 1470 nm钟激光输出,坏腔系数大于40, 1470 nm激光线宽达到了407.3 Hz。对于铷原子,利用调制转移谱稳频的420 nm半导体激光器作为泵浦源,实现了1367 nm连续型主动光频标^[81]。此外,利用421 nm激光器作为泵浦激光,也可以实现1367 nm或者1323 nm主动光钟信号。

为了进一步稳定谐振腔腔长,减小剩余腔牵引效应导致的频率漂移,北京大学^[35]提出了双波长好坏腔主动光钟。该方案中,两个不同波长的激光共腔同时输出,并分别工作在好腔区域和坏腔区域,分别称为好腔激光和坏腔激光。好腔激光通过PDH稳频技术锁定在超稳光学谐振腔上来稳定主谐振腔的腔长,坏腔激光作为钟激光信号,其频率稳定度将在好腔激光的基础上进一步优化。实验中,通过好腔激光实现了两套系统谐振腔的相位锁定,通过两套系统拍频观察到输出线宽为53 Hz的铯原子1470 nm连续型主动光场,低于自然线宽(1.81 MHz)四个量级,根据线宽推算出稳定度为 $2.6 \times 10^{-13}@0.1$ s,并且证明了该主动光频标信号的谐振腔长度噪声远小于好腔光场,腔牵引抑制系数达到64。

基于上述热原子气室型主动光钟,北京大学^[36]提出了反共振激光,其原理如图7所示,即谐振腔的腔长等于 $1/4$ 波长的奇数倍时产生的激光。在该条件下,谐振腔的腔内光场不仅没有共振加

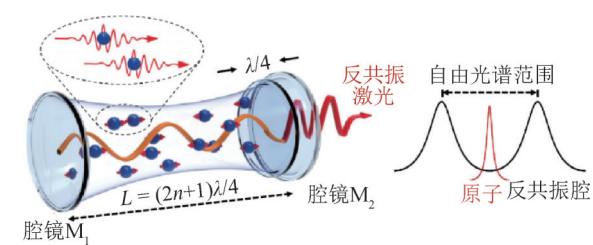


图7 反共振激光的工作原理图^[36]

Fig.7 Working principle diagram of inhibited laser^[36]

强反而被抑制，原子跃迁频率正好处于相邻腔模的正中心，自发辐射率被最大程度地抑制。实验所使用谐振腔的精细度只有3.07，激光工作在极坏腔区域。理论上，计算了输出激光功率与腔内反射光场的关系，并且对腔内光子数速率方程的衰减项增加了腔的修正，发现理论计算结果与测量值相接近。同时，也计算了在不同泵浦光强以及原子气室温度，即不同原子数密度下的激光功率与腔失谐的关系，发现在反共振区虽然激光功率较小，但是在较低的泵浦光强以及较低的原子数密度情况下，反共振激光功率对温度、光强变化的鲁棒性更强。通过计算腔修正的激光速率方程和辐射频移，得到最优的实验参数，平衡输出光功率与腔牵引抑制之间的关系，将腔牵引抑制效应在共振型主动光钟的基础上提高了2倍。该工作将主动光钟从腔共振区扩展到反共振区，可用于实现输出频率完全取决于量子跃迁频率的光频标，有望进一步提高目前主动光频标的性能。

热原子气室四能级主动光钟方案在实验上相

对于光晶格囚禁型以及冷却原子束型主动光钟方案较为简单，但是由于增益介质采用的是热原子，其存在较大的多普勒增宽。另外，热原子气室中原子之间的碰撞、原子与气室内壁之间的碰撞也会对钟激光性能产生影响。为了解决热原子气室四能级主动光钟存在多普勒增宽等问题，北京大学和中国科学院物理研究所凝聚态物理国家实验室、印度物理研究实验室等单位合作，基于光晶格的四能级主动光钟实验方案，详细计算了对应铯原子1470 nm钟跃迁的魔术波长^[82]。基于光晶格的四能级主动光钟方案，预测主动光频标功率可达24 μW，线宽为mHz量级，频率不确定度为2×10⁻¹⁵。印度物理研究实验室^[83]在理论上得到了铯、铷原子四种主动光钟钟跃迁对应的魔术波长，将有助于在光学阱中捕获原子，从而构建更稳定的主动光钟。采用光晶格囚禁的冷原子团作为四能级主动光钟的增益介质，消除热原子方案中由于多普勒效应导致的增益线型展宽，原理上可获得线宽在mHz量级，远小于钟跃迁自然线宽的主动光学频率标准。

