

光晶格原子钟研究进展

卢晓同¹, 常宏^{1,2*}¹中国科学院国家授时中心时间频率基准重点实验室, 陕西 西安 710600;²中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049

摘要 经过近 20 年的发展, 基于光频跃迁的光晶格原子钟展示了优异的频率稳定度和不确定度, 是重定义时间单位“秒”的有力候选者之一。随着地面基准光晶格原子钟性能的提升, 光晶格原子钟已经成功地走出了实验室, 实现了可搬运晶格原子钟并正在研制可在太空中运行的空间光晶格原子钟。本文综述了影响光晶格原子钟稳定度和准确度的关键因素, 以及抑制或者消除这些因素的主要技术; 并结合国内外的研究成果, 综述了地面基准光晶格原子钟、可搬运光晶格原子钟和空间光晶格原子钟的技术特点和研究进展。

关键词 量子光学; 原子与分子物理学; 光晶格原子钟; 原子频标

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0327004

Progress of Optical Lattice Atomic Clocks

Lu Xiaotong¹, Chang Hong^{1,2*}¹ CAS Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Xi'an, Shaanxi 710600, China;² School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Optical lattice clocks based on optical frequency transitions of neutral atoms have demonstrated excellent system stability and uncertainty in recent years and are one of the most promising candidates for the next generation of “second” replications. With the improvement of the performance of ground optical lattice clocks, the transportable optical lattice clock, which can operate outside the laboratory, has been realized, and the space optical lattice clock that can operate in space is being developed. In this paper, we review the key factors affecting the stability and accuracy of optical lattice clocks and the main techniques to suppress or eliminate these factors. The technical characteristics and research progress of ground optical lattice clocks, portable optical lattice clocks and space optical lattice clocks are reviewed.

Key words quantum optics; atomic and molecular physics; optical lattice atomic clocks; atomic frequency standard

1 引言

20 世纪 50 年代, 原子钟开始出现。随着原子钟的发展, 时间频率成为目前测量精度最高的物理量^[1]。高精度的时间频率标准不但在科学研究领域有着重要的应用^[2-7], 而且已深入大众的日常生活, 如全球卫星导航系统^[8]和高速电子通信等。当前时

间的单位“秒”是用¹³³Cs 基态两个超精细能级的跃迁频率(9192631770 Hz)来定义的, 其复现装置铯喷泉微波原子钟的相对系统不确定在 10^{-16} 左右^[9]。基于光频跃迁的光钟最早于 1982 年被提出^[10], 由于其频率比微波钟高出 5 个量级, 考虑相同的系统频移量, 光钟的相对系统频率不确定度直接减小 5 个量级。随着飞秒光学频率梳和窄线宽超

收稿日期: 2021-08-31; 修回日期: 2021-11-08; 录用日期: 2021-11-25

基金项目: 国家自然科学基金(61775220)、中国科学院前沿科学重点研究项目(QYZBD-SSW-JSC004)、中国科学院战略性先导研究项目(XDB35010202)

通信作者: *changhong@ntsc.ac.cn

稳激光器的快速发展,光钟在近二十年来取得了快速的发展,目前其系统不确定度达到了 10^{-18} 量级,稳定度达到了 10^{-19} 量级,远超当前最好的微波钟^[11-14]。因此,利用光钟来重新定义时间的单位“秒”已经被提上了日程^[15]。

研究最多的两类光钟是单离子光钟和基于大量中性原子的光晶格原子钟。由于单离子光钟不用考虑相互碰撞、隧穿等因素所带来的系统频移,其系统不确定度在 2010 年达到了 10^{-18} 量级^[16],并于 2019 年达到了 9.4×10^{-19} ^[11]。但对于单离子光钟,在钟跃迁探测时电子的波函数会随机坍塌到基态或者激发态上,此时量子力学的基本原则限制了跃迁几率的探测精度^[17],即量子投影噪声(QPN)。参与探测的粒子数越多,则 QPN 越小。受限于 QPN,目前单离子光钟最好的频率稳定度为 $1.2 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$,其中 τ 为平均时间^[11]。尽管基于离子阵列的多离子光钟有望大幅度提升离子光钟的稳定度且保持高的准确度^[18-20],但该方向的研究目前还处于探索阶段。相比之下,基于大量中性原子的光晶格原子钟可同时相干探测大量原子的钟跃迁信号,其 QPN 远远低于单离子光钟。但因禁原子的晶格光所引起的斯塔克频移、原子间的相互作用和对黑体辐射敏感等因素均是光晶格原子钟发展中必须要克服的问题。随着“魔术波长”^[21]、“魔术运行条件”^[22]、三维光晶格技术^[23-24]和低温光钟技术的提出与应用^[25-26],光晶格原子钟目前实现了 1.4×10^{-18} 的系统频率不确定度^[13]和 $4.8 \times 10^{-17} / \sqrt{\tau}$ 的频率稳定度^[27],其中 10^{-18} 量级的系统不确定度不仅比当前性能最好的微波钟高出 2 个量级,更意味着光钟可以在厘米量级下精确检验广义相对论^[13]。进一步提高系统稳定度和降低系统不确定度为实时监视地球引力势^[4]、探测引力波^[5]、寻找暗物质^[6]、精确测量精细结构常数随时间可能存在的微变^[7]以及精确验证洛伦兹变换对称性^[8]等前沿基础科学探索提供了强有力的研究手段。

2 光晶格原子钟的稳定度和准确度

光晶格原子钟的原理如图 1 所示,其利用囚禁在光晶格中大量中性原子的钟跃迁信号来修正本地光频振荡器(钟激光)的输出频率(修正量用 $\delta\nu$ 表示),使钟激光与冷原子参考体系的钟跃迁频率保持共振,并通过飞秒光学频率梳来测量钟激光的频率。钟激光的相位通常被锁定到一个超稳的光学腔上,用来抑制激光器的频率漂移并减少钟激光的噪声

(频率和相位白噪声)。由于原子处于无扰动的钟跃迁频率仅与原子种类相关,因此基于大量中性原子的光晶格原子钟可稳定输出以原子钟跃迁频率为标准的光频信号。然而,现实中的原子往往处于各种外场,这些因素会导致钟跃迁能级发生位移。电子基态的波函数和激发态不一致,最终导致原子钟跃迁的频率发生变化,即光晶格原子钟的输出频率发生变化。将原子钟作为标准时间的产生装置,需要仔细评估并修正环境因素对钟输出频率的影响,这里就涉及钟性能的评估,通常包括系统稳定度和系统不确定度,它们分别表征了原子钟频率测量的统计误差和系统误差。

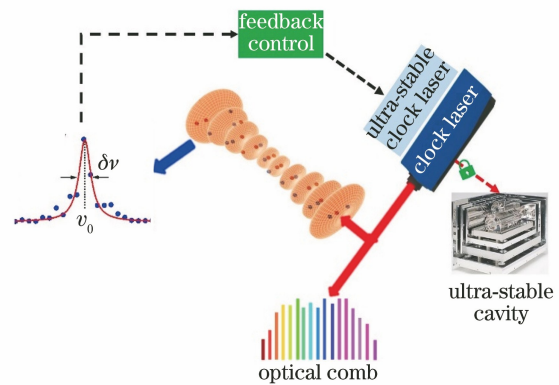


图 1 光晶格原子钟原理图

Fig. 1 Schematic of optical lattice atomic clock

2.1 稳定度

稳定度指钟输出频率的相对波动,通常用 Allan^[28]提出的偏差来表征,表达式为

$$\sigma_y(\tau') = \sqrt{\frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} [\langle y(\tau') \rangle_{i+1} - \langle y(\tau') \rangle_i]^2}, \quad (1)$$

