

锶原子光晶格钟

林弋戈 方占军

Strontium optical lattice clock

Lin Yi-Ge Fang Zhan-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 160604 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181097

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181097>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[超稳光生微波源研究进展](#)

Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source

姜海峰

物理学报.2018, 67(16): 160602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180751>

[光梳主动滤波放大实现锶原子光钟二级冷却光源](#)

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

徐琴芳, 尹默娟, 孔德欢, 王叶兵, 卢本全, 郭阳, 常宏

物理学报.2018, 67(8): 080601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172733>

[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

郭阳, 尹默娟, 徐琴芳, 王叶兵, 卢本全, 任洁, 赵芳婧, 常宏

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

赵芳婧, 高峰, 韩建新, 周驰华, 孟俊伟, 王叶兵, 郭阳, 张首刚, 常宏

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

[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

焦东东, 高静, 刘杰, 邓雪, 许冠军, 陈玖朋, 董瑞芳, 刘涛, 张首刚

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

铯原子光晶格钟*

林弋戈¹⁾²⁾ 方占军^{1)2)†}

1) (中国计量科学研究院, 北京 100029)

2) (国家时间频率计量中心, 北京 100029)

(2018年6月4日收到; 2018年7月10日收到修改稿)

进入21世纪以来, 铯原子光晶格钟经历了快速的发展, 系统频移的不确定度指标已经超越现有的秒定义基准铯原子喷泉钟, 进入到 10^{-18} 量级, 体现了人类精密测量能力的最高水平, 是精密测量物理的热点研究内容. 本综述简要介绍了铯原子光晶格钟的发展水平; 详细介绍了铯原子光晶格钟的各个组成部分和关键技术、如何进行精密光谱探测和闭环锁定以及各项系统频移的不确定度评估方法和铯原子跃迁绝对频率测量的方法等; 最后简要介绍了铯光钟的应用和未来发展趋势.

关键词: 原子钟, 光钟, 光晶格, 铯原子

PACS: 06.30.Ft, 42.62.Fi, 37.10.Jk, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.67.20181097

1 引言

20世纪30年代, 拉比(I. I. Rabi)在磁共振方面的工作, 使得原子钟的建立成为可能. 拉比于1945年提出用原子束磁共振来计时的建议. 1949年, 美国国家标准局NBS (美国国家标准技术研究院NIST的前身)研制成功了氨分子钟^[1], 这是世界上第一台原子钟. 1955年, 英国国家物理实验室NPL建成了世界上第一台铯原子钟^[2], 人类计时的能力得到了很大的提高. 国际计量大会CGPM在1967年把国际单位制SI时间单位秒的定义从基于天文观测变更为基于铯原子跃迁, 铯原子钟成为复现秒定义的基准钟.

随着激光的发明, 锁定到原子分子谱线的激光频率标准也很快出现. 基于原子分子吸收谱线的激光频率标准也曾被称为光频原子钟(简称光钟)^[3]. 随着离子阱囚禁技术和激光冷却技术的出现, 原子

钟的研究中迅速采用了这些技术, 在微波频段很快就实现了高准确度的铯原子喷泉钟^[4], 逐渐把原子钟的不确定度推进到 10^{-16} 量级^[5].

基于囚禁离子和激光冷却原子的光学频率标准也已被提出^[6,7], 相关的理论和实验研究^[8,9]为建立高准确度的光频原子钟打下了坚实的技术基础. 由于铯原子频率基准是基于微波跃迁的, 光学频率标准的绝对频率需要溯源到微波频率基准. 在很长一段时间内, 受光频到微波频率转换谐波光频链技术复杂度的限制^[10-12], 光学频率标准的频率溯源非常困难.

20世纪90年代, 飞秒光学频率梳的出现^[13], 使得光学频率与微波频率的链接变得简便, 光学频率标准得到了快速的发展. 基于离子囚禁的光频原子钟最先取得了优于微波原子钟的结果^[14]. 2010年, 基于 Al^+ 离子的量子逻辑光钟的不确定度率先进入 10^{-18} 量级^[15]. 基于激光冷却中性原子的光钟缺乏Lamb-Dicke囚禁技术, 存在剩余多普勒

* 国家重点研究发展计划(批准号: 2016YFF0200201, 2017YFA0304404)和国家自然科学基金(批准号: 91336212, 91436104, 91736310)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zfang@nim.ac.cn

效应造成的钟跃迁谱线展宽和频移^[16,17]。2003年,日本东京大学的Katori教授等^[18]提出了利用“魔术波长”光晶格建立原子钟的建议,在引入远离共振的强光场对原子进行Lamb-Dicke囚禁的同时,却不引入钟跃迁的一阶交流斯塔克频移,使得中性原子光钟的准确度得到了很大的提升。中性原子光钟由于同时囚禁和探测成千上万个原子,因此稳定度相比单离子光钟更好^[19]。2010年,美国国家技术标准局(NIST)基于29 cm长参考腔的镱原子光晶格钟探测激光系统的建立^[20],把中性原子光钟的稳定度首次推进到了 10^{-18} 量级^[21]。2014年,NIST与科罗拉多大学联合实验室JILA的科学家通过准确测量原子的环境温度,大大降低了黑体辐射频移的测量不准确度,把铯原子光晶格钟的不确定度推进到了 6.4×10^{-18} ^[22]。2015年,JILA通过更精确地控制黑体辐射频移、磁场的塞曼频移、晶格激光的斯塔克频移等,使得铯原子光晶格钟的不确定度达到了 2.1×10^{-18} ^[23]。2017年,JILA进行了三维光晶格囚禁量子简并费米气体的铯原子光钟实验^[24],进一步减小了原子碰撞频移,解决了铯光钟稳定度和准确度之间互相矛盾的问题,把同一套铯光钟物理装置内位于光晶格中不同区域的原子样品之间频差的稳定度,在1 h平均时间内推进到了 5×10^{-19} 。铯原子光晶格钟超越了铯原子喷泉钟、离子阱囚禁光钟,成为目前国际上最稳定、最准确的原子钟。

2005年,中国科学院武汉物理与数学研究所、中国计量科学研究院、中国科学院国家授时中心在同一个项目支持下同时开始光晶格钟的预研,其中中国科学院武汉物理与数学研究所开展了镱原子光晶格钟的研究,中国计量科学研究院和中国科学院国家授时中心开展了铯原子光晶格钟的研究。之后,华东师范大学开展了镱原子光晶格钟的研究,中国科学院上海精密光学机械研究所开展了汞原子光晶格钟的研究。2015年,中国计量科学研究院实现了铯原子光晶格钟的首次评定和绝对频率测量,总不确定度达到了 2.3×10^{-16} ,绝对频率测量不确定度 3.4×10^{-15} ,得到了国内光晶格钟评定和绝对频率测量的第一个结果^[25]。2018年,华东师范大学的镱原子光晶格钟发表了其首次评定结果,不确定度达到了 1.7×10^{-16} ^[26],并准备开展绝对频率测量。中国科学院武汉物理与数学研究所^[27]和中国科学院国家授时中心^[28]分别实现了光晶格

钟的闭环锁定,中国科学院上海精密光学机械研究所探测得到了汞原子光晶格钟的钟跃迁谱线^[29]。

本文的内容集中在铯原子光晶格钟,介绍其组成部分、关键技术、精密光谱实验、闭环锁定、系统频移评定、绝对频率测量和应用及发展方向等。

2 原子钟的组成部分

目前,常见的原子钟由三部分组成:本地振荡器、量子参考体系和锁定系统。原子钟利用本地振荡器产生短期稳定度优良的频率信号(这个频率信号可以是微波也可以是激光),利用原子、离子或者分子的量子跃迁作为量子参考,通过本地振荡器与量子参考体系作用,得到本地振荡器频率与量子参考体系谱线跃迁频率的偏差,通过锁定系统建立负反馈机制,修正本地振荡器的频率,达到与量子参考体系谱线跃迁频率一致的目的。铯原子光晶格钟是一种光频原子钟,其结构见图1。

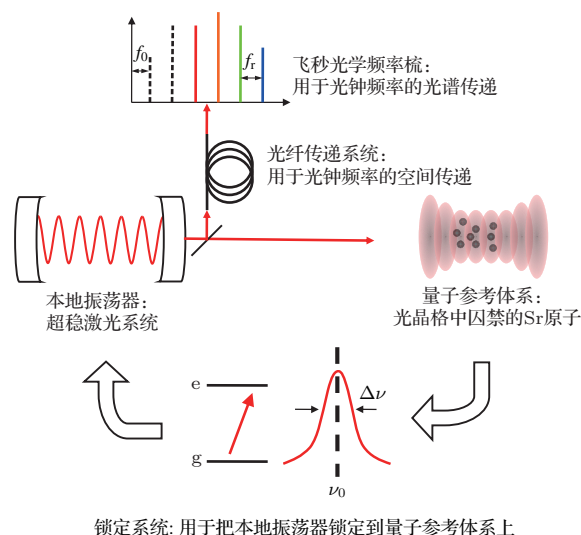


图1 铯原子光晶格钟是由超稳激光系统、光晶格囚禁的铯原子和锁定系统组成,铯光钟输出的频率需要通过光纤传递系统和飞秒光学频率梳进行空间和光谱传递
Fig. 1. A Sr optical lattice clock consists of an ultra-stable laser, Sr atoms trapped inside an optical lattice, and a locking system. Its optical frequency output is delivered to remote sites through optical fibers, and converted to other frequencies by optical frequency combs.

铯光钟的本地振荡器是一套超稳激光系统,量子参考体系是囚禁于光晶格内的铯原子,锁定系统是通过测量铯原子的归一化跃迁几率得到频率误差信号,建立数字比例积分微分(proportional-integral-derivative, PID)控制系统把超稳激光系统

的输出频率锁定到铯原子的钟跃迁谱线上. 铯原子光钟的输出是锁定到铯原子钟跃迁后的超稳激光频率. 为了能够应用这个激光频率对其他频率进行测量, 往往需要利用飞秒光学频率梳作为齿轮, 进行频率变换. 为了把光钟输出的频率信号进行空间上的传送, 则需要建立主动相位噪声抑制的光纤传递系统来进行无准确度损失的传递.

3 本地振荡器

原子钟利用品质因数 Q 非常高的跃迁谱线作为参考来实现高稳定性和高准确度. 为了能够探测得到尽可能高的跃迁谱线 Q 值, 要求本地振荡器的相干性好, 短期频率稳定度高. 铯原子光晶格钟工作在光学频率, 选择了激光作为其本地振荡器的振荡源. 为了进一步提高激光的相干性, 从激光诞生开始, 激光稳频工作就伴随着激光技术同步发展[30,31].

1983年, Drever和Hall等[9]把微波频率锁定中的调制解调技术应用到激光稳频当中, 建立了Pound-Dever-Hall (PDH) 稳频方法, 使得激光频率可以通过宽带的伺服系统锁定到光学参考腔上, 大大提高了激光系统的短期稳定度[32]. 对PDH稳频相关的电光调制器(electro-optic modulator) 剩余幅度调制(residual amplitude modulation) 噪声问题进行研究[33,34], 为光钟本地振荡器的建立打下了基础[35,36]. 1999年, 美国NIST的汞离子光钟团队通过复杂的振动隔离机构, 把一台染料激光器的频率锁定到了一个24 cm的参考腔上, 率先实现了亚Hz量级的钟激光系统[37].

3.1 基于超稳腔的稳频技术

PDH方法能够通过快速的伺服实现很大的增益, 把激光的频率紧密锁定到参考腔的腔长上. 参考腔腔长的稳定性决定了最终激光能够达到的稳定度. 参考腔的腔长受温度、振动、气压等多种因素的影响, 在建立的过程中需要尽量减小这些因素的影响.

参考腔是由腔体和反射镜组成. 腔体决定了参考腔的腔长, 因此腔体的稳定性对PDH锁定的稳定度起关键作用. 为了减小腔体长度随温度的变化, 腔体往往由热膨胀系数比较小的材料制作. 超稳腔的腔体一般都采用超低膨胀(ultra low

expansion, ULE) 玻璃材料, 其热膨胀系数比常见的熔融石英低至少一个数量级. 选择ULE还有一个重要的原因是, ULE材料的热膨胀系数在室温附近有一个过零点[38,39], 在这个过零点的温度下, 超稳腔腔长对温度的变化非常不敏感. 反射镜通过光胶(optical contact)的方式固定在腔体的两端, 构成光学谐振腔, 谐振腔的精细度主要由反射镜的反射率决定. 为了得到高的 Q 值, 超稳腔采用了反射率超过99.999%的超低损耗反射镜组成, 精细度甚至超过了 10^6 [40].

反射镜之间的空气折射率对激光波长有直接的影响. 因此通过建立真空系统, 把超稳腔放置在高真空环境中, 减小气压变化造成的折射率变化对激光频率稳定性的影响, 同时能够隔离音频噪声对超稳腔的影响. 为了进一步提高腔长的稳定度, 需要对超稳腔进行高精度的控温, 减小由于热膨胀造成的腔长变化. 真空能够减小腔和外界的热传导, 有利于高精度的温度控制. 在真空内, 往往还放置热屏蔽层[41], 提高温度的均匀性. 为了进一步提高温度稳定性, JILA的超稳腔系统还采用了双层真空结构[42].