总的来说，以上不同的主动光钟方案各有利弊，其总结见表1。原子束型主动光钟有着丰富的可供选择的量子参考体系，但是受限于二阶多普勒频移。当前已实现的原子束型主动光钟的功率接近1 μW，如果结合冷原子，理论上其线宽可以达到mHz量级。采用光晶格方案，可以将原子进一步限制在兰姆-迪克区域，进一步消除多普勒频

表1 不同类型主动光钟对比

Tab.1 Comparison of different active optical clocks

类型	优势	缺点	当前已实现指标
原子束型	供选择的量子体系丰富	存在二阶多普勒频移	功率接近1 μW ^[45]
冷原子/光晶格型	减小多普勒频移	实验复杂，工作于脉冲模式，输出功率小	线宽10 Hz量级 ^[38] ，秒级频率稳定度6.7×10 ⁻¹⁶ ，不确定度4×10 ⁻¹⁵ ，腔牵引系数10 ⁻⁶ 量级 ^[34]
原子束及光晶格“复合型”	有望实现连续输出	实验复杂，暂未实现	-
法拉第型	结构简单，易于实现	热原子气室法拉第型受限于二阶多普勒频移	线宽281 Hz，功率75 μW ^[73]
离子阱囚禁型	减小多普勒频移	实验较复杂，暂未实现	-
热原子气室型（四能级）	光频移小，连续输出，功率较大	所需原子数目多，存在碰撞频移、多普勒增宽	线宽53 Hz，功率百 μW，腔牵引抑制系数达到64 ^[35]

移。实验室内,已经实现了10 Hz量级的主动光钟信号,且秒级频率稳定度达到 10^{-16} 量级,不确定度达到 10^{-15} 量级。虽然其性能优越,但也导致了系统复杂,而且受限于脉冲型的工作模式,不能实现连续的主动光钟信号输出,输出的主动光钟激光功率只有pW量级。如果结合原子束型与光晶格型,可以持续地将处于激发态的原子输送至腔内,有望实现连续输出。基于热原子气室型的法拉第主动光钟结构简单、易于实现,但也受限于二阶多普勒频移。目前实验中已经实现了281 Hz的线宽,功率达到75 μ W。采用离子作为增益介质的主动光钟,目前,北京大学和维也纳科技大学已经提出了方案,但是在实验上还未实现。对于由北京大学开展的热原子气室四能级主动光钟方案而言,由于泵浦光与钟激光相分离,可以降低泵浦光对主动光钟受激辐射相关原子能级和输出光频率的影响,减小由泵浦光带来的光频移,且输出激光为连续光,功率较大。但是,该方案需要较多的原子数目,输出激光线宽会受到多普勒效应的影响,导致增益线型展宽。为了减小热原子碰撞导致的主动光频标长期稳定度变差的问题,可以采用冷原子方案实现主动光频标。

对于主动光钟的不确定度,文献[82]光晶格主动光钟方案中,作者针对黑体辐射频移、泵浦光和重泵光带来的光频移、二阶塞曼频移做了简要分析。在室温下,黑体辐射频移为 1.94×10^{-13} ,由泵浦光和重泵光带来的光频移分别为 1.6×10^{-14} , 1.8×10^{-15} ,二阶塞曼频移几乎可以忽略。若要减小不确定度,可以进一步稳定泵浦光和重泵光的功率。在室温下,强烈的黑体辐射频移是目前限制主动光钟系统不确定度的最主要因素。除此之外,可以借鉴被动光钟的方案,将主动光钟的谐振腔放置于超低温环境来减小黑体辐射频移。

3 主动光钟的应用

主动光钟不同于以往的被动光钟,其原子的受激辐射信号可以直接作为光频标输出。主动光钟的腔模线宽远大于原子的增益线宽,因此输出激光的频率取决于原子的跃迁频率,对腔长热噪声的抑制效果大大增强。由于主动光钟具有优越的腔牵引抑制特性以及窄线宽特性,可以利用主