式中: $\langle y(\tau') \rangle_i$ 为第 i 次测量在积分时间 τ' 内的相对频率平均值; M 为数据总共的份数。 $\sigma_y(\tau')$ 的值通常直接反映了在积分时间 τ' 内 (M 组) 频率数据的相对偏差。在对数坐标下,稳定度与积分时间的线性斜率直接对应特定的噪声类型(光晶格原子钟里面一般考虑频率白噪声和线性频率漂移,其对应的斜率分别为 $-1/2$ 和 $+1$)。

光晶格原子钟的每一次钟跃迁探测均会导致原子逃逸出晶格,因此每一个钟探测周期均需要重新制备原子(采用非破坏性探测技术仍旧会损失原子,并且光晶格俘获原子的时间通常在百秒以内)。这种原子间断地、周期地采样钟激光的噪声会导致钟激光的高频噪声转换到低频,这就是所谓的 Dick 效应^[29]。Dick 效应会导致原子无法完整采集钟激光

的噪声(在积分时间无限长时白噪声的均值为零,而“死”时间会导致积分时间变短,噪声均值的波动变大且不为零),使伺服系统错误地纠正钟激光频率,最终造成系统的稳定度变差。目前 Dick 效应是限制光晶格原子钟稳定度的主要因素,其限制光晶格原子钟的稳定度^[30]为

$$\sigma_{y,\text{Dick}}(\tau) = \sqrt{\frac{1}{\tau} \frac{1}{|g_0|^2} \sum_{k=1}^{\infty} S_y(k/T) |g_k|^2}, \quad (2)$$

式中: τ 为平均时间; $T = nT_c$ 为钟反馈周期,其中 T_c 为每一个钟探测周期的时间, n 为每个稳定周期的探测次数; $S_y(f)$ 为钟激光的单边噪声功率谱; g_k 为激发率对钟激光噪声的敏感函数的傅里叶系数, k 为周期; g_0 为归一化直流傅里叶系数。由于 Dick 效应的形成根源是钟激光的噪声且反相关于钟探测的占空比,因此减少 Dick 效应的直接方式是减小钟激光的噪声^[31-34],以及通过非破坏性探测的方式增加原子的使用次数^[35-38]来提高钟探测的占空比。通过两台占空比均为 50% 的光钟无“死时间”地交替采样钟激光的噪声,可以完全消除 Dick 效应^[39]。此时,光晶格原子钟的稳定度将最终受限于 QPN。对于 Ramsey 探测而言,此时光晶格原子钟的稳定度^[40]可表示为

$$\sigma_{y,\text{QPN}}(\tau) = \frac{1}{2\pi f_0 T_m} \sqrt{\frac{T_c}{N\tau}}, \quad (3)$$

式中: N 为参与钟探测的原子数; f_0 为钟跃迁频率; T_m 为自由演化的时间。由(3)式可见,增加原子数、提升钟跃迁频率和增加自由演化的时间(即减小钟跃迁谱线的线宽)均可减小 QPN 对稳定度的影响。

稳定度是钟最为重要的评价指标之一,其直接决定了在有限的测量时间内可获得的测量精度,好的系统稳定度是精确测量环境对钟跃迁频率扰动的基础。评估系统稳定度的方法包括自比对技术和多台光钟频率比对技术^[27,41-46]。自比对技术通常用于评估单台光钟的短期稳定度,如果能保证系统的长期漂移效应足够小,那么自比对技术可评估系统的长期稳定度。两台稳定度相近的光钟的频率比对可近似获得两台光钟的稳定度^[27],若一台稳定度很好的光钟与另外一台稳定度很差(差一个量级)的光钟进行频率比对,则只能获得稳定度较差的光钟的稳定度^[45]。三台及以上独立光钟进行两两频率比对可严格求解每台光钟的稳定度,这是评估稳定度最为可靠的方式^[45]。表 1 总结了当前国内外研究组中代表性光晶格原子钟已实现的秒稳定度和长期稳

定度。其中美国天体物理联合实验室(JILA)、美国国家标准技术研究所(NIST)、德国物理技术研究院(PTB)和日本理化研究所(RIKEN)分别研制当前稳定度最好的⁸⁷Sr、¹⁷¹Yb、⁸⁸Sr 和¹⁹⁹Hg 光晶格原子钟;中国计量科学研究院(NIM)和中国科学院国家授时中心(NTSC)展开了⁸⁷Sr 光晶格原子钟的研制;武汉物理与数学研究所(WIPM)与华东师范大学(ECNU)展开了¹⁷¹Yb 光晶格原子钟的研制。

表 1 国内外代表性光晶格原子钟的稳定度

Table 1 Stability of representative optical lattice atomic clocks in the domestic and overseas

Optical lattice clock type	Institution	Long-term stability	Second stability
⁸⁷ Sr ^[27]	JILA	$4.80 \times 10^{-17} / \sqrt{\tau}$	6.60×10^{-19} @1800 s
¹⁷¹ Yb ^[13]	NIST	$1.50 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}$	3.20×10^{-19} @ 10^5 s
⁸⁸ Sr ^[47]	PTB	$4.10 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}$	3.00×10^{-18} @ 3×10^5 s
¹⁹⁹ Hg ^[48]	RIKEN	$2.00 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$	2.40×10^{-17} @6000 s
⁸⁷ Sr ^[49]	NIM	$1.80 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$	3.00×10^{-17} @3000 s
⁸⁷ Sr ^[43]	NTSC	$2.43 \times 10^{-15} / \sqrt{\tau}$	9.00×10^{-18} @ 10^5 s
¹⁷¹ Yb ^[41]	WIPM	$2.40 \times 10^{-14} / \sqrt{\tau}$	2.00×10^{-16} @7200 s

2.2 不确定度

系统的不确定度表征了钟的各项频移修正得精确程度,总的系统不确定度越小,意味着钟系统频移项的修正越精确。引起原子或离子的钟跃迁频率改变的环境因素包括电场、磁场、仪器噪声和相对论效应。

电场(光电场和环境中存在的电场)对钟跃迁能级的扰动表现为一系列频移,即黑体辐射频移、光交流斯塔克频移、碰撞频移、直流斯塔克频移和探测光斯塔克频移。光晶格原子钟在室温下通常会引起强烈的黑体辐射频移,这是目前限制系统不确定度的最主要因素,其次是来自晶格光的交流斯塔克频移。尽管基于“魔术波长”的囚禁可以消除一阶斯塔克频移,“魔术运行条件”可将高阶与一阶斯塔克频移抵消,将整体的斯塔克频移不确定度降低至 10^{-19} 量级,但相关参数的测量精度和模型误差限制了晶格光斯塔克频移的评估精度^[50]。碰撞频移和探测光斯塔克频移是限制基于玻色子的光晶格原子钟准确度的主要因素(通常评估不确定度在 10^{-17} 量