振动也会引起腔长的变化, 进而降低超稳激光的稳定度. 通常认为刚度很好的玻璃腔体, 会由于支撑位置的不同而造成不同的变形, 这样的变形对于 10^{-15} 量级的激光稳频来说影响是非常大的. 腔的支撑结构会影响腔长对振动噪声的敏感度. 一直以来, 参考腔都是水平放置的, 2005年, JILA提出了垂直支撑形式的参考腔[43], 通过在腔体对称位置垂直支撑的方式减小了振动敏感度. 之后, 有限元分析(finite element analysis)方法被引入到参考腔及其支撑结构的设计中[44,45], 对支撑结构进行了优化, 并且对超稳腔腔体形状进行了特别设计[46-49], 减小了垂直和水平支撑时超稳腔腔长对振动噪声的敏感度, 超稳激光的性能得到了很大的提高, 整体进入了亚赫兹量级.

国内的超稳腔稳频技术是伴随着光钟的研究而同步发展的. 中国计量科学研究所和中国科学院武汉物理与数学研究所较早开展了超稳腔振动敏感度的研究, 利用有限元分析工具优化超稳腔的支撑结构[44,50]. 国内最早利用商品化的超稳腔自主实现1 Hz线宽激光稳频的是华东师范大学的超稳激光团队[51].

3.2 超稳腔的热噪声

对超稳腔稳定度极限的探索一直在进行中, 引力波测量团队首先注意到了反射镜介质镀膜的热噪声问题^[52]. 超稳腔稳定度的极限是受超稳

腔腔体、反射镜基底和反射镜镀膜的热噪声限制的^[53-55]. 腔体热噪声表示为

$$\sigma_{y_spacer} = \sqrt{\frac{8\ln 2 k_B T \phi_{spacer}}{3\pi^2 R^2 E_{spacer} L}}, \quad (1)$$

反射镜热噪声表示为

$$\sigma_{y_mirror} = \sqrt{\frac{8\ln 2 k_B T}{\pi} \frac{1 - \sigma^2}{\sqrt{\pi} E_{sub} \omega_0} \phi_{sub} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\phi_{coat}}{\phi_{sub}} \frac{d}{\omega_0} \right)}, \quad (2)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度, R 为腔体半径, E_{spacer} 和 E_{sub} 分别为腔体和镜片基底材料的杨氏模量, L 为腔体长度, σ 为泊松系数, ω_0 为反射镜上激光光束半径; ϕ_{spacer} , ϕ_{coat} 和 ϕ_{sub} 分别为腔体、反射镜镀膜和反射镜基底材料的机械损耗. 从(1)和(2)式得到:

1) 反射镜基底材料采用机械损耗 ϕ 较大的 ULE 时, 根据涨落耗散定理, 对反射镜的热噪声贡献较大, 为了降低这个热噪声极限, 应采用熔融石英等机械损耗低材料来作为反射镜的基底;

2) 单晶硅材料具有较低的机械损耗, 热噪声比传统 ULE 玻璃材料低; 具有高的杨氏模量, 因此有利于抑制振动的影响; 稳定的晶格结构使得腔体老化造成的长期漂移也比传统 ULE 玻璃材料低; 单晶硅的热膨胀系数在低温下存在零膨胀温度, 降低超稳腔的温度也会减小热噪声, 因此单晶硅是制作超稳腔腔体的优质材料; 由于单晶硅材料在铯原子跃迁波长 698 nm 不透明, 用单晶硅材料制作的反射镜基底限制了硅腔的工作波长范围为近红外波段, 需要通过光纤光学频率梳进行频率转换^[56], 或者采用 1397 nm 激光倍频技术^[57], 才能应用到铯原子光晶格钟上;

3) 由于腔热噪声对腔稳定度的影响随着腔长的增大而减小, 因此可以通过增大腔长来提高腔的相对稳定度; NIST 的铯原子光晶格钟团队首先建立了基于 29 cm 参考腔的钟跃迁探测激光, 使超稳钟激光的稳定度进入到 10^{-16} 量级^[20]. JILA、东京大学、中国计量科学研究所的团队基于 30—40 cm 超稳腔建立了铯原子光晶格钟的钟激光系统^[57-59], 秒级平均时间的稳定度都进入到 10^{-16} 量级. 为了分析这种超稳激光的性能, JILA 团队还研究了利用光晶格里囚禁的铯原子来测量超稳激光的线宽和稳定度^[60]. 德国物理研究院

(PTB) 的铯原子光晶格钟团队基于 48 cm 超稳腔建立了短期稳定度达到 8×10^{-17} 的钟跃迁探测激光系统^[61].

国内的华东师范大学、中国科学院武汉物理与数学研究所、华中科技大学等也开展了基于长参考腔的超稳激光研究. 国内大多数单位的长参考腔都是从美国的 Advanced Thin Films 公司购买的, 有的单位还购买了国外整套商品化的长腔超稳激光系统. 国内机构在超稳激光研究方面积累较少, 从头研制超稳激光的各个技术需要耗费较长的时间, 往往也不是一个单位的力量可以全部攻克的, 从经济和时效的角度出发, 国内的光频标研究团队更多地选择了购买国外公司的超稳腔产品. 虽然这是国际上大多数光频标研究团队通常采用的方式, 但这无助于推动国内超低损耗镀膜技术的提高和超低膨胀材料的研制.

在实验室内, 通常采用光纤把超稳激光传递到量子参考体系, 而光纤传递会引入相位噪声. 因此对于 10^{-15} 量级或更稳定的激光, 即使在实验室内进行短距离的传递, 也需要采用光纤噪声主动伺服系统^[62,63], 来消除光纤引入的相位噪声, 使得超稳激光的相干性能够传递到量子参考体系. 这部分内容将在铯光钟应用部分详细介绍.

4 量子参考体系

原子钟的极限性能由原子钟的量子参考体系决定. 原子钟的稳定性可以用量子投影噪声来表示为^[19,64]

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi Q \sqrt{N_{at}}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (3)$$

其中 τ 为总的测量时间, T_c 为原子钟循环运行的钟周期, N_{at} 是作为量子参考的粒子总数; 品质因数

$Q = \nu_0/\Delta\nu$, ν_0 为量子跃迁的中心频率, $\Delta\nu$ 为量子跃迁的线宽. 从 (3) 式可以看出, 光钟的中心频率 ν_0 为几百 THz, 相对于中心频率在 GHz 量级的微波原子钟, 中心频率提升了 4—5 个数量级, 在同样的测量时间内, 有更低的量子投影噪声极限.

4.1 选用铯作为量子参考的原因

在选择量子参考体系时, 并不只是跃迁中心频率越高越好, 还需要考虑其他的因素.

首先除了中心频率要高以外, 还要保证跃迁频率不易受到外界环境的影响, 也就是 $\Delta\nu$ 也要小, 才能保证原子钟系统频移的不确定度小. 此外还要有前面提到的性能优良的本地振荡器, 也就是相干性、方向性非常好的光源来进行光谱探测. 目前由于在比紫外更短的波段没有优良的相干光源, 限制了光钟中心频率的进一步提高. 另外, 光钟需要与现有的微波频率标准进行比对和传递, 需要必要的比对手段连接相应的波段. 这也使得在 2000 年前后飞秒光梳的出现 [12,65,66], 大大降低了光频和微波频率链接的难度, 促进了光钟的快速发展. 比紫外波长更短的频段的光钟需要有对应波长的紫外光梳来连接目前的微波频率基准 [67,68], 这也限制了光钟频率的进一步提高.

铯原子作为优良的量子参考体系有着几个优点: 1) 其钟跃迁的中心频率为 429 THz, 而自然线宽只有 1 mHz [69], 因此实验可得到的跃迁谱线的品质因数有可能达到 10^{18} 量级; 2) 铯原子的能级结构非常适合激光冷却 [7,70], 来降低原子的运动速度进而减小多普勒效应的影响; 3) 存在一个“魔术波长”的光晶格频率, 使得铯原子钟跃迁基态和激发态的斯塔克频移相等, 消除了晶格光一阶斯塔克光频移的影响 [18,71], 而高阶的光频移不会在 10^{-18} 量级限制光钟的不确定度 [72], 并把原子囚禁在 Lamb-Dicke 区 [73]. 采用光晶格囚禁的方法, 能够进一步消除多普勒效应和光子反冲效应等运动效应的影响, 并且能够利用本地振荡器对铯原子进行长时间的探测, 消除探测脉冲时间造成的光谱线宽傅里叶极限的影响.

用来作为光晶格钟量子参考的元素常见的还有镱原子和汞原子. 在光晶格钟刚开始研究的阶段, 除了一级冷却激光器需要采用半导体激光倍频技术产生以外, 铯原子光晶格钟所需的多个波长的激光均可以通过半导体激光器实现, 因此在实现成

本上和方便程度上, 铯原子具有优势. 镱原子光晶格钟所需的激光波长整体上比铯原子所需的波长偏向短波, 最初研制的时候, 有的激光需要通过倍频或和频产生, 实现起来相对麻烦一些. 但是随着激光技术的发展, 目前在激光器的实现难度上, 镱原子相对铯原子已经没有明显劣势. 镱原子光晶格钟在室温下黑体辐射频移比铯原子低约一倍 [74], 这是其优点. 汞原子光晶格钟的冷却激光和钟跃迁探测激光在紫外波段 [75,76], 实现难度高, 但是其室温黑体辐射频移比镱原子低一个数量级, 黑体辐射频移的不确定度可能达到更低的水平.

铯原子有多种同位素, 用来做光钟的同位素有 ^{87}Sr 和 ^{88}Sr . 其中 ^{88}Sr 是玻色子, 在 ^{87}Sr 中由于核自旋超精细结构混叠而可以微弱偶极激发的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 跃迁, 在 ^{88}Sr 里是完全禁戒的. 为了能够用 ^{88}Sr 的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 跃迁建立原子钟, 可以采用相干布居数囚禁 [77] 来利用这个跃迁, 或者用磁致跃迁光谱法 [78–80] 或者附加晶格光行波场的方法 [81] 来实现态混叠而进行偶极激发. 有多个团队已经采用 ^{88}Sr 实现了铯原子光晶格钟 [82–84]. 由于采用附加场产生的混叠效应比较弱, 需要采用大磁场或强光场来实现有效的混叠, 同时需要较强的钟跃迁激光激发原子而得到有效的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 跃迁拉比频率, 因此相应的系统频移不容易控制. 原来进行 ^{88}Sr 研究的小组多转向研究 ^{87}Sr 作为量子参考. 本文重点介绍基于 ^{87}Sr 原子的铯原子光晶格钟, 但是这并不意味着 ^{88}Sr 就没有潜力做到更高的不确定度指标 [85,86].

4.2 量子参考体系的制备

Sr 原子的能级结构简图见图 2.

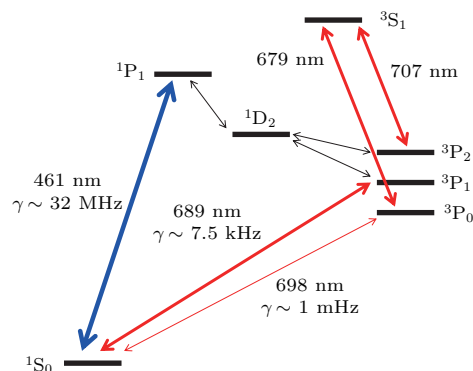


图 2 铯原子的能级简图, 其中 γ 表示跃迁谱线的自然线宽
Fig. 2. Partial level structure of the Strontium atom. γ is the natural linewidth of the transition.

铯原子光晶格钟量子参考体系的制备包括一级激光冷却、二级激光冷却、光晶格装载、自旋极化等过程. 铯原子光钟运行的时序图见图 3.

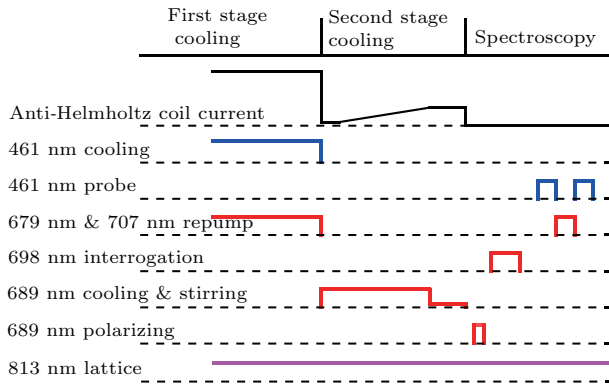


图3 铯原子光晶格钟运行时序图 铯原子光晶格钟的运行是按照一定的时序循环进行的, 一个钟运行周期包含一级激光冷却、二级激光冷却、自旋极化、拉比激发、跃迁几率探测和锁定几个阶段

Fig. 3. Time sequence of the strontium optical lattice clock. The operation of the Strontium optical lattice clock is controlled by a certain time sequence. A single clock operation cycle includes first stage laser cooling, second stage laser cooling, spin polarization, Rabi excitation, transition probability detection and locking.