动光钟方案所实现的窄线宽激光作为被动光钟的本振激光。这种方案可以从本质上解决使用超稳腔稳频所带来的腔长热噪声问题,也可以降低光钟的系统复杂度。同时该光场具有原子能级之间量子跃迁频率绝对值特性,结合光学频率综合器,可完成主动光钟与其他高精度光钟的频率比对,从而实现高精度主动型量子频率标准的传递、比对和应用。

值得注意的是,主动光钟将量子参考系统受激辐射信号直接作为钟跃迁信号,输出激光线宽远小于自发辐射决定的自然线宽,从光谱学角度,可以称之为“受激辐射激光光谱”。理论上,这种“受激辐射激光光谱”的谱线线宽比原子跃迁自然线宽窄7~8个量级。因此,窄线宽连续型主动光钟超辐射激光可为精密原子谱学提供新原理和新方法。比如,北京大学利用铯原子四能级主动光钟方案,可以将铯原子1470 nm跃迁线(自然线宽1.81 MHz)准确测量到赫兹量级,相比以往的1470 nm谱线测量精度提高了5~6个量级。同时,该方法也可以普适地扩展到其他碱金属原子对应谱线的超高精度测量中,实现MHz量级自然线宽的跃迁谱线的高精度测量,有望将其提升至目前国际上传统光钟测量精度水平。因此,主动光钟的新原理、新技术可以丰富国际上高精光谱测量,拓展MHz量级线宽的原子光谱测量精度极限。

此外,北京大学^[84]基于铯原子主动光钟结合多普勒效应,实现了铯原子 $7P_{1/2}$ 能级的超精细能级间隔测量。由于主动光钟将量子参考系统受激辐射信号直接作为钟跃迁信号,输出线宽远小于自发辐射决定的自然线宽,可以提高原子超精细能级结构常数的测量精度。考虑到实验中腔牵引系数测量过程中引入的误差, Δf 的测量结果为 (118.0347 ± 0.1827) MHz,因此, $7P_{1/2}$ 的超精细能级间隔为 (377.628 ± 0.584) MHz,磁偶极超精细常数为94.41(15) MHz。经数据对比,该工作的结果与之前采用饱和吸收谱、双光子共振谱等方法得到的结果基本一致。

除了以上提及的将主动光钟应用为被动光钟的本振激光,应用于高精光谱测量以及超精细能级结构常数测量,JILA^[85]还利用主动光钟超辐射,实现了一种基于冷原子拉曼激光的磁强计。

在该实验中,直接探测原子偶极子辐射光的相位来确定其对外部磁场的相位响应,实现了一种利用原子相位到光场相位的主动映射的磁强计。在1 kHz处,该磁强计的灵敏度达到 $190 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$,有效探测体积即为囚禁于光晶格中的冷原子团的体积,约 $2 \times 10^{-3} \text{ mm}^3$ 。该实验创新性地将主动光钟应用于磁强计,为主动光钟的发展及应用开拓了新的思路。

4 总结与展望

本文从主动光钟的原理、特性出发,将其按照不同实验方案划分为原子束型主动光钟、基于激光冷却和光晶格囚禁的主动光钟、原子束及光晶格“复合型”主动光钟、法拉第主动光钟、离子阱囚禁型主动光钟以及热原子气室型主动光钟。对于不同类型的主动光钟,详细介绍了其实验及理论研究进展,并分析其优劣。最后,具体分析了主动光钟在精密光谱学、超精细能级结构常数测量等领域的应用情况。

主动光钟基于受激辐射的原理,不同于以往的被动型光钟,输出信号具有极好的相位相干性,可以直接作为光频标。由于主动光钟工作在坏腔模式下,即腔模线宽大于原子的增益线宽,故能够有效解决传统被动光钟PDH稳频系统的腔长热噪声问题。自2005年至今,主动光钟经过了近20年的发展。目前国际上多个课题组致力于解决主动光钟的脉冲输出模式难题,以期实现连续运行的主动光钟。北京大学已经实现了可连续输出的基于热原子气室的铯原子主动光钟,但是受限于热原子,目前正在开展冷原子主动光钟的研究。除了连续输出问题,当前主动光钟的不确定度、稳定度、线宽评估仍未达到理论计算值,未来还需要进一步发展技术、提升指标。除此之外,在当前的研究基础上,主动光钟的自动化、微型化、可搬运化以及应用化也是值得探索的问题。