级)^[47,51],但是基于费米子的光晶格原子钟可将这两项频移所导致的系统不确定度分别控制在 10^{-19} 和 10^{-20} 量级。直流斯塔克频移由巴黎天文台的铯原子光钟研制小组于 2012 年观测到^[52],绝缘窗口片上累计的剩余电荷引起了 10^{-13} 量级的直流斯塔克频移。通过紫外灯照射窗口片,可将剩余电荷移除并将该项频移所导致的不确定度控制在 10^{-18} 量级。此外,在窗口片镀上导电且透光的薄膜可将直流斯塔克频移的不确定度控制在 10^{-20} 量级^[53]。

磁场在光晶格原子钟里会导致一些与磁场相关的系统频移,主要包括正比于一次项的一阶塞曼频移和二次项的二阶塞曼频移(当磁场强度比较小时,考虑前两阶就可获得足够高的评估精度)。通过平均对称的塞曼子能级钟跃迁频率的方式,可以消除一阶塞曼频移和晶格光矢量斯塔克频移,并能够减小线牵引频移。磁场的慢漂会导致剩余一阶塞曼频移,此时可通过监视对称塞曼子能级频率劈裂的方式来获得磁场强度的大小,并实现磁场稳定,因此该项频移所引起的系统不确定度往往控制在 10^{-20} 量级^[13-14]。二阶塞曼频移无法被消除,需要仔细地对其进行测量。以⁸⁷Sr 为例,通过精确测量二阶塞曼频移系数,可以将该项频移所导致的系统不确定度控制在 10^{-19} 量级^[14,54-59]。

仪器所引入的系统频移主要包括剩余一阶多普勒频移、声光调制器(AOM)相位啁啾和钟激光的频率漂移等。原子与钟探测光之间的相对位置或者相位变化会分别导致剩余一阶多普勒频移和 AOM 相位啁啾,而钟激光频率的漂移不仅会导致自比对技术存在测量误差,即得到错误的自比对测量结果(光晶格原子钟的大部分系统频移都是通过自比对技术测量得到的),还会存在伺服误差(原子对钟激光频率的纠正总落后于真实的钟激光频率)。通过将钟激光的相位参考到晶格光的反射镜上,可以使钟激光与光晶格保持同步的相位波动^[60]。通过改变钟激光频率失谐(不是关断钟激光)的方式来控制钟跃迁的进行,可以避免由 AOM 的暂态热效应导致的相位啁啾等,这能够将剩余一阶多普勒效应与 AOM 相位啁啾对系统不确定度的影响控制在 10^{-20} 以下。伺服误差的大小与钟激光或者背景场的漂移有关,减小这项频移的首选办法是通过监视频率误差信号(钟激光与原子钟跃迁的频差),并设置一个积分时间很长(积分时间在分钟量级)的二阶积分环路来反馈 AOM 的扫频速率^[61],使得扫频速率与钟激光或背景场的漂移速率相同,最终使得钟

频率误差的平均值为零。最近,中国科学院精密测量科学与技术创新研究院通过构建双重积分环路,并以类似于“偏频”锁定的方式可将伺服误差控制在 10^{-18} 量级^[62],这种技术无需增加任何额外的器件,而且实现简单。此外,通过减小钟激光的频率和杂散场的漂移也可以减小伺服误差。

相对论将时间与空间紧密联系在一起,并指出原子的运动速度会导致“时间稀释”,即所谓的二阶多普勒频移(当前仅考虑原子在晶格中的运动速度,而不是原子在时空中的真实运动速度)。越靠近大质量天体的物体,时间将会过得越缓慢,即引力红移。随着原子钟的发展,相对论预言的引力红移、二阶多普勒频移和引力波等相继得到高精度的验证,而凭借超高的稳定性和极小的系统不确定度,光晶格原子钟已经成为高精度检验相对论的重要装置。表 2 给出了国内外研究机构中代表性光晶格原子钟的系统不确定度。

表 2 国内外代表性光晶格原子钟系统不确定度
Table 2 Systematic uncertainty of representative optical lattice atomic clocks in the domestic and overseas

Optical lattice clock type	Institution	Uncertainty
¹⁷¹ Yb ^[13]	NIST	1.4×10^{-18}
⁸⁷ Sr ^[14,58]	JILA	2.0×10^{-18}
⁸⁸ Sr ^[47]	PTB	2.0×10^{-17}
¹⁹⁹ Hg ^[48]	RIKEN	7.5×10^{-17}
⁸⁷ Sr ^[49]	NIM	2.9×10^{-17}
¹⁷¹ Yb ^[63]	ECNU	1.7×10^{-16}

3 地面基准光晶格原子钟

地面基准光晶格原子钟通常指仅在实验室环境下运行、用于实现高性能指标的光晶格原子钟,是光晶格原子钟基本技术研究的重要平台。自 2005 年东京大学的 Katori 等^[64]实现⁸⁷Sr 光晶格原子钟以来,光晶格原子钟已经经历了十几年的快速发展,并实现了 10^{-18} 量级的系统不确定度和 10^{-19} 量级的稳定度。研制高精度光晶格原子钟所面临的问题主要包括塞曼频移、原子间相互作用对钟跃迁频率的扰动、对黑体辐射敏感以及晶格光所引起的交流斯塔克频移,而光晶格原子钟的性能是伴随着上述问题的解决而不断提升。

3.1 塞曼频移

由于光晶格原子钟在常规运行状态下的偏置磁场强度往往很小(1 G 左右),此时仅需要考虑一阶和二阶塞曼频移(分别正比于磁场强度的一次方和

二次方)就足够了。最初的光晶格原子钟是将钟激光的频率锁定在简并的钟跃迁谱线(将原子附近的磁场强度补偿至零)的中心频率处^[26],由于不同塞曼子能级的拉比频率(表征钟激光与原子的耦合强度)不一致,因此其谱线的最大激发率往往在 0.5 左右,且谱线的线宽对磁场的波动很敏感。2006 年, Takamoto 等^[65]提出基于自旋极化谱的光晶格原子钟,这大大提高了光晶格原子钟的性能。以⁸⁷Sr 光晶格原子钟为例,自旋极化即在原子装载到光晶格后,利用光泵浦的方式将原子制备到磁子能级 $m_F = +9/2(-9/2)$ 的拉能态上。在光晶格原子钟运行过程中,钟激光的频率被交替锁定到 $|^1S_0, m_F = \pm 9/2\rangle \rightarrow |^3P_0, m_F = \pm 9/2\rangle$ 所对应的跃迁上,并将两个跃迁的平均频率作为光晶格原子钟的输出频率。通过平均对称的塞曼子能级的方式,消除了一阶塞曼频移和晶格光矢量斯塔克频移(均正比于 m_F)。此外,由于原子被制备到同一个态上(具有相同的拉比频率),故钟跃迁谱线的激发率变高(增加谱线的信噪比),这减小了线牵引和碰撞频移。二阶塞曼频移无法通过前面的方法来消除,只能对其进行精确的测量。通过双峰自比技术(消除一阶塞曼频移)测量强磁场和弱磁场下的钟频差,可以提取出二阶塞曼频移的大小并可进一步提取出二阶塞曼频移的系数。图 2 给出了不同实验组测量⁸⁷Sr 光晶格原子钟二阶塞曼频移系数的结果,它们的加权平均值为 (23.379 ± 0.029) MHz/T²。对于⁸⁷Sr 而言,1 G 的磁场所对应的二阶塞曼频移修正的不确定度为 6.7×10^{-19} ,减小偏置磁场至 300 mG,可将不确