4.2.1 一级激光冷却

铯原子的 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁的自然线宽 32 MHz, 跃迁波长为 461 nm. 铯原子在原子炉里被加热到几百摄氏度, 从准直炉嘴喷出. 在进入塞曼减速器之前, 往往还会通过 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁二维光学黏胶对原子进行横向冷却, 进一步减小原子束的发散角. 原子从二维光学黏胶冷却区出来之后, 进入塞曼减速器^[87]. 塞曼减速同样利用了 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁, 激光频率失谐与磁场强度互相配合, 来实现原子的连续减速. 塞曼减速器的磁场的产生方式有多种, 其中采用通电线圈实现的塞曼减速磁场有传统式的^[88]、单电流自旋反转式的^[89]、多线圈多电流式的^[90], 还有采用横向永磁铁产生^[91]和纵向永磁铁产生^[92]多种形式. 经过塞曼减速器之后, 铯原子的速度被减小到 50 m/s 甚至更低, 进入到一级激光冷却磁光阱 (蓝 MOT) 的俘获范围.

由于 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁的自然线宽 32 MHz, 因此需要采用较大的电流 (~ 100 A) 来驱动反赫姆霍兹线圈产生需要的磁场梯度来俘获减速后的原子, 往往需要采用特殊设计的通水铜管来设计反赫姆霍兹线圈^[93]. 蓝 MOT 冷却的多普勒极限温度小于 1 mK, 能够提供很强的冷却能力把原子温度快

速冷却到 mK 量级. 但是这个冷却的能级并不是完全闭合的, 1P_1 会通过 1D_2 能级泄漏到 3P_2 . 3P_2 是亚稳态, 原子在这个态上无法继续冷却, 因此需要采用 679 nm 和 707 nm 两个波长的重泵浦激光, 把铯原子泵浦到 3P_1 态, 通过自发辐射回到 1S_0 , 重新进入冷却循环.

4.2.2 二级激光冷却

在蓝 MOT 结束之后, 采用 $^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow ^3P_1 (F' = 11/2)$ 这个 689 nm 互组跃迁对原子进行进一步冷却, 被称为二级激光冷却 (红 MOT). $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 跃迁的自然线宽为 7.5 kHz, 冷却的多普勒极限约 200 nK. 但是由于这个跃迁的自然线宽很窄, 激光冷却的极限为光子反冲极限, 约为 500 nK. 采用这个跃迁进行激光冷却可以比较容易的把铯原子冷却到 μ K 量级. 由于跃迁的自然线宽很窄, 远低于用于激光冷却的 689 nm 外腔半导体激光器的线宽, 因此需要采用 PDH 方法, 把激光器的频率锁定到参考腔上, 把线宽压缩到优于 1 kHz, 才能够用于二级激光冷却^[94]. 如果参考腔的频率漂移不理想, 还需要对二级冷却激光进行绝对频率锁定. 需要制备铯原子蒸汽吸收室, 把线宽压窄后的激光频率再锁定到铯原子 $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ 跃迁上^[94-96]. 对于 ^{87}Sr 原子来说, 基态 1S_0 只有核自旋, 其在 MOT 磁场中的塞曼频移表示为^[97]

$$h\nu(x) = \{(m + 1)\mu_e - m\mu_g\}B(x), \quad (4)$$

其中 $\nu(x)$ 为塞曼频移, $B(x)$ 为与位置相关的磁场强度, μ_g 和 μ_e 为基态和激发态的原子磁矩. 由于 ^{87}Sr 原子基态和激发态的朗德因子 g 差别较大, 原子在 MOT 磁场中的塞曼频移不仅仅与其在磁场中的位置有关, 而且与原子所处的磁子能级 m_F 有很大的关系. 这使得 ^{87}Sr 原子的红 MOT 冷却与碱金属原子的激光冷却有很大的不同. 原子在 MOT 中心的某一侧向 MOT 外运动时, 既可以吸收 σ^+ 的光子跃迁到 $m_F + 1$, 也可以吸收 σ^- 的光子跃迁到 $m_F - 1$, 原子受到指向 MOT 中心的恢复力是由 Clebsch-Gordan 系数决定的两个跃迁几率不同造成的^[97]. 而当原子处于另外一些 m_F 磁子能级时, 可能对 σ^+ 和 σ^- 的光子均不吸收, 从而直接脱离 MOT. 为了能够对 ^{87}Sr 原子进行有效的红 MOT 冷却, 采用了一束 $^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow ^3P_1 (F' = 9/2)$ 的匀化光, 使原子在各磁子能级间快速匀化, 原子

在移出 MOT 区域之前能有机会分布到受恢复力的磁子能级, 实现稳定的激光冷却.

由于二级激光冷却跃迁的自然线宽窄, 因此能够俘获的原子的运动速度范围也非常窄, 为了能够实现高效率的把原子从一级激光冷却蓝 MOT 转移到二级激光冷却红 MOT, 需要采用激光频率与磁场时序配合的方式来实现两级激光冷却之间的切换.

锶原子冷却实验的时序见图 3. 在一级激光冷却结束时, 锶原子的温度被冷却到了 mK 量级. 此时 689 nm 激光的线宽已经被压窄到了优于 1 kHz, 无法俘获 mK 温度下按速度分布的所有原子. 因此在一级激光冷却结束打开 689 nm 二级冷却激光的同时, 采用声光调制器 (AOM) 对 689 nm 激光进行宽带调制 [96,98], 调制频率为 30—50 kHz, 调制展宽的范围为 4—6 MHz, 与蓝 MOT 冷却的原子运动速度范围进行匹配, 并采用较低的磁场, 对原子进行宽带冷却. 在宽带冷却几十毫秒之后, 原子的温度降低, 缓慢升高 MOT 磁场梯度, 压缩 MOT 原子云的体积, 继续降低原子的温度. 当原子的温度达到 10 μ K 左右时, 能够被单频窄线宽冷却激光俘获. 此时关闭 689 nm 激光的 AOM 宽带调制, 降低 689 nm 激光的功率, 并减小激光频率失谐, 进行单频窄线宽激光冷却. 再经过几十毫秒, 原子的温度被冷却到 1—3 μ K.

4.2.3 光晶格光谱

在原子温度被冷却到 μ K 量级之后, 就可以把原子装载进光晶格里. 光晶格囚禁对原子的外部自由度和内部自由度进行了解耦, 大大减小了由于原子运动效应造成的钟跃迁谱线展宽和频移, 这样的运动效应包括多普勒效应和光子反冲效应. 对于没有光晶格囚禁的原子进行拉比激发探测时, 探测得到的原子跃迁谱线线宽往往由原子热运动的多普勒展宽决定. 即使在锶原子温度被冷却到 μ K 量级, 这样的展宽也在几十 kHz 量级, 限制了实验中得到的谱线品质因数 Q 的提升. 在早期的激光冷却钙原子光钟里, 剩余一阶多普勒频移是其最大的不确定度来源之一 [99], 总不确定度在 10^{-14} 量级, 还没有达到同期研制的基于铯原子微波跃迁的喷泉钟 10^{-16} 的水平 [5]. 在有一维光晶格的情况下, 原子被囚禁在简谐势阱中, 原子的运动具有分立的外部振动能态. 原子从基态跃迁到激发态时, 既包含内

部能态的跃迁, 也包含外部能态的跃迁. 囚禁在晶格内的原子跃迁示意如图 4.

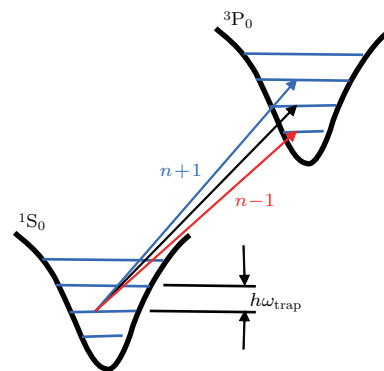


图 4 囚禁在光晶格内的锶原子跃迁示意图

Fig. 4. Excitation scheme of the strontium atom trapped in the optical lattice.

定义 Lamb-Dicke 参数 [100]

$$\eta_z = \mathbf{k}_z z_0 = \sqrt{\frac{\nu_{\text{recoil}}}{\nu_z}}, \quad (5)$$

其中 \mathbf{k}_z 为钟跃迁探测激光的波矢, z_0 为原子在光晶格内纵向特征振荡长度, ν_{recoil} 为光子反冲频率, ν_z 为光晶格内原子的纵向囚禁频率. 在光晶格中, 原子处于基态时, 其外部振动态为 n , 则原子跃迁到激发态时, 可能同时产生外部振动态的变化. 在强光晶格囚禁下, $\eta_z \ll 1$, 原子被囚禁在 Lamb-Dicke 区, 典型的跃迁光谱如图 5 所示.

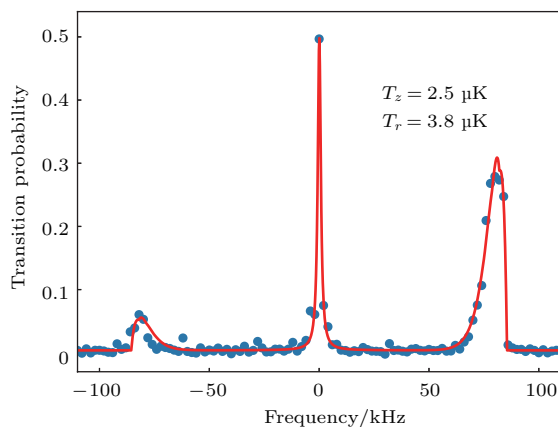


图 5 锶原子光晶格囚禁边带可分辨的跃迁光谱, T_z (T_r) 表示沿光晶格轴向 (径向) 的原子温度

Fig. 5. Resolved sideband spectroscopy of strontium in the optical lattice. T_z (T_r) is the atomic temperature in the longitudinal (radial) direction of the lattice.

图 5 中, 中心的谱线结构为 $\Delta n = 0$ 的跃迁, 被称为载波; 左侧的跃迁为 $\Delta n = -1$ 跃迁 (红边带), 右侧的跃迁为 $\Delta n = +1$ (蓝边带), 这样的谱线被称为边带可分辨的钟跃迁谱线. 如果原子被冷却并

被囚禁到外部能态的基态时, 此时激发原子跃迁时不存在外部能态 $\Delta n = -1$ 的跃迁, 红边带会被抑制. 利用红蓝边带的面积比可以得到原子沿晶格方向的温度信息, 通过对蓝边带的数据进行拟合, 可以得到原子的径向温度等信息^[101].

原子被囚禁在 Lamb-Dicke 区, 其运动被限制在比波长还小的空间范围内, 并且阱的空间位置固定, 因此可以用钟跃迁探测激光进行长时间的探测, 来减小由于探测脉冲时间短造成的傅里叶极限线宽宽的问题, 把原子跃迁线宽减小到赫兹或亚赫兹量级^[20,100,102]. 在没有采用光晶格囚禁技术的铯原子钟研制中, 由于没有光晶格囚禁来固定原子进行长时间的探测, 采用了让原子云上抛下落形成原子喷泉的方式进行探测, 利用多脉冲激发的拉姆塞技术, 延长原子自由演化的时间来提高光谱测量的分辨率. 在光钟研究中, 本地振荡器的秒稳定度已经达到 10^{-17} 量级^[103], 相干时间达到几十秒, 光晶格囚禁技术为充分利用本地振荡器的相干性提供了技术保障, 使得对原子的探测时间的傅里叶极限不再是限制光谱分辨率的因素.

但是光晶格的引入带来了额外的光场, 不可避免地会带来斯塔克效应而产生原子能级移动, 对原子的跃迁频率产生影响. 幸运的是, 对于铯原子来说, 存在一个特殊的外部光晶格激光频率, 使得铯原子基态和激发态的斯塔克频移相等^[18,104]. 在这个外部光场频率下, 铯原子钟跃迁频率的一阶斯塔克频移被消除, 这个频率被称为“魔术波长”^[71]. 同时, 钟跃迁频率对光晶格激光频率的敏感度很低, 只需要把晶格激光频率控制在 1 MHz(相对稳定度约 10^{-9} 量级), 就可以把斯塔克频移控制在 1 mHz, 在 10^{-18} 量级上不会影响铯光钟频率的不确定度.

对图 5 中的载波谱线进行更高分辨率的光谱探测时, 能够得到铯原子由于核自旋超精细结构形成的 10 个塞曼子能级跃迁谱线^[105], 这些谱线在地磁场下产生了分裂. 这些谱线之间的间隔跟磁场有关, 敏感度大约为 109 Hz/Gauss^[100,106,107], 因此可以被用作磁场传感器, 来测量光晶格囚禁势阱中的磁场, 通过磁场补偿线圈, 把光晶格中的磁场补偿到零. 补偿过程: 采用 80 ms 的 698 nm 钟跃迁探测脉冲来探测原子, 扫描跃迁谱线并计算跃迁线宽, 轮流调整 3 个方向的磁场补偿线圈的电流, 使得 10 个塞曼谱线逐渐靠近并重合. 如

果能够得到 10 Hz 的简并谱线宽, 这个线宽达到了探测脉冲的傅里叶极限, 意味着磁场被补偿到接近于零.