此外,主动光钟的发展可以与被动光钟紧密结合。在被动光钟的基础上,应用主动光钟技术,例如,主动光钟的钟激光可以作为被动光钟的本振激光,有望实现更高频率稳定度的原子钟,从而应用于更高精度引力波探测、广义相对论验证、精细结构常数验证、暗物质探测等。在未来,相

信主动光钟在高精密光谱测量、卫星导航定位、通信网络、重力势探测、秒的定义等领域也将发挥重要作用。

参考文献

- [1] LOEB A, MAOZ D. Using atomic clocks to detect gravitational waves[J]. arXiv Preprint, 2015, arXiv: 1501.00996.
- [2] DEREVIANKO A, POSPELOV M. Hunting for topological dark matter with atomic clocks[J]. Nature Physics, 2014, 10(12): 933 – 936.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] MCGREW W F, ZHANG X, FASANO R J, et al. Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level[J]. Nature, 2018, 564(7734): 87 – 90.
- [6] LEVINE J. Timing in telecommunications networks [J]. Metrologia, 2011, 48(4): 203 – 212.
- [7] MALEKI L, PRESTAGE J. Applications of clocks and frequency standards: from the routine to tests of fundamental models[J]. Metrologia, 2005, 42(3): S145 – S153.
- [8] TERRIEN J. News from the international bureau of weights and measures[J]. Metrologia, 1968, 4(1): 41 – 45.
- [9] KOUROGI M, NAKAGAWA K, OHTSU M. Wide-span optical frequency comb generator for accurate optical frequency difference measurement[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1993, 29(10): 2693 – 2701.
- [10] BOTHWELL T, KENNEDY C J, AEPPLI A, et al. Resolving the gravitational redshift across a millimetre - scale atomic sample[J]. Nature, 2022, 602(7897): 420 – 424.
- [11] TYUMENEV R, FAVIER M, BILICKI S, et al. Comparing a mercury optical lattice clock with microwave and optical frequency standards [J]. New Journal of Physics, 2016, 18(11): 113002.
- [12] CHAO S J, CUI K F, WANG S M, et al. Observation of $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ transition of a $^{40}\text{Ca}^+ - ^{27}\text{Al}^+$ quantum logic clock [J]. Chinese Physics Letters, 2019, 36(12): 120601.
- [13] 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.
- [14] HUANG Y, ZHANG B, ZENG M, et al. Liquid-nitrogen-cooled Ca^+ optical clock with systematic uncertainty of $3 \times$