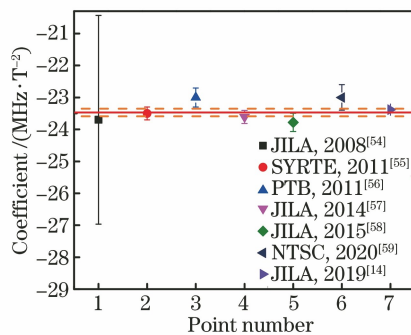


图 2 ⁸⁷Sr 光晶格原子钟二阶塞曼频移系数的测量结果 (实线为测量结果的加权平均值,虚线表示加权平均值的 1σ 标准差)

Fig. 2 Measurement results of the quadratic Zeeman shift coefficient of ⁸⁷Sr optical lattice atomic clocks (solid line is the weighted mean of the measured results, and dotted lines indicate the 1σ standard deviation of the weighted mean)

定度降低至 1×10^{-19} (随着钟跃迁谱线的变窄,光钟对偏置磁场的需求也将减少)。

3.2 黑体辐射频移

由于室温(300 K 附近)下黑体辐射的中心波长约为 $10 \mu\text{m}$,宽的黑体辐射谱对 Sr 和 Yb 光晶格原子钟(目前研究最多的光晶格原子钟)的³P₀ 态产生了强烈的交流斯塔克频移。黑体辐射频移^[66]可表示为

$$\Delta f_{\text{BBR}} = -\frac{\Delta\alpha_s \langle E^2(T) \rangle}{2h} [1 + \eta(T^2)], \quad (4)$$

式中: $\langle E^2(T) \rangle$ 为温度 T 下黑体辐射电场强度平方的均值; $\Delta\alpha_s$ 为钟跃迁基态与激发态的静态极化率差; $\eta(T)$ 为温度 T 下的动力学修正系数(修正与黑体辐射光子频率相关的部分); h 为普朗克常量。

(4)式指出准确评估黑体辐射频移需要精确知道原子所处空间的温度 T 、静态极化率差 $\Delta\alpha_s$ 和动力学修正系数 $\eta(T)$,其中 $\Delta\alpha_s$ 和 $\eta(T)$ 的取值依赖于人们对原子结构和参数的了解程度。在光晶格原子钟研制的初期,室温(约为 300 K)环境下黑体辐射频移所导致的不确定度往往来自原子所处空间的温度不确定度 ΔT 。对于⁸⁷Sr 光晶格原子钟而言,若要实现 1×10^{-18} 的系统不确定度,则 ΔT 需要控制在 50 mK 以内^[26],这在技术上实现是困难的,因为原子所处空间的温度分布往往不均匀且波动很大(通常室温下波动在 1 K 左右),并且测量温度的探测器的校准和具体的测量方案也会直接影响温度测量的精度。为此,科研人员提出了多种技术来减小 ΔT 以及整体的黑体辐射频移不确定度。2011 年, PTB 的研究小组利用移动光晶格技术将原子从磁光阱(MOT)中心移动到一个温度被很好定义的冷腔(温度为 77 K)中进行钟跃迁激发,然后将原子移动到冷腔外进行激发率探测^[25],预期可将 ΔT 对⁸⁷Sr 光晶格原子钟黑体辐射频移的不确定降低至 10^{-18} 量级,如图 3(a)所示。随后, Ushijima 等^[26]利用该技术在 95 K 温度下成功将 ΔT 对⁸⁷Sr 光晶格原子钟黑体辐射频移的不确定度降低至 9×10^{-19} ,如图 3(b)所示。2014 年, NIST 利用放置在主真空腔体内的辐射屏蔽腔体[图 3(c)]来提高原子所处空间温度的均匀性和稳定性^[67],并成功将 ΔT 对¹⁷¹Yb 光晶格原子钟黑体辐射频移的不确定度降低到 5.5×10^{-19} 。2019 年, JILA 通过数十个精密校准的铂电阻温度计对其腔体和窗口片进行温度的监视和控制[图 3(d)],并结合内置温度计测量原子温度和基于光线追迹的热分析方式^[14],将 ΔT

对⁸⁷Sr 光晶格原子钟黑体辐射频移的不确定度降低至 2×10^{-19} 。

尽管 NIST 所展示的辐射屏蔽腔体以及 JILA 所展示的精密温度控制和测量技术可以将温度不确定度所导致的系统不确定度降低至 5×10^{-19} , 甚至更低, 但在室温环境下动力学修正系数的不确定度最

终限制了黑体辐射频移的不确定度高于 1×10^{-18} 。从这个意义上讲, 基于低温腔体的冷光钟可将动力学修正系数的不确定度降低至 10^{-20} 量级, 结合辐射屏蔽腔技术有望将黑体辐射频移的不确定度降低至 10^{-19} 量级, 最终具备更高的发展空间(短期内很难大幅度提高系数的精度)。

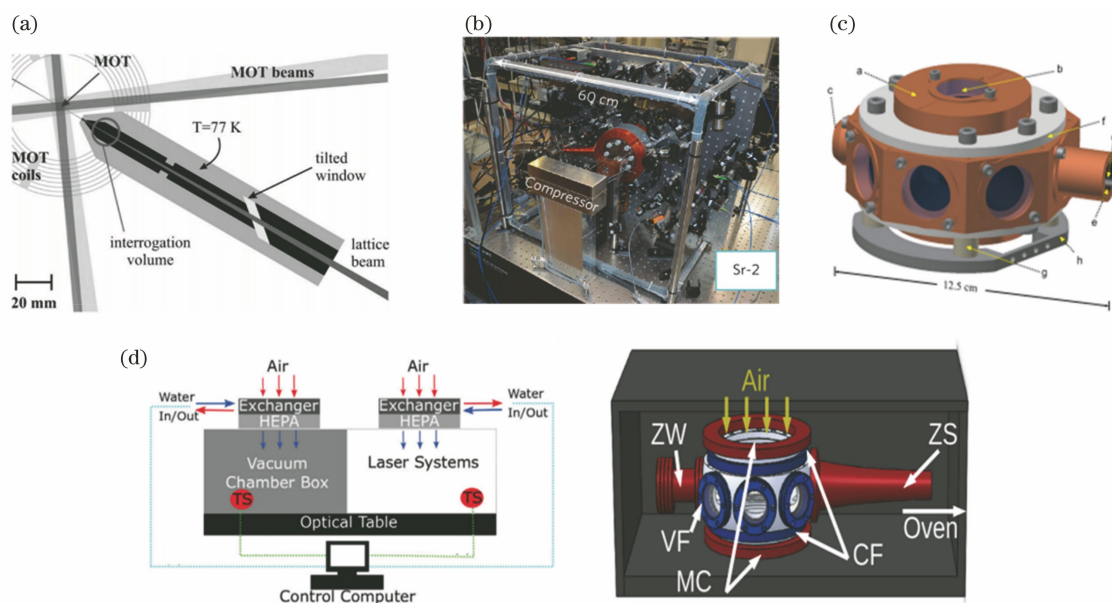


图 3 压制光晶格原子钟黑体辐射频移的主要装置。低温光钟技术的(a)理论模型和(b)实验装置^[25-26]; (c)辐射屏蔽腔技术装置^[67]; (d)铂电阻温度计腔体和精密校准的铂电阻^[14]