但是在简并的情况下, 原子跃迁谱线的线宽和对比度仍然不够好, 跃迁的拉比频率与 m_F 相关. 为了能够继续提高跃迁谱线的 Q 值和信噪比, 采用了自旋极化的方法. 在地磁场已经被补偿的情况下, 增加一个已知强度的偏置磁场, 磁场方向与 698 nm 钟跃迁探测激光和 813 nm 光晶格激光的偏振方向平行. 在沿着偏置磁场的方向增加一束 $^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow ^3P_1 (F' = 9/2)$ 的极化光, 这束激光来自于 689 nm 冷却激光系统, 频率通过 AOM 单独进行调节. 极化光为圆偏振光, 通过液晶波片^[108] 等方式切换其偏振方向为 σ^+ 或者 σ^- , 把原子泵浦到 $|m_F| = 9/2$ 的自旋态上. 在这样自旋态极化的条件下, 单个自旋态拉比跃迁的跃迁几率能够达到接近于 1 的水平^[83,109]. 到此, 量子参考体系就被建立起来.

5 锁定系统

锁定系统的功能是把本地振荡器的频率锁定到量子参考体系上. 锁定系统通过对本地振荡器进行必要的操控, 激发量子参考体系的钟跃迁, 通过测量跃迁几率得到本地振荡器相对于量子参考体系的频率误差, 通过伺服控制器来纠正本地振荡器的频率, 实现锁定. 由于在铯原子光晶格钟锁定过程中, 探测量子参考体系的过程往往是破坏性的, 在探测过后铯原子被清除出光晶格. 为了能够实现光钟的连续锁定, 需要再次制备量子参考体系, 因此铯原子光晶格钟的运行是在时序的控制下循环进行的, 每个循环周期被称为一个钟周期.

在微波原子钟的研制中, 对原子的探测多采用了拉姆塞激发的方式, 来获得分辨率更高的跃迁谱线^[110]. 在铯原子光晶格钟的研究中, 更多的是采用了拉比激发的方式. 在微波原子钟里, 由于没有光晶格的囚禁, 重力作用使得本地振荡器产生的微波与原子的作用时间受限, 这个探测时间造成的傅里叶极限大大超过了本地振荡器的线宽. 为了能够提升光谱分辨率, 采用了拉姆塞激发, 通过延长两次激发之间原子自由演化的时间来提升光谱分辨率. 而在铯原子光晶格钟的研制中, 由于光晶格的囚禁作用, 能够对原子进行长时间的

激发, 探测时间的傅里叶极限不再是光谱分辨率的限制, 谱线线宽受限于本地振荡器的稳定度^[46]或者原子的相互作用^[23]. 而拉比激发相对于拉姆塞激发从具体实现难度方面来说相对简单, 并且只需要较弱的探测激光, 会带来较小的探测光斯塔克频移^[106], 因此在光钟里更多地采用拉比激发的方式.

钟跃迁谱线的获得采用了电子搁置的探测技术^[6]. 利用 698 nm 钟跃迁探测激光器对原子进行拉比激发之后, 部分原子被激发到激发态. 激发态和基态原子数是由跃迁几率决定的, 而跃迁几率与探测激光的失谐有关. 在钟跃迁被激发后, 利用 $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁的 461 nm 激光照射原子, 此时处在基态的原子会发出荧光. 如果 461 nm 激光采用驻波的方式激发, 在原子被清除出光晶格之前, 能够发出大量的光子, 从而得到很强的测量信号, 使得散粒噪声远小于量子投影噪声^[64]. 这样的测量方式得到的是基态原子数, 如果每个钟周期量子参考体系制备过程中俘获的原子数一致, 从这个基态原子数就可以计算出频率误差信号. 但是实际的实验中, 很难保证每个钟周期制备的原子数一致, 因此采用了归一化的方法进行跃迁几率探测. 在对基态原子的探测结束后, 得到基态原子数为 N , 所有的基态原子都被清除出光晶格. 此时打开 679 nm 和 707 nm 的重泵浦激光, 把激发态的原子泵浦回基态, 然后再用 461 nm 的激光探测基态原子数, 此时得到的原子数 N' , 其实就是拉比激发后激发态的原子数. 通过计算 $r = N'/(N + N')$, 就能够得到归一化的原子跃迁几率, 这个跃迁几率消除了钟周期之间的原子数波动带来的噪声, 能够大大提高系统的信噪比^[80].

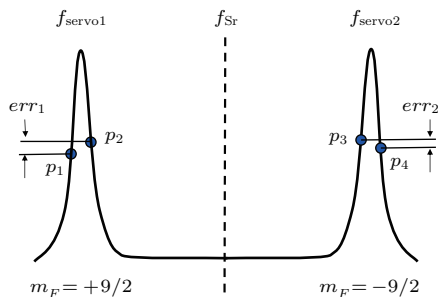


图 6 锶原子光晶格钟锁定方法示意图

Fig. 6. The schematic of the locking method of the strontium optical clock.

锶原子光晶格钟锁定中, 频率误差的获取采用了方波调制数字解调的方法来获得. 并且采用交替

锁定到 $m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2$ 两个自旋态跃迁的方法, 通过求这两个跃迁频率的平均值, 来消除一阶塞曼频移带来的影响, 并抑制光晶格斯塔克频移中的矢量部分^[111]. 其锁定原理见图 6.

在锁定过程中需要用到两个 PID 控制器 servo1 和 servo2, 用来把激光频率分时锁定到 $m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2$ 两条跃迁谱线上, servo1 和 servo2 是交替运行的. 由于每个 PID 控制器得到一次误差信号需要两个钟周期, 因此锶原子锁定得到一次跃迁中心的平均频率需要 4 个钟周期.

设跃迁谱线的线宽为 δ , 加上偏置磁场之后, $m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2$ 两个自旋态跃迁之间的频率间隔初始值为 Δ , 698 nm 钟激光系统输出的激光频率为 f_{laser} . 此时 $m_F = +9/2$ 跃迁的初始频率为 $f_{\text{servo1}} = f_{\text{laser}} - \Delta/2$, $m_F = -9/2$ 跃迁的初始频率为 $f_{\text{servo2}} = f_{\text{laser}} + \Delta/2$. 入锁过程如下:

在第一个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为 $f_{\text{servo1}} - \delta/2$, 此时的频率对应于 $m_F = +9/2$ 跃迁的左肩, 得到一个跃迁几率 p_1 ;

在第二个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为 $f_{\text{servo1}} + \delta/2$, 此时的频率对应于 $m_F = +9/2$ 跃迁的右肩, 得到另一个跃迁几率 p_2 ; 通过对这两个跃迁几率求差, 就能够得到激光频率相对于 $m_F = +9/2$ 跃迁的频率偏差 err_1 ; 把 err_1 作为 PID 控制器的输入, 计算出频率调整量, 用来调整 f_{servo1} , 得到新的 $m_F = +9/2$ 跃迁频率 f'_{servo1} ;

在第三个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为 $f_{\text{servo2}} - \delta/2$, 此时的频率对应于 $m_F = -9/2$ 跃迁的左肩, 得到跃迁几率 p_3 ;

在第四个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为 $f_{\text{servo2}} + \delta/2$, 此时的频率对应于 $m_F = -9/2$ 跃迁的右肩, 得到跃迁几率 p_4 ; 同样可以求得激光频率相对于 $m_F = -9/2$ 跃迁的频率偏差 err_2 , 计算修正 f_{servo2} , 得到新的 $m_F = -9/2$ 跃迁频率 f'_{servo2} ; 此时计算 $f_{\text{Sr}} = (f'_{\text{servo1}} + f'_{\text{servo2}})/2$, 就得到了锶原子钟跃迁的中心频率.

之后的锁定按照这 4 个周期的锁定过程一直循环下去, 得到长期锁定的结果.

在锁定过程中, 利用原子来测量本地振荡器频率(拉比激发)的过程并不是占满整个钟周期的. 在一个钟周期里会有量子参考体系制备和跃迁几率

探测及数据处理的时间, 这些时间被称为“无效时间”(dead time). 在这样的无效时间内, 锁定到参考腔的 698 nm 钟激光作为飞轮, 保持着上一次锁定的铯原子跃迁的频率. 通过恰当地选择 PID 控制系统的增益, 可以调整原子锁定系统的时间常数和稳定度达到最佳. 在原子锁定系统时间常数之前, 稳定度体现的是钟跃迁探测激光的稳定度^[23,112], 在原子锁定系统时间常数之后, 按照 $1/\sqrt{t}$ 下降.

在这 4 个周期内, 本地振荡器的线性漂移引起的频率偏差是无法被修正的, 因此会存在伺服误差 (servo error). 需要采用二阶积分器的方法建立 PID 控制器, 并调整二阶积分控制器的时间常数远大于一阶锁定伺服器的时间常数, 来消除这样的伺服误差^[113]. 如果不对这样的线性漂移进行伺服修正, 锁定后的频率可能与理想的原子跃迁中心产生 Hz 量级的偏差.

这样的无效时间还带来第二个伺服误差, 就是原子体系这种间断式的对本地振荡器的测量, 会把本地振荡器的高频噪声通过混叠 (aliasing) 的方式转换到低频, 从而产生迪克效应 (Dick effect)^[114,115]. 由于迪克效应的存在, 伺服器把错误的频率信号加到本地振荡器的频率中, 从而降低了系统的稳定度. 为了减小迪克效应, 需要努力提高本地振荡器的稳定度, 减小本地振荡器的噪声; 同时增加本地振荡器与原子相互作用的时间, 提高探测时间占整个钟周期的占空比. 另外, 还可以减小量子参考体系的制备时间, 采用非破坏性测量的方式来探测跃迁几率^[116], 减少原子的损耗, 进而提升占空比. 通过以上的锁定, 得到了铯原子光钟的跃迁频率, 这个频率是通过 AOM 调整 698 nm 激光器的频率进行输出的.

6 输出传递

铯原子光晶格钟的输出是准确稳定的激光频率, 这个频率的应用需要高保真度的传递手段才能实现. 光钟的输出包含空间和光谱传递两个方面.

铯光钟输出的激光频率的空间传递一般是通过光纤来实现的, 传递过程中光纤会由于温度、应力等的变化而产生附加的相位噪声. 这样的相位噪声对于光钟 10^{-15} 甚至 10^{-17} 量级的频率输出会有很大的影响, 需要采用主动伺服的方式进行补偿,

保证光钟的量值准确传递到应用端^[62,63,117]. 当两台光钟进行频率比对时, 也需要通过光纤连接两台光钟. 如果这两台光钟间隔比较远的话, 还需要借助连接城市的通讯光缆, 来实现频率的传递和比对^[118-121]. 最远的光钟直接比对已经能够通过 1415 km 的光纤连接来进行^[122].

在光钟的内部, 也需要使用光纤噪声伺服系统. 铯原子光晶格钟的本地振荡器是 698 nm 的超稳激光器. 超稳激光器的频率参考是高精细度的参考腔, 放置在隔振静音的环境里, 其短期稳定度达到 10^{-15} — 10^{-17} 量级, 这个频率传递到原子的位置一般有几米到几十米的距离, 也需要采用光纤噪声伺服系统, 才能够保证相干性的传递^[123]. 在光钟内部, 698 nm 钟激光的移频和调整中, 还需要用到很多的射频频率, 这些频率在测量光钟的绝对频率时, 需要知道准确的频率量值. 这些射频频率往往来自于氢钟, 如果钟房离得比较远时, 也需要建立微波信号的光纤噪声补偿系统^[124,125].

铯光钟输出频率的光谱传递, 是通过飞秒光学频率梳来实现的. 飞秒光学频率梳的输出在时域上是一系列超短脉冲, 在频率域上表现就是一个一个分立的频率, 被称为梳齿. 梳齿的频率可以表示为 $f_N = N \cdot f_{\text{rep}} + f_{\text{ceo}}$, 其中 N 为光梳梳齿的序数, f_{rep} 为梳齿间隔, f_{ceo} 为载波包络频移^[126]. 当 f_{rep} 和 f_{ceo} 通过锁定系统锁定到外部参考上以后, 就可以准确地得到每个梳齿的频率. 当参考频率是微波频率时, 光梳就可以用来联系微波频率和光学频率. 当参考频率是光钟输出的准确光学频率时, 可以联系不同的光学频率, 进行异种光钟之间的比对; 或者下转换到微波频率, 与微波原子钟联系起来. 光梳可以作为光学频率合成器^[127,128], 根据需要生成各种光学频率, 把光钟的准确频率输出到不同的频率波段, 供不同的实验使用. 用于光钟传递的光梳一般需要有快速频率伺服的能力^[129], 保证其频率变换中不降低光钟的稳定度指标; 或者采用传递振荡器的做法, 得到两台激光器之间的虚拟拍频来进行传递^[56,130]. 通常, 光梳的不同光谱扩展端口之间的差分相位噪声使得通过不同放大扩展端口进行的频率比对在秒量级的平均时间里限制到约 1×10^{-16} ^[131]. 为了得到最好的相干性, 需要建立单放大扩谱的多波长输出低噪声光梳^[132,133], 满足 10^{-18} 量级的频率传递和比对.

7 锶光钟的评定

光钟实现闭环锁定之后, 还需要做两项工作, 一是要评估锁定后的钟激光频率与不受干扰的锶原子跃迁频率之间的频率偏移; 二是要测量锶原子不受干扰的跃迁频率的绝对值. 第一个工作被称为系统误差评定, 第二个工作被称为绝对频率测量.

7.1 系统频移评估

环境参数的变化会对锶原子跃迁频率造成影响, 评估工作就是要测量锶原子跃迁频率对各种参数的敏感度, 然后测量实际环境参数的值, 计算其影响量而进行必要的修正. 这样的测量, 在有两台光钟的情况下, 可以将其中一台光钟的参数固定, 调制另一台光钟的参数来测量敏感度^[112]. 在只有一台光钟的情况下, 需要采用分时自比对的方式来实^[23,25,134,135].