- 10⁻¹⁸[J]. *Physical Review Applied*, 2022, 17(3): 034041.
- [15] 卢晓同, 常宏. 光晶格原子钟研究进展[J]. *光学学报*, 2022, 42(3): 54 – 69.
- LU X T, CHANG H. Progress of optical lattice atomic clocks[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(3): 54 – 69. (in Chinese)
- [16] OELKER E, HUTSON R B, KENNEDY C J, et al. Demonstration of 4.8×10^{-17} stability at 1 s for two independent optical clocks[J]. *Nature Photonics*, 2019, 13(10): 714–719.
- [17] BOTHWELL T, KEDAR D, OELKER E, et al. JILA Sr optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} [J]. *Metrologia*, 2019, 56(6): 065004.
- [18] MCGREW W F, ZHANG X, LEOPARDI H, et al. Towards the optical second: verifying optical clocks at the SI limit[J]. *Optica*, 2019, 6(4): 448 – 454.
- [19] ORIGLIA S, PRAMOD M S, SCHILLER S, et al. Towards an optical clock for space: compact, high-performance optical lattice clock based on bosonic atoms[J]. *Physical Review A*, 2018, 98(5): 053443.
- [20] OHMAE N, BREGOLIN F, NEMITZ N, et al. Direct measurement of the frequency ratio for Hg and Yb optical lattice clocks and closure of the Hg/Yb/Sr loop[J]. *Optics Express*, 2020, 28(10): 15112 – 15121.
- [21] LI Y, LIN Y, WANG Q, et al. An improved strontium lattice clock with 10⁻¹⁶ level laser frequency stabilization [J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(5): 051402.
- [22] LIN Y, WANG Q, MENG F, et al. A ⁸⁷Sr optical lattice clock with 2.9×10^{-17} uncertainty and its absolute frequency measurement[J]. *Metrologia*, 2021, 58(3): 035010.
- [23] GAO Q, ZHOU M, HAN C, et al. Systematic evaluation of a ¹⁷¹Yb optical clock by synchronous comparison between two lattice systems[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 8022.
- [24] FU X, FANG S, ZHAO R, et al. Observation of the ¹S₀–³P₀ optical clock transition in cold ¹⁹⁹Hg atoms [J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(6): 060202.
- [25] LIU H, ZHANG X, JIANG K, et al. Realization of closed-loop operation of optical lattice clock based on ¹⁷¹Yb [J]. *Chinese Physics Letters*, 2017, 34(2): 020601.
- [26] WANG Y, YIN M, REN J, et al. Strontium optical lattice clock at the National Time Service Center [J]. *Chinese Physics B*, 2018, 27(2): 023701.
- [27] BREWER S M, CHEN J S, HANKIN A M, et al. ²⁷Al⁺ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10⁻¹⁸[J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(3): 033201.
- [28] ZOU H, WU Y, CHEN G, et al. Generation of continuous-wave 194 nm laser for mercury ion optical frequency standard[J]. *Chinese Physics Letters*, 2015, 32(5): 054207.
- [29] SHANG J, CUI K, CAO J, et al. Sympathetic cooling of ⁴⁰Ca⁺–²⁷Al⁺ ion pair crystal in a linear Paul trap [J]. *Chinese Physics Letters*, 2016, 33(10): 103701.
- [30] 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: 97 – 105.
- [31] CHEN H, JIANG Y, FANG S, et al. Frequency stabilization of Nd: YAG lasers with a most probable linewidth of 0.6 Hz[J]. *The Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 30(6): 1546 – 1550.
- [32] ROBINSON J M, OELKER E, MILNER W R, et al. Crystalline optical cavity at 4K with thermal-noise-limited instability and ultralow drift[J]. *Optica*, 2019, 6(2): 240 – 243.
- [33] CHEN J B. Active optical clock[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2009, 54(3): 348 – 352.
- [34] NORCIA M A, CLINE J R K, MUNIZ J A, et al. Frequency measurements of superradiance from the strontium clock transition[J]. *Physical Review X*, 2018, 8(2): 021036.
- [35] SHI T, PAN D, CHEN J. Realization of phase locking in good-bad-cavity active optical clock[J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 22040 – 22052.
- [36] SHI T, PAN D, CHEN J. An inhibited laser[J]. *Communications Physics*, 2022, 5(1): 208.
- [37] VANIER J. The active hydrogen maser: state of the art and forecast[J]. *Metrologia*, 1982, 18(4): 173.
- [38] BOHNET J G, CHEN Z, WEINER J M, et al. A steady-state superradiant laser with less than one intracavity photon[J]. *Nature*, 2012, 484(7392): 78 – 81.
- [39] YU D, CHEN J. Optical clock with millihertz linewidth based on a phase-matching effect[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(5): 050801.
- [40] KUPPENS S J M, VAN EXTER M P, WOERDMAN J P. Quantum-limited linewidth of a bad-cavity laser[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 72(24): 3815.
- [41] MEISER D, YE J, CARLSON D R, et al. Prospects for a millihertz - linewidth laser [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(16): 163601.
- [42] ZHUANG W, CHEN J. Progress of active optical frequency standard based on thermal Ca atomic beam [C]// *Proceedings of the 2010 IEEE International Frequency Control Symposium*, 2010: 222 – 223.
- [43] SCHÄFFER S A, CHRISTENSEN B T R, RATHMANN S M, et al. Towards passive and active laser stabilization using