Fig. 3 Main device for suppressing blackbody radiation frequency shift of optical lattice atomic clock. (a) Theoretical model and (b) experimental equipment of cryogenic optical clock technology^[25-26]; (c) radiation shielding cavity technical equipment^[67]; (d) platinum resistance thermometer cavity and precision calibrated platinum resistance^[14]

3.3 碰撞频移

碰撞频移源于囚禁在同一个格点中原子间的相互作用, 这是限制基于玻色子(⁸⁸Sr 和¹⁷⁴Yb)的光晶格原子钟的碰撞频移精度的主要因素之一(s 波碰撞可能会导致几十赫兹的碰撞频移)。相比之下, 基于费米子(⁸⁷Sr、¹⁷¹Yb 和¹⁹⁹Hg)的光晶格原子钟的碰撞频移往往在 1 Hz 以下。但当钟的碰撞频移精度达到 10^{-16} 量级以上时, 其需要被仔细评估。早期费米光晶格原子钟的准确度在评估过程中并未考虑碰撞频移^[65], 因为全同费米子间不存在 s 波碰撞(原子被制备到同一个塞曼子能级上); 对于⁸⁷Sr 而言, p 波碰撞的离心势垒高于 $30 \mu\text{K}$, 而光晶格囚禁原子的温度通常在 $10 \mu\text{K}$ 左右, 因此基于费米子的光晶格原子钟不考虑 p 波碰撞^[65]; 更高阶的碰撞则更加难以发生。直到 2009 年, JILA 的研究小组在一维⁸⁷Sr 光晶格原子钟观测到了碰撞频移^[68], 他们推断该过程发生了 s 波碰撞, 并通过非均匀激发揭示了 s 波碰撞发生的原因。然而 2011 年, NIST

的¹⁷¹Yb 光晶格原子钟研究小组将系统的 s 波碰撞抑制得足够低(通过减小非均匀激发而得到), 却仍旧观测到远超 s 波的碰撞频移, 进而证明了 p 波碰撞的存在^[69]。实际上, 光晶格中原子的温度越低, 其有效密度就越大, 使得 p 波碰撞发生于远低于离心势垒所对应的温度以下。此后, 人们对一维、二维和三维光晶格原子钟的碰撞频移进行了详细的研究^[24, 69-74], 并提出了一些压制碰撞频移的方法^[72-74]。2008 年, Poli 等^[51]实验组实现了三维⁸⁸Sr 光晶格原子, 如图 4(a)所示, 其利用一束入射光的多次反射形成了三维光晶格, 并将系统的碰撞频移修正量减小至 8×10^{-17} 。2011 年, NIST 的研究小组验证一维和二维¹⁷¹Yb 光晶格原子钟的碰撞频移与激发率的关系, 并测量了零碰撞频移所对应的激发率^[73], 进而将系统的碰撞频移修正量降低至 5×10^{-18} 。2017 年, JILA 的⁸⁷Sr 光晶格原子钟研究小组构建了图 4(b)的三维费米简并光晶格原子钟^[71], 并将系统的碰撞频移减小至

10^{-22} 量级(在钟跃迁谱线为 1 Hz 时,双占据格点所导致的线牵引频移)。尽管三维光晶格可以从根本上消除碰撞频移,但由于三维光晶格的复杂性高且晶格光交流斯塔克频移的评估难度大,因此目前一维光晶格原子钟仍旧是研究的焦点。在一维光晶格的情况下,除了尽量利用激发率来压

制碰撞频移外,还可通过减小原子密度来减小碰撞频移,比如通过腔增益晶格技术来增加晶格的体积,以及采用光缔合技术使每个格点只有一个原子。目前性能最好的一维 ^{87}Sr 和 ^{171}Yb 光晶格原子钟的碰撞频移不确定度分别为 4×10^{-19} ^[13]和 7×10^{-20} ^[14],已经远远低于系统总的不确定度。

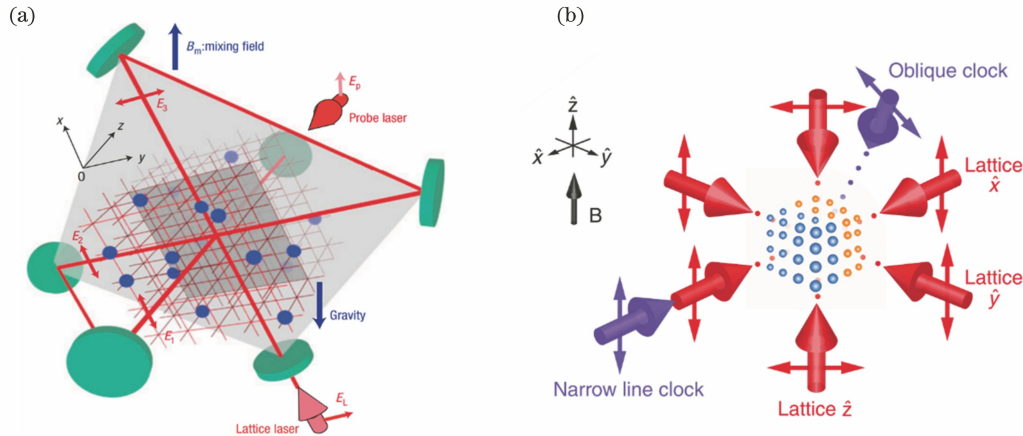


图 4 三维光晶格原子钟原理图^[23-24]。(a)三维 ^{88}Sr 光晶格原子;(b)三维费米简并光晶格原子钟
Fig. 4 Schematic of three-dimensional optical lattice atomic clocks^[23-24]. (a) Three-dimensional ^{88}Sr optical lattice atoms; (b) three-dimensional Fermi degenerate optical lattice atomic clock

3.4 晶格光交流斯塔克频移

光晶格原子钟的最关键技术就是基于“魔术波长”的光晶格技术,此时钟跃迁的上能级和下能级具有相同的电偶极(E1)极化率,这使得钟跃迁频率与晶格光的光强无关。然而,真实的实验条件下,使钟态 E1 极化率相等的“魔术波长”($\lambda^{\text{E1}} = c/\nu^{\text{E1}}$,其中 λ^{E1} 为“魔术波长”, c 为真空中的光速, ν^{E1} 为光频率)对应频率的测量精度往往在 MHz 量级,这就导致剩余交流斯塔克频移。此外,对于精度在 10^{-18} 量级及以上的光晶格原子钟而言,高阶的斯塔克效应不容忽视,其包括与原子热分布相关的电四极和磁偶极相互作用,以及与晶格光光强平方成正比的超极化率^[22]。与原子分布相关的高阶斯塔克效应会导致不同的原子感受到不同的交流斯塔克频移,此时很难找到一个“魔术波长”来消除所有晶格光的交流斯塔克频移。

在光晶格原子钟的研制初期, ν^{E1} 的测量精度是限制光晶格原子钟系统性能的主要因素。一方面是由于当时的钟系统性能比较差,另一方面是由于当时的晶格光普遍使用基于锥形放大器(TA)放大的半导体激光器作为光源,TA放大模块随时间变化的自发辐射谱将会导致 10^{-16} 量级