分时自比对测量方法是把一套光钟物理装置分时当作两台光钟使用, 以本地振荡器为飞轮, 比较两套光钟之间的频差. 这种测量的前提是两套分时光钟锁定参数之间是相互独立的. 锶原子光钟是周期性运行的, 对量子参考体系的跃迁几率探测是破坏性的, 每个钟周期需要重新制备原子. 从两套分时光钟原子体系得到的误差信号和PID参数可以完全独立, 保证了这种测量方法的可行性. 分时自比对的原理见图7.

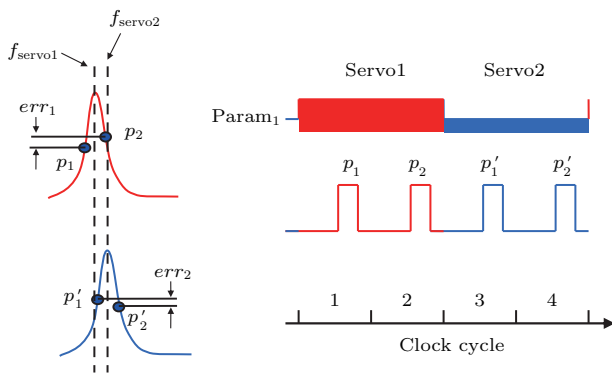


图7 分时自比对评估方法原理

Fig. 7. The self-comparison method of the systematic shift evaluation.

在钟周期1和2, 与前面讲的光钟频率锁定类似, 通过调制激光频率得到跃迁谱线的两个跃迁几率 p_1 和 p_2 , 通过相减得到锁定误差信号 err_1 并输入servo1, 得到锁定频率 f_{servo1} ; 在钟周期3和4,

同样可以得到锁定频率 f_{servo2} . 在servo1锁定(钟周期1, 2)和servo2锁定(钟周期3, 4)时光钟运行参数完全一致的情况下, f_{servo1} 应该等于 f_{servo2} . 但是如果我们在两个锁定之间改变某个实验参数 $param_1$, 会造成 f_{servo1} 不等于 f_{servo2} , 这个频差的产生与运行参数的改变强相关, 因此可以通过锁相放大器的原理, 解调得到光钟频率对 $param_1$ 的敏感度, 用于评估光钟的系统频移.

锶光钟系统频移评估主要包含如下几项.

1) 碰撞频移

锶原子光晶格钟锁定时, 通常采用的原子数为一千到一万个, 当采用最常用的一维光晶格囚禁时, 这些原子分布在多个饼状的势阱里, 每个势阱中都有多个原子. ^{87}Sr 原子是费米子, 根据泡利不相容原理, 这些温度接近于绝对零度的原子是不发生碰撞的. 但是由于囚禁势阱的不均匀、698 nm钟跃迁激光光场的不均匀以及698 nm钟跃迁激光波矢和晶格激光的波矢方向不一致, 导致了各部分原子激发的拉比频率不一致, 使得它们可以区分^[109,136], 能够发生s波碰撞. 由于超冷原子仍然具有一定的温度, p波碰撞也没有完全被抑制^[137]. 对于锶原子光晶格钟来说, 采用更多的原子作为量子参考能够减小系统的量子投影噪声从而提升系统的稳定度, 但是却带来更大的碰撞频移而使准确度降低, 这是一个矛盾的问题.

对碰撞频移的测量就是采用了如上所述的分时自比对的方法. 通过调整蓝MOT的装载时间, 在不改变光晶格和钟跃迁激光的参数条件下只调整原子数来调制原子密度^[25,138]. 测量不同密度下的频率偏移量, 得到频率偏移与原子密度(原子数)的关系. 通过计算得到锶光钟运行状态下的原子碰撞频移偏移量, 修正后得到零密度下的锶光钟频率.

2) 光晶格斯塔克频移

晶格激光的存在会带来斯塔克频移, 锶原子有“魔术波长”光晶格来消除一阶斯塔克频移, 但是仍然需要通过实验测量魔术波长的频率, 并对钟跃迁频率进行斯塔克频移修正. 即使把晶格激光的频率准确锁定在魔术波长, 由于锁定总是会带来频率不确定性, 此时的频率修正量平均值为零, 但是这个平均值的不确定度仍然需要评估.

对光晶格的斯塔克频移测量也是通过自比对的方式实现的. 在自比对过程中, 被调制的实验参数

是晶格激光的强度^[139]. 把晶格激光的频率设定在理论计算的魔术波长附近某一点, 在自比对过程中测量在此光晶格频率下钟跃迁频率相对于晶格激光强度的敏感度; 然后改变光晶格的频率, 再次测量敏感度; 最后能得到一条敏感度曲线, 通过对这条曲线进行拟合, 就能够得到跃迁频率对晶格光强度变化不敏感的点, 这个频率点, 就是锶光钟的魔术波长. 在调制光晶格强度的过程中, 不可避免地会导致囚禁阱深的变化从而影响原子密度, 因此需要根据原子密度进行修正, 才能够得到准确的晶格斯塔克频移^[23].

钟跃迁频率与光晶格强度的关系在一些测量中被认为是线性的^[23,134]. 最近的实验发现, 由于超极化的存在^[72], 在更高精度的测量中, 这个敏感度曲线并不是线性的^[140], 并且由于原子温度不同时, 原子处于光晶格中的外部振动态会有所差别, 造成原子感受到的光晶格强度有差异, 因此实际测量的光晶格斯塔克频移不仅仅是光晶格激光频率的函数. 根据这个测量, 提出了“实际使用的魔术波长”(operational magic wavelength)的概念, 在这个波长下, 虽然频率修正值不为零, 但是钟跃迁频率对晶格激光的功率变化不敏感, 更适合于光钟日常运行中来使用, 减小由于晶格光功率变化造成的频率偏移. 这样的运行方式, 使得包含高阶光频移在内的总光晶格斯塔克频移能够控制在小数 10^{-18} 量级.

3) 黑体辐射频移

由于原子所处的环境不是绝对零度, 因此环境中存在着被称为黑体辐射的背景电磁波, 这些电磁波会导致原子钟的能级发生移动. 随着原子钟不确定度指标不断提高, 这样的频移产生的影响就不能忽略^[141-144]. 锶原子光晶格钟的黑体辐射频移可以表示为^[145]

$$\Delta\nu_{\text{BRR}}(T) = \Delta\nu_{\text{static}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 + \Delta\nu_{\text{dyn}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 + O(T), \quad (6)$$

其中 T 为环境温度, T_0 等于300 K, $\Delta\nu_{\text{static}}$ 为静态频移系数, $\Delta\nu_{\text{dyn}}$ 为动态频移系数. 在 10^{-18} 量级评估光钟的不确定度时, 忽略更高阶次的修正. $\Delta\nu_{\text{static}}$ 的测量是通过移动光晶格把原子移动到已知静态电场中, 来测量频移与电场强度的关系^[146,147]. $\Delta\nu_{\text{dyn}}$ 是通过测量 $^3\text{D}_1$ 态的寿命计算得

到的^[23]. 在以上两个系数现有的测量不确定度指标情况下, 环境温度的测量不确定度优于0.14 K时, 黑体辐射频移的不确定度能进入到 10^{-18} 量级. 这样的测量精度对于通常的绝对温度测量来说并不是非常难达到, 但是对于光钟运行的环境来说, 在原子炉、加热窗口、水冷线圈和各种设备非常集中的环境里, 需要做非常细致的工作才可能达到, 比如采用精密校准的温度探测器来测量原子附近的辐射温度^[22], 或者为原子再建一层黑体辐射屏蔽均温罩^[148]来精密测量光晶格中原子的背景辐射.

4) 直流斯塔克频移

2011年, 法国巴黎天文台LNE-SYRTE的锶光钟团队^[149]报道了发现静电荷产生直流斯塔克频移达到 10^{-13} 量级, 把直流斯塔克频移的评估引入到锶原子光晶格钟的系统频移评估, 这个不确定度因素曾经被忽视了. LNE-SYRTE的锶光钟团队通过采用紫外灯照射的方法, 清除了镜片和窗口镀膜内的静电荷, 并通过外加电场的方法, 把这项频移的不确定度压缩到了 10^{-18} 量级. JILA的锶光钟团队采用了在锶光钟运行过程中主动伺服补偿的方式, 把直流斯塔克频移的不确定度减小到 10^{-19} 量级^[23]. NIST的镱原子光晶格钟团队在真空内放置了金属和镀导电膜的窗口制作的黑体辐射屏蔽腔, 这个腔体充当了法拉第笼的作用, 把直流斯塔克频移的不确定度推进到了 10^{-20} 量级^[150]. 东京大学光晶格钟团队采用的低温金属腔体也实现了类似的作用^[151]. 英国国家物理实验室NPL利用锶原子里德伯态的电磁诱导透明, 精确测量了原子所处位置的电场, 把直流斯塔克频移的测量不确定度推进到了 10^{-20} 量级^[152].

在第5节锁定系统已经提到, 通过交替锁定到锶原子 $m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2$ 两个自旋态跃迁的方法, 通过两个锁定频率的平均, 能够消除磁场一阶塞曼频移的影响. 这两个跃迁频率差同时反映了磁场的大小, 用于修正二阶塞曼频移, 把磁场的影响减小到优于 10^{-18} 量级. 钟跃迁探测激光本身也会带来斯塔克频移, 但是由于探测激光的功率往往在nW量级, 对锶光钟频率的影响低于 10^{-18} 量级. 锶原子光晶格钟还有其他多种系统频移需要评定, 限于本文篇幅, 不再一一介绍, 请参考锶光钟评定的文章^[22,23,106,111,134,151,153].

值得一提的是, 在锶光钟的系统误差评定中,

不需要把铯光钟频率修正到海平面, 而增加一个由于海拔高度测量带来的不确定度. 只有当进行多台原子钟之间比对、需要把多台原子钟统一到同一个坐标系下进行比较时, 才需要考虑海拔高度差带来的广义相对论引力红移的影响^[85]. 铯光钟的二阶多普勒频移虽然也是相对论性修正, 但这是由于光钟内部铯原子与钟激光之间存在相对运动, 使得钟激光输出的频率与真实的铯原子跃迁频率之间存在偏差, 在系统误差评定时必须考虑.

7.2 绝对频率测量

通过对铯光钟系统误差的评定, 我们得到了实际获得的钟激光输出频率相对于无干扰铯原子跃迁的频率偏差和其不确定度. 对于很多的应用领域, 还需要知道铯光钟的绝对频率. 由于目前秒是定义在铯原子跃迁上的, 因此测量铯光钟的绝对频率, 就是要把铯光钟的频率与铯原子的跃迁频率进行比较. 由于测量遵循不确定度传递的规律, 即使铯光钟系统误差的不确定度指标远远高于铯原子喷泉钟, 铯光钟绝对频率测量不确定度也不会优于现有铯原子喷泉基准钟复现秒定义的水平.

根据溯源到秒定义的途径不同, 一般可以把绝对频率测量分为两种情况.

1) 溯源到本地的铯原子喷泉钟

如果在本地有一台或者多台复现能力被验证过的铯原子喷泉钟, 就可以通过飞秒光梳直接溯源到铯原子喷泉钟进行绝对频率测量. 这里所说的本地不一定指本实验室, 只要可以获得喷泉钟的实验数据, 能够根据光钟或者喷泉钟的运行情况, 截取两种原子钟同时运行的数据, 排除无效测量时间, 就可以称为本地喷泉钟. 这种情况往往只在拥有喷泉钟的国家计量院或者与国家计量院密切合作的实验室才容易实现. 由于能够很好地排除无效测量时间的影响, 因此测量不确定度能够达到接近喷泉钟不确定度的水平^[134,154,155].

如果喷泉钟不在本实验室, 通过卫星双向时频比对技术或者 GNSS (global navigation satellite system) 时频传递的方法^[156,157], 或者通过光纤频率传递的方法^[158], 连接铯光钟和喷泉钟, 实现直接的频率比对, 仍然可以根据实验的运行情况消除无效测量时间.

2) 溯源到国际计量局 (BIPM) 时间频率公报 (Circular T) 中的喷泉钟组

在本地没有喷泉钟可用时, 还可以利用基于卫星的时间频率传递系统, 通过国际原子时 TAI 溯源到 Circular T 中的国际基准喷泉钟组. 只是采用这种方法时, Circular T 中的喷泉钟往往只给出某一段时期的平均值, 不能得到喷泉钟的运行实验数据, 而光钟可能在这个时期内并不是连续运行, 因此排除无效时间的影响变得相对困难. 通过建立本地氢钟组^[159] 或者提升光钟的运行率并采用数据插值对齐^[160] 等方法, 来减小无效时间的影响, 测量不确定度也能够进入 10^{-16} 量级.

绝对频率的准确测量, 对于 BIPM 标准频率推荐值列表的维护和秒定义修订的工作意义是巨大的. BIPM 时间频率咨询委员会 CCTF 下设的标准频率工作组的每次会议上, 都会综合国际上所有研究组的绝对频率测量结果, 通过加权平均来计算国际推荐值. 在所有标准频率推荐值列表的光钟里面, 铯光钟是绝对频率不确定度最小的, 也是国际上测量一致性最好的. 2017 年会议产生的 ^{87}Sr 频率推荐值列表中采用的铯光钟直接频率测量数据见图 8.