- cavity-enhanced atomic interaction[C]//Journal of Physics: Conference Series IOP Publishing, 2017, 810(1): 012002.
- [44] SCHÄFFER S A, CHRISTENSEN B T R, HENRIKSEN M R, et al. Dynamics of bad-cavity-enhanced interaction with cold Sr atoms for laser stabilization[J]. Physical Review A, 2017, 96(1): 013847.
- [45] SCHÄFFER S A, TANG M, HENRIKSEN M R, et al. Lasing on a narrow transition in a cold thermal strontium ensemble[J]. Physical Review A, 2020, 101(1): 013819.
- [46] LIU H, JÄGER S B, YU X, et al. Rugged mHz-linewidth superradiant laser driven by a hot atomic beam[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(25): 253602.
- [47] CHEN J, CHEN X. Optical lattice laser[C]// Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, 2005: 608 – 610.
- [48] YU D, CHEN J. Quantum-limited phase-matching effect in a Λ -type laser system[J]. Physical Review A, 2011, 83(6): 063846.
- [49] LASKE T, WINTER H, HEMMERICH A. Pulse delay time statistics in a superradiant laser with calcium atoms[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(10): 103601.
- [50] GOGYAN A, KAZAKOV G, BOBER M, et al. Characterisation and feasibility study for superradiant lasing in ^{40}Ca atoms[J]. Optics Express, 2020, 28(5): 6881 – 6892.
- [51] MAIER T, KRAEMER S, OSTERMANN L, et al. A superradiant clock laser on a magic wavelength optical lattice[J]. Optics Express, 2014, 22(11): 13269 – 13279.
- [52] HOTTER C, PLANKENSTEINER D, OSTERMANN L, et al. Superradiant cooling, trapping, and lasing of dipole-interacting clock atoms[J]. Optics Express, 2019, 27(22): 31193 – 31206.
- [53] JEN H H. Superradiant laser: Effect of long-range dipole-dipole interaction[J]. Physical Review A, 2016, 94(5): 053813.
- [54] MEISER D, HOLLAND M J. Steady-state superradiance with alkaline-earth-metal atoms[J]. Physical Review A, 2010, 81(3): 033847.
- [55] MEISER D, HOLLAND M J. Intensity fluctuations in steady-state superradiance[J]. Physical Review A, 2010, 81(6): 063827.
- [56] NORCIA M A, THOMPSON J K. Cold-strontium laser in the superradiant crossover regime[J]. Physical Review X, 2016, 6(1): 011025.
- [57] ZHANG Y, SHAN C, MØLMER K. Ultranarrow superradiant lasing by dark atom-photon dressed states[J]. Physical Review Letters, 2021, 126(12): 123602.
- [58] DEBNATH K, ZHANG Y, MØLMER K. Lasing in the superradiant crossover regime[J]. Physical Review A, 2018, 98(6): 063837.
- [59] NORCIA M A, WINCHESTER M N, CLINE J R K, et al. Superradiance on the millihertz linewidth strontium clock transition[J]. Science Advances, 2016, 2(10): e1601231.
- [60] ZHANG Y, ZHANG Y X, MØLMER K. Monte-Carlo simulations of superradiant lasing[J]. New Journal of Physics, 2018, 20(11): 112001.
- [61] ZHANG Y, SHAN C, MØLMER K. Active frequency measurement on superradiant strontium clock transitions[J]. Physical Review Letters, 2022, 128(1): 013604.
- [62] YU D, VOLLMER F, ZHANG S. Proposal for an active whispering-gallery microclock[J]. Quantum Science and Technology, 2023, 8(2): 025005.
- [63] BOHNET J G, CHEN Z, WEINER J M, et al. Relaxation oscillations, stability, and cavity feedback in a superradiant raman laser[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(25): 253602.
- [64] BOHNET J G, CHEN Z, WEINER J M, et al. Active and passive sensing of collective atomic coherence in a superradiant laser[J]. Physical Review A, 2013, 88(1): 013826.
- [65] KAZAKOV G A, SCHUMM T. Active optical frequency standards using cold atoms: perspectives and challenges[C]//Proceedings of the 2014 European Frequency and Time Forum (EFTF), 2014: 411 – 414.
- [66] KAZAKOV G A, SCHUMM T. Active optical frequency standard using sequential coupling of atomic ensembles[J]. Physical Review A, 2013, 87(1): 013821.
- [67] SCHMID S, THALHAMMER G, WINKLER K, et al. Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice[J]. New Journal of Physics, 2006, 8(8): 159.
- [68] CLINE J R K, SCHÄFER V M, NIU Z, et al. Continuous collective strong coupling between atoms and a high finesse optical cavity[J]. arXiv Preprint, 2022, arXiv:2211.00158.
- [69] CHEN C C, BENNETTS S, ESCUDERO R G, et al. Continuous guided strontium beam with high phase-space density[J]. Physical Review Applied, 2019, 12(4): 044014.
- [70] ESCUDERO R G, CHEN C C, BENNETTS S, et al. Steady-state magneto-optical trap of fermionic strontium on a narrow-line transition[J]. Physical Review Research, 2021, 3(3): 033159.
- [71] KAZAKOV G, DUBEY S, FAMÀ F, et al. Towards an active optical clock using an optical conveyor within a ring cavity