的系统不确定度^[75]。随着超稳钟激光技术和固体激光器的发展, ν^{E1} 的测量精度被不断提高。2015年,JILA的 ^{87}Sr 光晶格原子钟研究小组凭借优异的系统稳定度($2.2 \times 10^{-17}/\sqrt{\tau}$),将 ν^{E1} 的测量精度提高至 0.1 MHz,其对应 1.1×10^{-18} 的不确定度^[58],此时未考虑高阶斯塔克效应的影响。2016年,Ovsiannikov等^[50]理论研究了晶格光的高阶斯塔克频移,并在2018年提出了“魔术运行条件”。如图5(a)所示,“魔术运行条件”可将晶格光的斯塔克频移(^{87}Sr)的不确定度降低至 2×10^{-19} ^[22]。但是“魔术运行条件”的计算非常复杂,需要输入许多系统参数,因此 NIST 的 ^{171}Yb 光晶格原子钟研究小组提出“热模型”来简化计算,并将晶格光的斯塔克频移的表达式^[76]简化为

$$\Delta f_{\text{Lattice}} = -\alpha^* U - \beta^* U^2, \quad (5)$$

式中: U 为势阱深度与晶格光子反冲能的比值; α^* 和 β^* 为待定参数,可通过测量势阱深度与交流斯塔克频移的关系来获得,如图5(b)所示。对于 ^{87}Sr 光晶格原子钟而言,该模型的误差低至 3.3×10^{-19} ,因此误差在 10^{-18} 量级可以忽略。通过精确测量 α^* 和 β^* 的值可以将 ^{87}Sr (^{171}Yb)晶格光的交流斯塔克频移不确定度降低至 1.16×10^{-18} (0.9×10^{-18})^[13-14]。

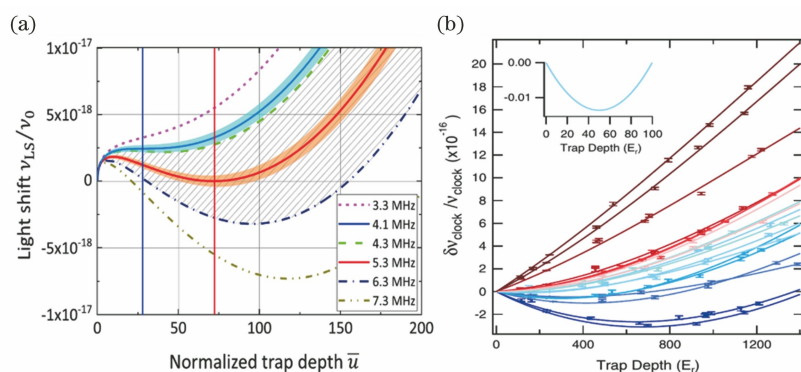


图 5 晶格光交流斯塔克频移的研究进展。(a)在不同的频率失谐下(相对于 ^{87}Sr 光晶格原子钟的 ν^{E1}),晶格光交流斯塔克频移与阱深的关系^[22]; (b)在不同的频率失谐下(相对于 ^{171}Yb 光晶格原子钟的 ν^{E1}),晶格光交流斯塔克频移的实验测量结果与理论结果^[76]

Fig. 5 Research progress of lattice light alternating current Stark frequency shift. (a) Relationship between lattice light alternating current Stark frequency shift and well depth under different frequency detuning (relative to ν^{E1} of ^{87}Sr optical lattice clock)^[22]; (b) experimental and theoretical results of lattice light alternating current Stark frequency shift under different frequency detuning (relative to the ν^{E1} of ^{171}Yb optical lattice clock)^[76]

4 地面可搬运光晶格原子钟和空间光晶格原子钟

实验室中具有稳定而安静的环境且没有体积和功耗的限制,这为地面基准光晶格原子钟具有优异的性能提供了保障。然而地面基准光晶格原子钟庞大的体积和功耗使其许多应用受到了限制,比如高精度相对论测地学、远距离光晶格原子钟频率比对和卫星导航系统等。因此可搬运光晶格原子钟逐渐成为科研人员的关注焦点,其旨在实现高精度、可移动的光晶格原子钟,并为空间光晶格原子钟的研制奠定技术基础。

4.1 可搬运光晶格原子钟

在国际地质高度系统中,基于经典的地球科学测量与基于卫星测量的结果之间存在分米量级的差异^[77]。为了解决上述问题,光晶格原子钟(超高的频率分辨率)与高精度的光钟比对技术的结合是非常有吸引力的解决方式。可搬运光晶格原子钟可以实现很大且可变的高度差,其研制可促进可搬运超稳钟激光技术的发展,小型化光晶格原子钟物理、光学和电控系统的研制是光晶格原子钟发展的重要环节。

可搬运光晶格原子钟所面临的技术问题包括减小装置体积、抗振动和可搬运超稳钟激光。2014年,NIST与PTB合作实现了世界上可搬运光晶格原子钟,即 ^{88}Sr 光晶格原子钟^[78],其整体的体积小于 2 m^3 ,不需要水冷装置,实现了 7×10^{-15} 的系统相对频率不确定度和 $4 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 的稳定度。2017

年,PTB报道了可搬运 ^{87}Sr 光晶格原子钟[如图6(a)所示],其整体装置放置在一个特别设计的车厢里面,其总质量约为 800 kg ^[74]。尽管整个装置的体积约为 14.5 m^3 (这是整个车厢的体积,真实的电学、光学和物理系统的总体积小于这个值),但该系统搬运方便,并实现了 7.7×10^{-17} 的系统相对频率不确定度和 $1.3 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 的稳定度。2020年,NTSC实现了可搬运 ^{87}Sr 光晶格原子钟,实现了 2.3×10^{-16} 的系统不确定度和 $3.2 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 的稳定度^[79],并将物理系统的体积减小至 0.3 m^3 ,如图6(b)所示。上述报道的光晶格原子钟均拥有庞大的整体体积和功耗,并且系统性能的提升空间较小,原因在于其并未很好地控制黑体辐射频移、碰撞频移和晶格光交流斯塔克频移。

为了解决上述问题,日本理化研究所(RIKEN)在2020年同时研制了两台可搬运 ^{87}Sr 光晶格原子钟[如图6(c)所示],实现了 5.5×10^{-18} 的系统不确定度和 $1 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 的稳定度,其为目前准确度最高的可移动光晶格原子钟^[80-81]。他们通过强增益的移动光晶格技术将原子移动到一个小腔(小腔的温度通过帕尔贴原件控制在 245 K)中进行钟跃迁探测,使黑体辐射频移的不确定度降低至 2.6×10^{-18} 。尽管采用了半导体激光器作为光源,但其利用强增益的晶格大大减小了晶格光的入射功率(入射光功率仅为 22 mW ,束腰直径为 $330\text{ }\mu\text{m}$),并利用体积光栅(带宽为 35 pm)提升了光谱的纯度,使得TA自发辐射所导致的晶格光交流斯塔克频移不

确定度小于 10^{-19} 。大的晶格光束腰直径将碰撞频移所导致的系统不确定度降低至 1.3×10^{-18} 。由于系统采用 Ramsey 探测的方式运行,故探测光交流斯塔克频移 (4.5×10^{-18}) 主导了系统的不确