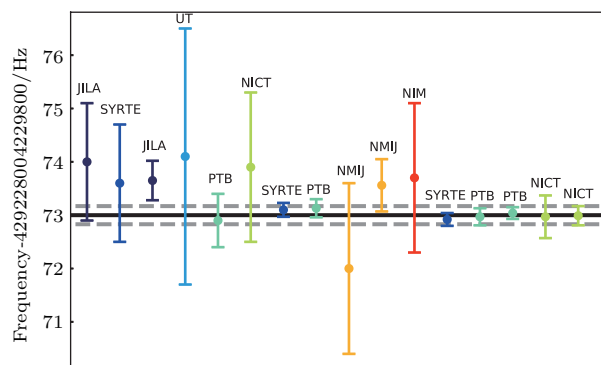


图 8 2017 年国际计量局 BIPM 的 ^{87}Sr 标准频率推荐值计算中采用的绝对频率测量数据. 其中的黑色实线为推荐值, 灰色虚线为推荐值的 $\pm\sigma$ 不确定度, 数据误差线为各测量数据的不确定度

Fig. 8. The direct absolute frequency measurement data which are the source data to calculate the recommended value of the transition frequency of ^{87}Sr by BIPM. The black solid line is the recommended value. The gray dashed lines are the $\pm\sigma$ uncertainties of the recommended value. The error bars are the uncertainties of the corresponding measurements.

图中包含了 5 个国家 7 个实验室共 16 组直接频率测量数据^[25,106,111,134,153–155,158,159,161–166], 参与计算得到的总的 ^{87}Sr 钟跃迁频率推荐值的不确定度达到了 4×10^{-16} . 如果今后国际上决定采用铯光钟的跃迁作为新的秒定义, 那么这样高准

确的测量能够保证秒定义变更过程中量值的一致性,最大限度的降低秒定义变更带来的影响.

8 应用

锶光钟的系统频移不确定度已经达到了 10^{-18} 量级^[22,23,151],这种小数点后第18位的测量能力,在很多领域都会产生重要的影响和应用.

研究锶光钟的人员主要集中在时间频率计量领域,因此时间频率计量是锶光钟最直接的应用.目前,国际单位制SI中,时间单位秒是定义在铯原子基态超精细结构能级跃迁上的,用于复现秒的铯原子喷泉钟的不确定度在 10^{-15} — 10^{-16} 量级^[5,167–169].国际通用时间协调世界时UTC是在国际原子时TAI的基础上添加闰秒来实现的,而TAI是利用喷泉钟通过驾驭算法校准全球几百台守时原子钟来实现的,这样的喷泉钟全球只有十几台.目前,多种光钟的系统频移不确定度指标已经超过了铯原子喷泉钟,绝对频率的测量不确定度也进入到了 10^{-16} 量级.为了能够充分利用这样高准确度的光钟参与复现秒,并为未来秒定义的变更做准备,BIPM把部分光钟作为秒的次级表示,其中就包含基于 ^{87}Sr 原子的光晶格钟,而且,锶原子光晶格钟是所有作为秒的次级表示的光钟里不确定度最低的.2016年,法国的锶原子光晶格钟参与驾驭TAI^[155],这是全球光钟第一次参与驾驭TAI.利用光钟驾驭守时钟产生时标的研究已经在进行中^[165,170],由于光钟的稳定度和准确度远优于守时氢原子钟,因此光钟不需要连续运行,就能达到与喷泉钟连续运行驾驭氢钟守时可比拟的效果^[171].由于光钟的系统频移不确定度指标已经大大超过了铯原子喷泉钟,国际计量局也在酝酿秒的重新定义^[172],锶光钟是新的秒定义最有力的竞争者之一.国际计量局也制定了秒定义修改的路线图^[173],期望在时机成熟时进行秒的重新定义.

根据广义相对论引力红移的理论,时钟在不同的引力势下运行速率不同.在接近地球表面的位置,海拔高度每相差1 m,时钟的频率会变化约 1×10^{-16} ^[174].当光钟的不确定度达到 10^{-18} 量级时,就可以依据这种关系,进行大地测量的研究,测量全球的海拔高度.这种方法完全独立于传统的通过大地水准测量得到的海拔高度,是一种全新的“相对论大地测量”,对于大地测量科学有着重要

的意义.这样的测量可以通过两个固定实验室内的光钟,采用光纤连接,进行实时的海拔高度变化测量^[175];或者建立可移动的锶原子光晶格钟^[93],把光钟搬运到需要测量的地点,通过光纤与另一台固定的光钟进行频率比对,进行多个地点的海拔高度测量^[176].在这样的应用中,如果锶原子光晶格钟能够设计成高可靠性的小型化装置,如热束钙原子光钟^[177]或者基于碱金属光频跃迁的小型化光钟^[178]那样,对扩展其在大地测量中的应用范围来说会有很大的帮助.

高精度的锶原子光晶格钟对于新的科学发现也有着非常重要的意义.光钟的跃迁频率与其精细结构常数有关,因此通过多个种类的光钟之间绝对频率比率的测量,有可能用于发现精细结构常数随时间的变化^[85,179–182].利用高精度的光频原子钟寻找暗物质的方法也被提出^[183,184],为突破现有的物理模型提供了探索工具.

9 总结

Hall在1989年提出利用碱土金属(包括锶)通过激光冷却建立喷泉型光频标的设想后,受限于当时的物理认识和技术限制,锶光钟并没有迅速发展.2000年前后,Hall和Hänsch在超稳激光和飞秒光梳方面的工作,为光钟的发展奠定了技术基础.1999年,日本东京大学的Katori等^[185]利用特定波长偶极阱,使得锶原子窄线宽冷却跃迁上下能级的斯塔克频移相等,实现了在有外部光场产生斯塔克频移的情况下仍然可以对锶原子进行高效的激光冷却和偶极阱装载.2002年,Katori^[73]提出利用斯塔克频移消除技术建立外部光学势阱,形成Lamb-Dicke囚禁抑制多普勒效应,并提出利用 ^{87}Sr 原子的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 跃迁进行锶原子精密光谱实验.2003年,Katori等^[18]提出了建立中性原子光晶格钟的建议,利用魔术波长光晶格建立Lamb-Dicke囚禁,并调整锶原子 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 跃迁上下能级的频移量,抑制跃迁频率的斯塔克频移,锶原子光晶格钟的研究开始快速发展.到目前,锶原子光晶格钟的不确定度提高到了 10^{-18} 量级,仍然处在快速发展期,很多技术在不断应用到锶原子光钟的研究中.

目前钟跃迁激光器的稳定度还没有达到锶原子光晶格钟的量子投影噪声极限,限制了光钟的稳

定度的提高,而钟激光的稳定度受参考腔的热噪声限制.由于超稳腔反射镜要求超高的反射率和超低的光学损耗,传统的镀膜材料在减小热噪声上没有太多的余地. JILA 的团队研究了基于多层晶体材料的镀膜技术,实现了低机械损耗和高光学质量的反射镜,进一步减小了镀膜材料带来的热噪声^[186,187],有望把超稳腔的热噪声降低到 10^{-17} 量级.另外,用单晶硅材料制作参考腔腔体,利用单晶硅材料晶体结构稳定、蠕变比玻璃材料小的优点,来提高腔体的稳定性.单晶硅材料在124 K^[188]和4 K^[189]温度下有零膨胀点,能够充分利用低温条件来降低热噪声并抑制温度漂移.基于单晶硅材料参考腔的超稳激光系统,已经实现了 10^{-17} 量级的短期稳定度^[103],结合飞秒光梳传递技术^[56],将会应用到锶原子光晶格钟上.为了能够连续地测量本地振荡器的噪声,来减小迪克效应而提高锶光钟的稳定度,可以在一套光钟内制备两套原子参考^[190],在一套原子参考系统进行探测时,同时制备另一套原子参考体系,在占空比50%的情况下,能够消除无效时间,提高系统的稳定度.

黑体辐射频移是目前锶原子光钟里修正量最大的一个系统频移.为了能够准确地测量原子所处的环境温度,美国 JILA 团队采用了在热平衡条件下的辐射测温方法^[22,23],通过建立模型分析了温度均匀性的影响,把温度测量的不确定度推进到了5–11 mK,把黑体辐射频移的不确定度压缩到了 2×10^{-18} 的水平.美国 NIST 的镱原子光钟小组建立了真空内的黑体辐射屏蔽腔,对所有的窗口进行了黑体辐射屏蔽镀膜,大大提高了原子环境的温度均匀性和测温准确度^[148],可以应用到锶原子光钟里,把黑体辐射频移抑制到 1×10^{-18} 甚至更低.这样的屏蔽层的法拉第笼效应也有助于消除静电电荷产生的直流斯塔克频移^[150].黑体辐射频移与环境温度的四次方成反比,因此通过降低环境温度可以大幅降低黑体辐射频移.日本东京大学小组采用移动光晶格,把锶原子传送到由斯特林制冷机生成的95 K低温环境中,减小了黑体辐射频移,并把黑体辐射频移的不确定度减小到了 9×10^{-19} ^[151].德国物理技术研究院 PTB 也开展了通过移动光晶格把原子搬运到液氮低温环境的实验^[146],来减小黑体辐射频移.

碰撞频移(也称为密度频移)是各种频移中比较特殊的一个,在前文也提到了,原子密度的增加

会降低量子投影噪声,但是会增加碰撞频移,传统的锶原子光钟方案需要在稳定性和准确度之间妥协. JILA 团队首先尝试了利用二维光晶格抑制碰撞频移的方法^[138],后来采用三维光晶格囚禁达到费米简并的锶原子^[24],获得超长的原子相干时间. JILA 团队采用在一个三维晶格内只装载一个原子的方式来减小碰撞频移,并同时把量子投影噪声降低了一个数量级,消除了锶光钟里稳定性和准确度的矛盾.通过对同一个制备周期装载的、位于光晶格内不同区域的原子的锁定频率进行比较,测量得到的频差在2.2 h平均时间内达到了 3.5×10^{-19} ,表明碰撞频移和光晶格斯塔克频移不会限制锶原子光钟不确定度进入 10^{-19} 量级.

本文介绍的锶原子光晶格钟在原子钟的分类里被称为被动型原子钟,是利用本地振荡器作为频率源去探测量子参考体系,利用跃迁几率探测得到的误差信号来锁定本地振荡器,实现稳定的频率输出.在利用锶原子和光晶格建立的光频原子钟方案中,还有一类为主动型光钟,是利用谐振腔内的原子直接发射出钟跃迁频率,而不需要本地振荡器来激发原子.北京大学提出了以光晶格囚禁的锶原子为工作物质的粒子数反转型主动锶原子光钟方案^[191].美国 JILA 建立了利用超辐射实现的主动锶原子光钟^[192],秒稳定度已经达到了 6.7×10^{-16} ,绝对频率的不确定度达到了 4×10^{-15} ^[193].这样的主动光钟有可能在未来光频跃迁成为秒定义基准的时代,取代目前主动氢原子钟的位置,为守时、外场应用等提供高稳定的光学频率.

光钟是国际上精密测量物理研究的热点,多位诺贝尔奖获得者为光钟的发展做出了开创性的工作.中性原子光晶格钟是目前国际上最准确的光钟,美国的 NIST 和 JILA 以及日本东京大学研制的光晶格钟不确定度达到了 10^{-18} 量级.我国的光晶格钟研究目前与国际水平还有较大的差距,已发表的光晶格钟不确定度评估在 10^{-16} 量级,多家机构的光钟还在建立阶段,没有实现不确定度评定.国内外光钟研究的差距不仅仅体现在钟的不确定度指标上,在实验研究与理论研究紧密合作方面,国内还有很大的提高余地,希望今后有更多的理论研究团队关注光晶格钟方面的实验研究,给光钟研究更多的理论指导.

锶原子光晶格钟还在快速发展的阶段,更多详细的内容请参照相关文献进一步了解.

感谢中国科学院武汉物理与数学研究所叶朝辉老师的约稿, 作者才开始酝酿这篇综述文文章. 这篇文章介绍的内容涉及国内外众多研究团队的成果, 感谢他们的工作. 计量院锶光钟团队、喷泉钟团队、时标团队对本文的撰写给予了大力支持, 国内频标领域的众多专家也给予了作者很多的启发和指导.