- [C]//Proceedings of the 2021 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium(EFTF/IFCS), 2021: 1 – 5.
- [72] CHANG P, SHI H, MIAO J, et al. Frequency-stabilized Faraday laser with 10^{-14} short-term instability for atomic clocks [J]. Applied Physics Letters, 2022, 120 (14): 141102.
- [73] ZHUANG W, CHEN J. Active Faraday optical frequency standard[J]. Optics Letters, 2014, 39(21): 6339–6342.
- [74] ZHUANG W, ZHANG T, CHEN J. An active ion optical clock[J]. Chinese Physics Letters, 2014, 31(9): 093201.
- [75] KAZAKOV G A, BOHNET J, SCHUMM T. Prospects for a bad-cavity laser using a large ion crystal [J]. Physical Review A, 2017, 96(2): 023412.
- [76] KAZAKOV G A, SCHUMM T. Prospects for an active optical clock using forbidden transition in trapped ions[C]//Proceedings of the 2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium(EFTF/IFCS), 2017: 430 – 431.
- [77] YU D, CHEN J. Four-level superradiant laser with full atomic cooperativity[J]. Physical Review A, 2010, 81(5): 053809.
- [78] WANG Y, XUE X, WANG D, et al. Cesium active optical clock in four-level laser configuration [C]// Proceedings of the 2012 IEEE International Frequency Control Symposium Proceedings, 2012: 1 – 4.
- [79] ZANG X, ZHANG T, CHEN J. Magic wavelengths for a lattice trapped rubidium four-level active optical clock [J]. Chinese Physics Letters, 2012, 29(9): 090601.
- [80] XU Z, ZHUANG W, WANG Y, et al. Lasing of Cesium four-level active optical clock [C]//Proceedings of the 2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium(EFTF/IFC), 2013: 395 – 398.
- [81] CHANG P, ZHANG S, SHANG H, et al. Stabilizing diode laser to 1 Hz-level Allan deviation with atomic spectroscopy for Rb four-level active optical frequency standard [J]. Applied Physics B, 2019, 125(11): 196.
- [82] PAN D, ARORA B, YU Y, et al. Optical-lattice-based Cs active clock with a continual superradiant lasing signal [J]. Physical Review A, 2020, 102(4): 041101.
- [83] SINGH S, ARORA B, SAHOO B K, et al. Magic wavelengths for optical-lattice based Cs and Rb active clocks [J]. Atoms, 2020, 8(4): 79.
- [84] SHI T, MIAO J, PAN D, et al. Hyperfine-structure measurement of the $7P_{1/2}$ state in ^{133}Cs based on the active optical clock [C]//Proceedings of the 2020 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and International Symposium on Applications of Ferroelectrics (IFCS-ISAF), 2020: 1 – 2.
- [85] WEINER J M, COX K C, BOHNET J G, et al. Superradiant Raman laser magnetometer[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(26): 261107.

(本文编辑: 朱俊真)

第一作者: 张佳 (1999—), 女, 博士研究生, 主要研究方向为主动光钟。



通讯作者: 史田田 (1993—), 女, 博士后, 博士, 主要研究方向为主动光钟、法拉第激光器。