定度。RIKEN 所展示的可搬运光晶格原子钟实现了物理、光学和电路的小型化,整个装置可承受 4 倍重力加速度的冲击,为空间光钟的研制提供了技术借鉴。

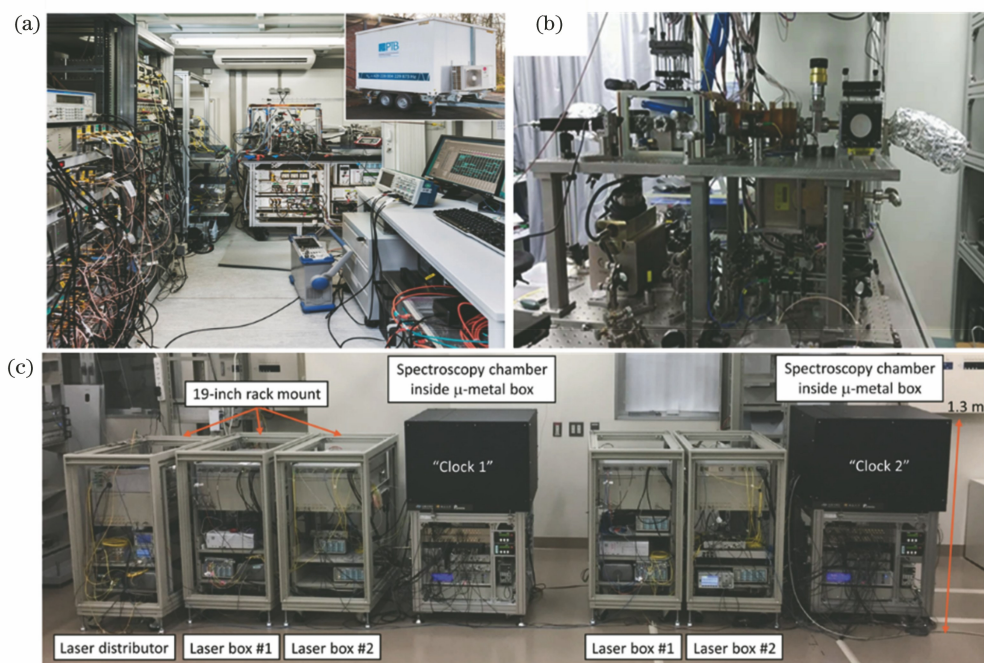


图 6 可搬运光晶格原子钟的研究成果。(a) PTB 于 2017 年展示的可搬运 ^{87}Sr 光晶格原子钟^[74]; (b) NTSC 于 2020 年展示的可搬运 ^{87}Sr 光晶格原子钟^[79]; (c) RIKEN 于 2020 年展示的两台可搬运 ^{87}Sr 光晶格原子钟^[80]

Fig. 6 Research results of portable optical lattice atomic clock. (a) Portable ^{87}Sr optical lattice atomic clocks demonstrated by PTB in 2017^[74]; (b) portable ^{87}Sr optical lattice atomic clocks demonstrated by NTSC in 2020^[79]; (c) two portable ^{87}Sr optical lattice atomic clocks demonstrated by RIKEN in 2020^[80]

4.2 空间光晶格原子钟

由于地球引力势随时间变化,地面光晶格原子钟输出频率约以 10^{-18} 的相对速率变化^[82],工作在高轨道的空间光晶格原子钟可将地球引力势的影响降低 4 个量级以上,这可大幅度降低地球引力势对钟输出频率的扰动。高性能的空间光晶格原子钟结合先进的卫星-卫星和卫星-地面链接可建立超高精度的时频参考体系^[83-84],其可对包括国际原子时标校准、大地测量学和超高精度导航系统在内的一系列领域产生重大影响。

此外,空间光晶格原子钟能够以很高的精度检验爱因斯坦等效原理,或通过测量航天器在靠近和远离太阳时发出超稳光频信号的 Shapiro 时延来区分不同的引力理论^[85]。同时,高性能的空间光晶格原子钟可以在厘米量级测量地球大地水准面(重力等势面),这为大地测量学和遥感大气带来新的可能性^[13]。PTB 空间 ^{88}Sr 光晶格原子钟样机的研制如图 7 所示。

然而,空间光钟的实现极具挑战,除了可搬运光晶格原子钟所面临的技术难点外,其还面临着许多技术挑战,具体包括如下。

1) 减小光钟的物理系统和光学系统的体积以及控制整个装置功耗。整个装置对抗振的要求远高于可搬运光钟,要求其能承受火箭在发射过程中巨大的重力加速度和可能的低频共振冲击。

2) 整个系统需要具备自动运转的能力,同时可以根据指令进行待机、地面操控等操作。所有的激光系统需具备自动频率锁定和(失锁后)复锁功能,以及自动优化锁定参数的功能。光晶格原子钟在轨运行过程中周围的杂散电磁场变化剧烈,在无法彻底屏蔽这些干扰的情况下,需要实时地测量并稳定这些因素,这也是在电路、程序和装置中需要考虑的要点。

3) 在空间站上实现 Hz 量级(甚至更窄)的窄线宽钟激光器以及其他窄线宽激光器的频率稳定技术。窄线宽钟激光器通常需要将相位锁定到超稳光

学腔的共振频率处,而主要的技术难点在于超稳光学腔的长度对振动非常敏感。因此研制对各个方向的振动均不敏感,且能承受火箭发射冲击的超稳腔是实现空间超稳钟激光的关键。此外,以最小的代价抑制窄带冷却激光和晶格光的频率噪声(达到百赫兹量级)也是空间光晶格原子钟研制所面临的问题。考虑到增加超稳光学腔将极大地增大和复杂化