参考文献

- [1] Lombardi M A 2017 *J. Res. NIST JRES* **122** 1
- [2] Essen L, Parry J V L 1957 *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **250** 45
- [3] Ye J, Ma L S, Hall J L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 270801
- [4] Clairon A, Laurent P, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N, Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128
- [5] Vian C, Rosenbusch P, Marion H, Bize S, Cacciapuoli L, Zhang S, Abgrall M, Chambon D, Maksimovic I, Laurent P, Santarelli G, Clairon A, Luiten A, Tobar M, Salomon C 2005 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 833
- [6] Dehmelt H 1982 *Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium Philadelphia, Pennsylvania, USA, May 27–29, 1981* p596
- [7] Hall J L, Zhu M, Buch P 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2194
- [8] Walls F L, Wineland D J, Drullinger R E 1978 *Proc. 32nd Ann. Symp. Freq. Control Atlantic City, USA, May 31–June 2, 1978* 453
- [9] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **31** 97
- [10] Evenson K M, Wells J S, Petersen F R, Danielson B L, Day G W 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 192
- [11] Jennings D A, Evenson K M, Knight D J E 1986 *Proc. IEEE* **74** 168
- [12] Hall J L 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1136
- [13] Hänsch T W 1990 *Opt. Commun.* **80** 71
- [14] Diddams S A, Udem T, Bergquist J C, Curtis E A, Drullinger R E, Hollberg L, Itano W M, Lee W D, Oates C W, Vogel K R, Wineland D J 2001 *Science* **293** 825
- [15] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802
- [16] Riehle F, Schnatz H, Lipphardt B, Zimmer G, Trebst T, Helmcke J 1999 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** 613
- [17] Oates C W, Curtis E A, Hollberg L 2000 *Opt. Lett.* **25** 1603
- [18] Katori H, Takamoto M, Pal'chikov V G, Ovsiannikov V D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005
- [19] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, Gilligan J M, Heinzen D J, Moore F L, Raizen M G, Wineland D J 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3554
- [20] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, Fox R W, Sherman J A, Ma L S, Oates C W 2011 *Nat. Photon.* **5** 158
- [21] 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
- [22] 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
- [23] 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
- [24] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Oppong N D, McNally R L, Sonderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B J, Ye J 2017 *Science* **358** 90
- [25] 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
- [26] Gao Q, Zhou M, Han C, Li S, Zhang S, Yao Y, Li B, Qiao H, Ai D, Lou G, Zhang M, Jiang Y, Bi Z, Ma L, Xu X 2018 *Sci. Rep.* **8** 8022
- [27] Liu H, Zhang X, Jiang K L, Wang J Q, Zhu Q, Xiong Z X, He L X, Lü B L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 20601
- [28] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y, Chang H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 023701
- [29] Fu X F, Fang S, Zhao R C, Zhang Y, Huang J C, Sun J F, Xu Z, Wang Y Z 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 060202
- [30] Jaseja T S, Javan A, Townes C H 1963 *Phys. Rev. Lett.* **10** 165
- [31] Hall J 1969 *IEEE J. Quantum Electron.* **5** 324
- [32] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [33] Wong N C, Hall J L 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1527
- [34] Whittaker E A, Grebel H, Lotem H, Shum C M 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 1253
- [35] Salomon C, Hils D, Hall J L 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 1576
- [36] Zhu M, Hall J L 1992 *Proceedings of the 1992 IEEE Frequency Control Symposium Hershey, Pennsylvania, USA, May 27–29, 1992* p44
- [37] Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799
- [38] Fox R W 2008 *Proc. SPIE* **7099** 70991R
- [39] Fox R W 2009 *Opt. Express* **17** 15023
- [40] Zhao Y N, Zhang J, Stuhler J, Schuricht G, Lison F, Lu Z H, Wang L J 2010 *Opt. Commun.* **283** 4696
- [41] Millo J, Abgrall M, Lours M, English E M L, Jiang H, Guéna J, Clairon A, Tobar M E, Bize S, Le Coq Y, Santarelli G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 141105
- [42] Swallows M D, Martin M J, Bishof M, Benko C, Lin Y, Blatt S, Rey A M, Ye J 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 416
- [43] Notcutt M, Ma L S, Ye J, Hall J L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1815
- [44] Chen L, Hall J, Ye J, Yang T, Zang E, Li T 2006 *Phys. Rev. A* **74** 5
- [45] Nazarova T, Riehle F, Sterr U 2006 *Appl. Phys. B* **83** 531
- [46] Ludlow A D, Huang X, Notcutt M, Zanon-Willette T, Foreman S M, Boyd M M, Blatt S, Ye J 2007 *Opt. Lett.* **32** 641

- [47] Webster S A, Oxborrow M, Pugla S, Millo J, Gill P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033847
- [48] Leibrandt D R, Thorpe M J, Bergquist J C, Rosenband T 2011 *Opt. Express* **19** 10278
- [49] Leibrandt D R, Thorpe M J, Notcutt M, Drullinger R E, Rosenband T, Bergquist J C 2011 *Opt. Express* **19** 3471
- [50] Yang T, Li W B, Zang E J, Chen L S 2007 *Chin. Phys.* **16** 1374
- [51] Jiang Y, Fang S, Bi Z, Xu X, Ma L 2010 *Appl. Phys. B* **98** 61
- [52] Harry G M, Gretarsson A M, Saulson P R, Kittelberger S E, Penn S D, Startin W J, Rowan S, Fejer M M, Crooks D R M, Cagnoli G, Hough J, Nakagawa N 2002 *Class. Quantum Gravity* **19** 897
- [53] Numata K, Kemery A, Camp J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602
- [54] Notcutt M, Ma L S, Ludlow A D, Foreman S M, Ye J, Hall J L 2006 *Phys. Rev. A* **73** 031804
- [55] Kessler T, Legero T, Sterr U 2012 *JOSA B* **29** 178
- [56] Hagemann C, Grebing C, Kessler T, Falke S, Lemke N, Lisdat C, Schnatz H, Riehle F, Sterr U 2013 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **62** 1556
- [57] Takamoto M, Ushijima I, Das M, Nemitz N, Ohkubo T, Yamanaka K, Ohmae N, Takano T, Akatsuka T, Yamaguchi A, Katori H 2015 *Comptes Rendus Phys.* **16** 489
- [58] Nicholson T L, Martin M J, Williams J R, Bloom B J, Bishof M, Swallows M D, Campbell S L, Ye J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 230801
- [59] Li Y, Lin Y G, Wang Q, Yang T, Sun Z, Zang E J, Fang Z J 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 051402
- [60] Bishof M, Zhang X, Martin M J, Ye J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 093604
- [61] Häfner S, Falke S, Grebing C, Vogt S, Legero T, Merimaa M, Lisdat C, Sterr U 2015 *Opt. Lett.* **40** 2112
- [62] Ma L S, Jungner P, Ye J, Hall J L 1994 *Opt. Lett.* **19** 1777
- [63] Foreman S M, Holman K W, Hudson D D, Jones D J, Ye J 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 021101
- [64] Santarelli G, Laurent P, Lemonde P, Clairon A, Mann A G, Chang S, Luiten A N, Salomon C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4619
- [65] Reichert J, Holzwarth R, Udem T, Hänsch T W 1999 *Opt. Commun.* **172** 59
- [66] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem T, Hänsch T W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102
- [67] Peters E, Diddams S A, Fendel P, Reinhardt S, Hänsch T W, Udem T 2009 *Opt. Express* **17** 9183
- [68] Cingöz A, Yost D C, Allison T K, Ruehl A, Fermann M E, Hartl I, Ye J 2012 *Nature* **482** 68
- [69] Takamoto M, Katori H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 223001
- [70] Ido T, Katori H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 053001
- [71] Ye J, Kimble H J, Katori H 2008 *Science* **320** 1734
- [72] Brusch A, Le Targat R, Baillard X, Fouché M, Lemonde P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 103003
- [73] Katori H 2002 *Frequency Standards and Metrology—Proceedings of the 6th Symposium Fife, Scotland, September 9–14 2001* p323
- [74] Safronova M S, Kozlov M G, Clark C W 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 439
- [75] Hachisu H, Miyagishi K, Porsev S G, Derevianko A, Ovsiannikov V D, Pal'chikov V G, Takamoto M, Katori H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 053001
- [76] Petersen M, Chicireanu R, Dawkins S T, Magalhães D V, Mandache C, Le Coq Y, Clairon A, Bize S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 183004
- [77] Santra R, Arimondo E, Ido T, Greene C H, Ye J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 173002
- [78] Taichenachev A V, Yudin V I, Oates C W, Hoyt C W, Barber Z W, Hollberg L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 083001
- [79] Poli N, Barber Z W, Lemke N D, Oates C W, Ma L S, Stalnaker J E, Fortier T M, Diddams S A, Hollberg L, Bergquist J C, Brusch A, Jefferts S, Heavner T, Parker T 2008 *Phys. Rev. A* **77** 050501
- [80] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Lin B K, Wang S K, Meng F, Zhao Y, Cao J P, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2013 *Chin. Phys. Lett.* **30** 014206
- [81] Ovsiannikov V D, Pal'chikov V G, Taichenachev A V, Yudin V I, Katori H, Takamoto M 2007 *Phys. Rev. A* **75** 020501
- [82] Baillard X, Fouché M, Le Targat R, Westergaard P G, Lecallier A, Le Coq Y, Rovera G D, Bize S, Lemonde P 2007 *Opt. Lett.* **32** 1812
- [83] Akatsuka T, Takamoto M, Katori H 2008 *Nat. Phys.* **4** 954
- [84] Bober M, Morzyński P, Cygan A, Lisak D, Masłowski P, Prymaczek M, Piotr Wcisło, Ablewski P, Piwiński M, Wójtewicz S, Bielska K, Dobrosława Bartoszek-Bober, Trawiński R S, Zawada M, Ciuryło R, Zachorowski J, Marcin Piotrowski, Gawlik W, Ozimek F, Radzewicz C 2015 *Meas. Sci. Technol.* **26** 075201
- [85] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [86] Origlia S, Pramod M S, Schiller S, Singh Y, Bongs K, Schwarz R, Al-Masoudi A, Dörscher S, Herbers S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C 2018 arXiv:1803.03157 [physics, physics:quant-ph] [2018-3-8]
- [87] Phillips W D, Metcalf H 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 596
- [88] Xu X Y, Wang W L, Zhou Q H, Li G H, Jiang H L, Chen L F, Ye J, Zhou Z H, Cai Y, Tang H Y, Zhou M 2009 *Front. Phys. China* **4** 160
- [89] Wang S K, Wang Q, Lin Y G, Wang M M, Lin B K, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 093202
- [90] Zhao P Y, Xiong Z X, Long Y, He L X, Lü B L 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 083702
- [91] Hill I R, Ovchinnikov Y B, Bridge E M, Curtis E A, Gill P 2014 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **47** 075006
- [92] Wang Q, Lin Y G, Gao F L, Li Y, Lin B K, Meng F, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 100701
- [93] Koller S B, Grotti J, Vogt S, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 073601

- [94] Li Y, Ido T, Eichler T, Katori H 2004 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **78** 315
- [95] Ferrari G, Cancio P, Drullinger R, Giusfredi G, Poli N, Prevedelli M, Toninelli C, Tino G M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 243002
- [96] Loftus T H, Ido T, Boyd M M, Ludlow A D, Ye J 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063413
- [97] Mukaiyama T, Katori H, Ido T, Li Y, Kuwata-Gonokami M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113002
- [98] Chanelière T, He L, Kaiser R, Wilkowski D 2008 *Eur. Phys. J.: At. Mol. Opt. Plasma Phys.* **46** 507
- [99] Sterr U, Degenhardt C, Stoehr H, Lisdat C, Schnatz H, Helmcke J, Riehle F, Wilpers G, Oates C, Hollberg L 2004 *Comptes Rendus Phys.* **5** 845
- [100] Boyd M M, Zelevinsky T, Ludlow A D, Foreman S M, Blatt S, Ido T, Ye J 2006 *Science* **314** 1430
- [101] Blatt S, Thomsen J W, Campbell G K, Ludlow A D, Swallows M D, Martin M J, Boyd M M, Ye J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 052703
- [102] Martin M, Bishof M, Swallows M D, Zhang X, Benko C, von Stecher J, Gorshkov A V, Rey A M, Ye J 2013 *Science* **341** 632
- [103] Matei D G, Legero T, Häfner S, Grebing C, Weyrich R, Zhang W, Sonderhouse L, Robinson J M, Ye J, Riehle F, Sterr U 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 263202
- [104] Derevianko A, Katori H 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 331
- [105] Boyd M, Zelevinsky T, Ludlow A, Blatt S, Zanon-Willette T, Foreman S, Ye J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 022510
- [106] Falke S, Schnatz H, Winfred J S R V, Middelmann T, Vogt S, Weyers S, Lipphardt B, Grosche G, Riehle F, Sterr U, Lisdat C 2011 *Metrologia* **48** 399
- [107] Westergaard P G, Lodewyck J, Lorini L, Lecallier A, Burt E A, Zawada M, Millo J, Lemonde P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 210801
- [108] Wang Q, Lin Y G, Li Y, Lin B K, Meng F, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 123201
- [109] Campbell G K, Boyd M M, Thomsen J W, Martin M J, Blatt S, Swallows M D, Nicholson T L, Fortier T, Oates C W, Diddams S A, Lemke N D, Naidon P, Julienne P, Ye J, Ludlow A D 2009 *Science* **324** 360
- [110] Ramsey N F 1950 *Phys. Rev.* **78** 695
- [111] Campbell G K, Ludlow A D, Blatt S, Thomsen J W, Martin M J, de Miranda M H G, Zelevinsky T, Boyd M M, Ye J, Diddams S A, Heavner T P, Parker T E, Jefferts S R 2008 *Metrologia* **45** 539
- [112] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, Blatt S, Boyd M M, de Miranda M H G, Martin M J, Thomsen J W, Foreman S M, Ye J, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Le Coq Y, Barber Z W, Poli N, Lemke N D, Beck K M, Oates C W 2008 *Science* **319** 1805
- [113] Peik E, Schneider T, Tamm C 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 145
- [114] Dick G J 1987 [<http://www.dtic.mil/docs/citations/ADA502386>] [2018-7-10]
- [115] Dick G J, Greenhall C A 1998 *Proceedings of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium Pasadena, CA, USA, May 29, 1998* p99
- [116] Westergaard P, Lodewyck J, Lemonde P 2010 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57** 623
- [117] Stefani F, Lopez O, Bercy A, Lee W K, Chardonnet C, Santarelli G, Pottie P E, Amy-Klein A 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 787
- [118] Lopez O, Amy-Klein A, Lours M, Chardonnet C, Santarelli G 2010 *Appl. Phys. B* **98** 723
- [119] Terra O, Grosche G, Predehl K, Holzwarth R, Legero T, Sterr U, Lipphardt B, Schnatz H 2009 *Appl. Phys. B* **97** 541
- [120] Droste S, Ozimek F, Udem T, Predehl K, Hänsch T W, Schnatz H, Grosche G, Holzwarth R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 110801
- [121] Ma C Q, Wu L F, Jiang Y Y, Yu H F, Bi Z Y, Ma L S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 084209
- [122] Lisdat C, Grosche G, Quintin N, Shi C, Raupach S M F, Grebing C, Nicolodi D, Stefani F, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Robyr J L, Chiodo N, Bilicki S, Bookjans E, Koczwar A, Koke S, Kuhl A, Wiotte F, Meynadier F, Camisard E, Abgrall M, Lours M, Legero T, Schnatz H, Sterr U, Denker H, Chardonnet C, Coq Y L, Santarelli G, Amy-Klein A, Targat R L, Lodewyck J, Lopez O, Pottie P E 2016 *Nat. Commun.* **7** 12443
- [123] Falke S, Misera M, Sterr U, Lisdat C 2012 *Appl. Phys. B* **107** 301
- [124] Ye J, Peng J L, Jones R J, Holman K W, Hall J L, Jones D J, Diddams S A, Kitching J, Bize S, Bergquist J C, Hollberg L W, Robertsson L, Ma L S 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1459
- [125] Wang B, Gao C, Chen W L, Miao J, Zhu X, Bai Y, Zhang J W, Feng Y Y, Li T C, Wang L J 2012 *Sci. Rep.* **2** 556
- [126] Ye J, Cundiff S T 2005 *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications* (Norwell, MA: Springer Verlag) p18
- [127] Ma L S, Bi Z Y, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler R S, Wilpers G, Oates C, Hollberg L, Diddams S A 2004 *Science* **303** 1843
- [128] Fang S, Jiang Y Y, Chen H Q, Yao Y, Bi Z Y, Ma L S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 084209
- [129] Benko C, Ruehl A, Martin M J, Eikema K S E, Fermann M E, Hartl I, Ye J 2012 *Opt. Lett.* **37** 2196
- [130] Legero T, Lisdat C, Vellere Winfred J S R, Schnatz H, Grosche G, Riehle F, Sterr U 2009 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** 1252
- [131] Nicolodi D, Argence B, Zhang W, Targat R L, Santarelli G, Coq Y L 2014 *Nat. Photon.* **8** 219
- [132] Leopardi H, Davila-Rodriguez J, Quinlan F, Olson J, Sherman J A, Diddams S A, Fortier T M 2017 *Optica* **4** 879
- [133] Ohmae N, Kuse N, Fermann M E, Katori H 2017 *Appl. Phys. Express* **10** 062503
- [134] 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
- [135] 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 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **723** 012021

- [136] Hazlett E L, Zhang Y, Stites R W, Gibble K, O' Hara K M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 160801
- [137] Lemke N D, von Stecher J, Sherman J A, Rey A M, Oates C W, Ludlow A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 103902
- [138] Swallows M D, Bishof M, Lin Y, Blatt S, Martin M J, Rey A M, Ye J 2011 *Science* **331** 1043
- [139] Barber Z, Stalnaker J, Lemke N, Poli N, Oates C, Fortier T, Diddams S, Hollberg L, Hoyt C, Taichenachev A, Yudin V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103002
- [140] Brown R C, Phillips N B, Beloy K, McGrew W F, Schioppo M, Fasano R J, Milani G, Zhang X, Hinkley N, Leopardi H, Yoon T H, Nicolodi D, Fortier T M, Ludlow A D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 253001
- [141] Itano W M, Lewis L L, Wineland D J 1982 *Phys. Rev. A* **25** 1233
- [142] Hollberg L, Hall J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 230
- [143] Porsev S G, Derevianko A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 020502
- [144] Safronova M S, Porsev S G, Safronova U I, Kozlov M G, Clark C W 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012509
- [145] Yudin V I, Taichenachev A V, Okhapkin M V, Bagayev S N, Tamm C, Peik E, Huntemann N, Mehlstäubler T E, Riehle F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 030801
- [146] Middelmann T, Lisdat C, Falke S, Winfred J S R V, Riehle F, Sterr U 2011 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2550
- [147] Middelmann T, Falke S, Lisdat C, Sterr U 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 263004
- [148] 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
- [149] Lodewyck J, Zawada M, Lorini L, Gurov M, Lemonde P 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 411
- [150] Beloy K, Zhang X, McGrew W F, Hinkley N, Yoon T H, Nicolodi D, Fasano R J, Schäffer S A, Brown R C, Ludlow A D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 183201
- [151] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nat. Photon.* **9** 185
- [152] Bowden W, Hobson R, Huillery P, Gill P, Jones M P A, Hill I R 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023419
- [153] Baillard X, Fouché M, Le Targat R, Westergaard P G, Lecallier A, Chapelet F, Abgrall M, Rovera G D, Laurent P, Rosenbusch P, Bize S, Santarelli G, Clairon A, Lemonde P, Grosche G, Lipphardt B, Schnatz H 2008 *Eur. Phys. J.: At. Mol. Opt. Plasma Phys.* **48** 11
- [154] 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** 2109
- [155] Lodewyck J, Bilicki S, Bookjans E, Robyr J L, Shi C, Vallet G, Targat R L, Nicolodi D, Coq Y L, Guéna J, Abgrall M, Rosenbusch P, Bize S 2016 *Metrologia* **53** 1123
- [156] Levine J 2008 *Metrologia* **45** S162
- [157] Fujieda M, Piester D, Gotoh T, Becker J, Aida M, Bauch A 2014 *Metrologia* **51** 253
- [158] Hong F L, Musha M, Takamoto M, Inaba H, Yanagimachi S, Takamizawa A, Watabe K, Ikegami T, Imae M, Fujii Y, Amemiya M, Nakagawa K, Ueda K, Katori H 2009 *Opt. Lett.* **34** 692
- [159] Hachisu H, Petit G, Nakagawa F, Hanado Y, Ido T 2017 *Opt. Express* **25** 8511
- [160] Baynham C F A, Godun R M, Jones J M, King S A, Nisbet-Jones P B R, Baynes F, Rolland A, Baird P E G, Bongs K, Gill P, Margolis H S 2018 *J. Mod. Opt.* **65** 585
- [161] Boyd M M, Ludlow A D, Blatt S, Foreman S M, Ido T, Zelevinsky T, Ye J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 083002
- [162] Yamaguchi A, Shiga N, Nagano S, Li Y, Ishijima H, Hachisu H, Kumagai M, Ido T 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 022701
- [163] Akamatsu D, Inaba H, Hosaka K, Yasuda M, Onae A, Suzuyama T, Amemiya M, Hong F L 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 012401
- [164] Tanabe T, Akamatsu D, Kobayashi T, Takamizawa A, Yanagimachi S, Ikegami T, Suzuyama T, Inaba H, Okubo S, Yasuda M 2015 *J. Phys. Soc. Jpn.* **84** 115002
- [165] Grebing C, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Gerginov V, Weyers S, Lipphardt B, Riehle F, Sterr U, Lisdat C 2016 *Optica* **3** 563
- [166] Hachisu H, Petit G, Ido T 2017 *Appl. Phys. B* **123** 34
- [167] Szymaniec K, Park S E, Marra G, Chalupczak W 2010 *Metrologia* **47** 363
- [168] Gerginov V, Nemitz N, Weyers S, Schröder R, Griebisch D, Wynands R 2010 *Metrologia* **47** 65
- [169] Fang F, Li M S, Lin P W, Chen W L, Liu N F, Lin Y G, Wang P, Liu K, Suo R, Li T C 2015 *Metrologia* **52** 454
- [170] Ido T, Hachisu H, Nakagawa F, Hanado Y 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **723** 012041
- [171] Yao J, Parker T E, Ashby N, Levine J 2018 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **65** 127
- [172] Gill P 2011 *Phil. Trans. R. Soc. A* **369** 4109
- [173] Riehle F 2015 *Comptes Rendus Physique* **16** 506
- [174] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630
- [175] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, Akatsuka T, Yamaguchi A, Kuroishi Y, Munekane H, Miyahara B, Katori H 2016 *Nat. Photonics* **10** 662
- [176] Grotti J, Koller S, Vogt S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C, Denker H, Voigt C, Timmen L, Rolland A, Baynes F N, Margolis H S, Zampaolo M, Thoumany P, Pizzocaro M, Rauf B, Bregolin F, Tampellini A, Barbieri P, Zucco M, Costanzo G A, Clivati C, Levi F, Calonico D 2018 *Nat. Phys.* **14** 437
- [177] Shang H, Zhang X, Zhang S, Pan D, Chen H, Chen J 2017 *Opt. Express* **25** 30459
- [178] Zhang S, Zhang X, Cui J, Jiang Z, Shang H, Zhu C, Chang P, Zhang L, Tu J, Chen J 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 103106
- [179] Bize S, Diddams S A, Tanaka U, Tanner C E, Oskay W H, Drullinger R E, Parker T E, Heavner T P, Jefferts S R, Hollberg L, Itano W M, Bergquist J C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 150802

- [180] Blatt S, Ludlow A D, Campbell G K, Thomsen J W, Zelevinsky T, Boyd M M, Ye J, Baillard X, Fouché M, Le Targat R, Brusch A, Lemonde P, Takamoto M, Hong F L, Katori H, Flambaum V V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 140801
- [181] Ludlow A D, Blatt S, Zelevinsky T, Campbell G K, Martin M J, Thomsen J W, Boyd M M, Ye J 2008 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **163** 9
- [182] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, Chou C W, Brusch A, Lorini L, Oskay W H, Drullinger R E, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Swann W C, Newbury N R, Itano W M, Wineland D J, Bergquist J C 2008 *Science* **319** 1808
- [183] Derevianko A, Pospelov M 2014 *Nat. Phys.* **10** 933
- [184] Arvanitaki A, Huang J, van Tilburg K 2015 *Phys. Rev. D* **91** 015015
- [185] Katori H, Ido T, Kuwatagonokami M 1999 *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** 2479
- [186] Cole G D, Zhang W, Martin M J, Ye J, Aspelmeyer M 2013 *Nat. Photonics* **7** 644
- [187] Cole G D, Zhang W, Bjork B J, Follman D, Heu P, Deutsch C, Sonderhouse L, Robinson J, Franz C, Alexandrovski A, Notcutt M, Heckl O H, Ye J, Aspelmeyer M 2016 *Optica* **3** 647
- [188] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Martin M J, Chen L, Ye J 2012 *Nat. Photon.* **6** 687
- [189] Zhang W, Robinson J M, Sonderhouse L, Oelker E, Benko C, Hall J L, Legero T, Matei D G, Riehle F, Sterr U, Ye J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 243601
- [190] 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 2017 *Nat. Photonics* **11** 48
- [191] Chen J, Chen X 2005 *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium Vancouver, Canada, August 29–31, 2005* p608
- [192] Bohnet J G, Chen Z, Weiner J M, Meiser D, Holland M J, Thompson J K 2012 *Nature* **484** 78
- [193] Norcia M A, Cline J R K, Muniz J A, Robinson J M, Hutson R B, Goban A, Marti G E, Ye J, Thompson J K 2018 *Phys. Rev. X* **8** 021036

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

Strontium optical lattice clock*

Lin Yi-Ge¹⁾²⁾ Fang Zhan-Jun^{1)2)†}

1) (*National Institute of Metrology, Beijing 100029, China*)

2) (*National Time and Frequency Metrology Center, Beijing 100029, China*)

(Received 4 June 2018; revised manuscript received 10 July 2018)

Abstract

The strontium optical lattice clock has experienced a rapid development since the beginning of the 21st century. Its relative frequency uncertainty, on the order of 10^{-18} , has surpassed that of the cesium fountain clock, the current primary standard for time and frequency. This supreme level of precision reflects one of the most advanced measurement capabilities of mankind. This article reviews the current progress of the strontium optical lattice clock, and describes its key components and techniques, including high-resolution spectroscopy, close-loop operation, evaluation of systematic shifts, and absolute frequency measurement. The applications and future outlook of the strontium clock are also summarized.

Keywords: atomic clock, optical clock, optical lattice, strontium

PACS: 06.30.Ft, 42.62.Fi, 37.10.Jk, 42.62.Eh

DOI: [10.7498/aps.67.20181097](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181097)

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2016YFF0200201, 2017YFA0304404) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91336212, 91436104, 91736310).

† Corresponding author. E-mail: zfang@nim.ac.cn