整个装置,因此通过光学频率梳传递钟激光的稳定度给其他光源或者采用受激布里渊散射激光器^[86]这类频率噪声很小的激光器是不错的选择。

4) 系统散热问题。地面上的系统可以借助空气的流动带走装置和芯片的热量,但空间光晶格原子钟处于太空,必须为各个发热部件设计良好的导热、散热装置以避免装置的损坏。

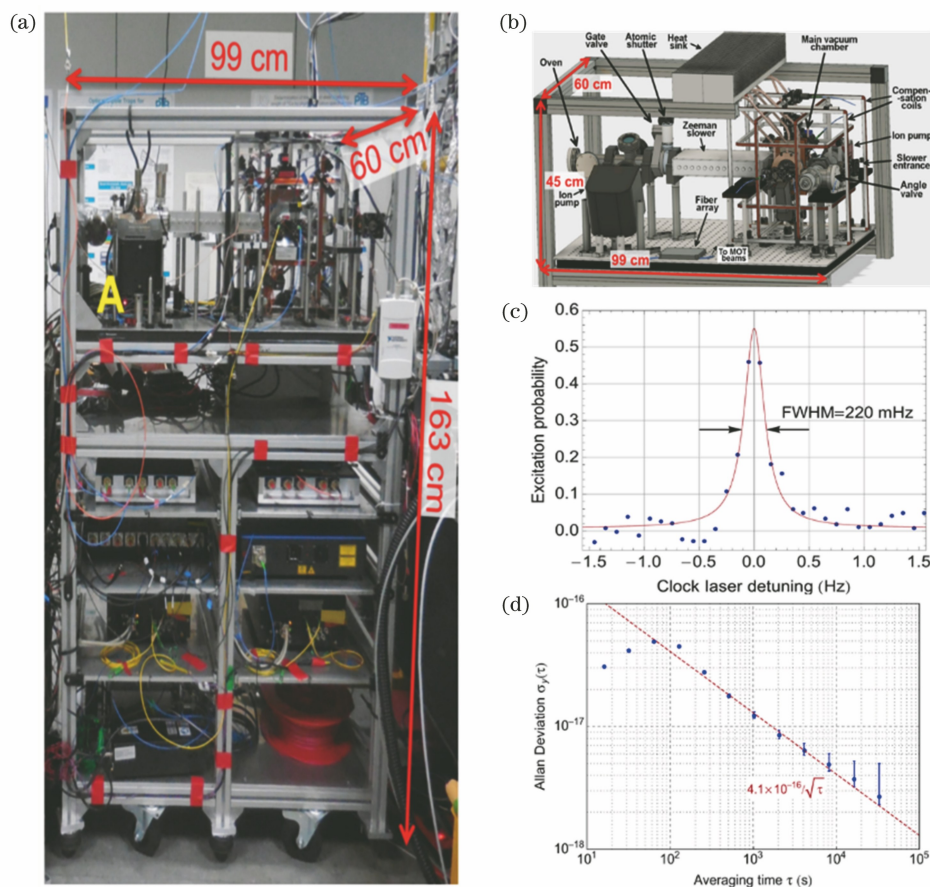


图 7 PTB 空间⁸⁸Sr 光晶格原子钟样机的研制^[47]。(a) 整个物理和光学装置;

(b) 结构紧凑的真空物理系统;(c) 线宽为 220 MHz 的钟跃迁自旋极化谱;(d) 自比对稳定度

Fig. 7 Prototype of ⁸⁸Sr optical lattice atomic clock for space at PTB^[47]. (a) Entire physical and optical device; (b) high vacuum physics system with compact structure; (c) spin-polarized spectrum of clock transition with a linewidth of 220 MHz; (d) interleaved stability

国内外已经有不少单位提出了基于空间光晶格原子钟关键技术的研究计划。欧盟最早在 2007 年提出了基于空间光学原子钟(SOC)关键技术的研究计划,旨在实现系统不确定度小于 2×10^{-17} 的空间铯原子光晶格原子钟,且整个装置的物理体积控制在 1.56 m^3 以内^[87]。此后他们开展了小型化的真空系统、结构紧凑的激光冷却系统和可搬运超稳钟激光的研究,并于 2018 年研制了基于⁸⁸Sr 的空间铯原子光晶格原子钟样机。样机的物理和光学系统如图 8(a)所示^[47],整体装置的体积为 0.97 m^3 ,系统

的不确定度达到 2×10^{-17} ,自比对稳定度也达到 $4.1 \times 10^{-16} / \sqrt{\tau}$ 。尽管采用玻色子作为量子参考体系,但他们通过光缔合的方式保证了一维光晶格的每一个格点最多只有一个原子,从而将玻色光晶格原子钟的系统不确定度降低至 3×10^{-18} 。该样机的体积、系统稳定性和准确度均满足 SOC 计划所提出的指标,但在电路控制模块、整体功耗、自动化和抗振动等方面仍需进一步的研究。

日本于 2011 年提出在国际空间站上的日本实验舱内放置“多用途小型有效载荷柜(MSPR)”的计

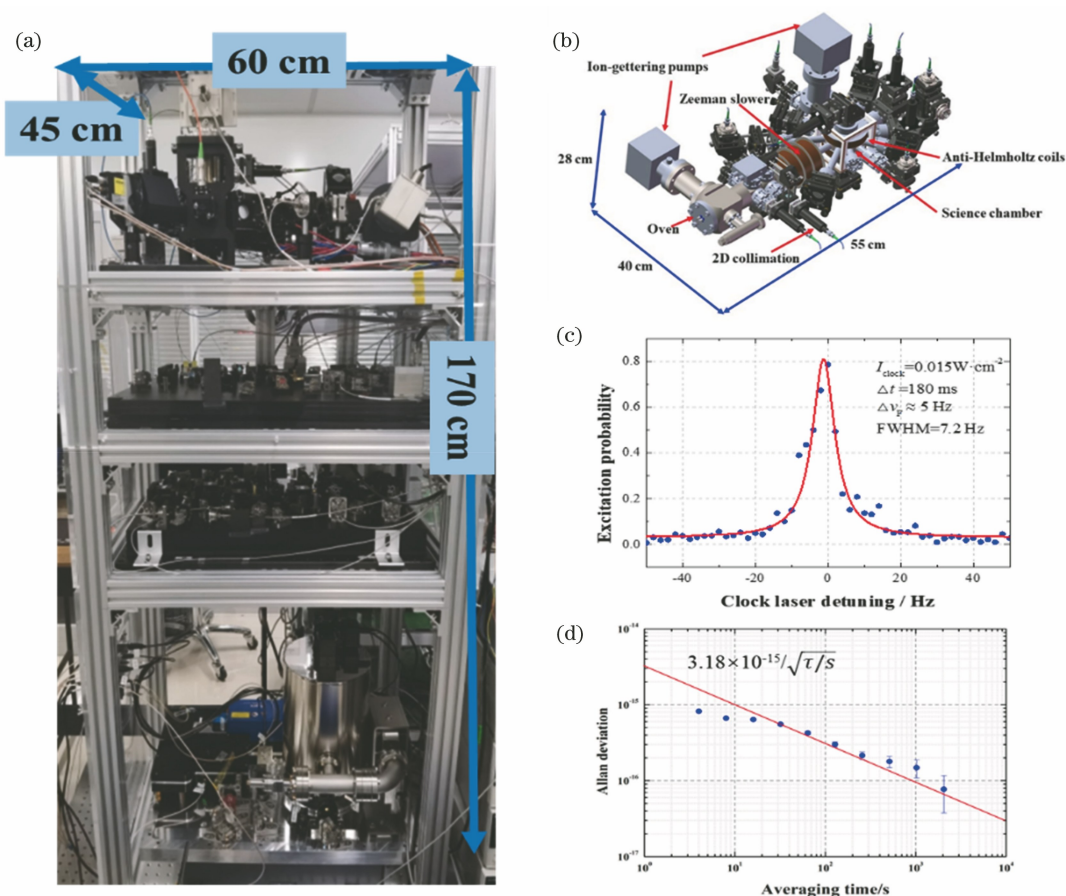


图 8 NTSC 空间⁸⁷Sr 光晶格原子钟样机的研制^[47]。(a)物理、光学与超稳钟激光系统；(b)结构高度紧凑的高真空物理系统；(c)线宽为 7.2 Hz 的钟跃迁自旋极化谱；(d)自比对比稳定度

Fig. 8 Prototype of ⁸⁷Sr optical lattice atomic clock for space at NTSC^[47]. (a) Apparatuses of physics, optics, and ultra-stable clock laser; (b) high vacuum physics system with highly compact structure; (c) spin-polarized spectrum of clock transition with a linewidth of 7.2 Hz; (d) interleaved stability

划,将其用于建立高精度时频体系以及进行一系列基础物理研究。该计划要求空间光钟的总体积小于 0.4 m³,总功耗小于 500 W^[88]。RIKEN 于 2020 年研制的⁸⁷Sr 可搬运光晶格原子钟在体积和功耗上初步达到了设计需求,但在抗振、自动化等方面还需要进一步研究。

在“十三五”期间,中国提出了“高精时频”计划,其目标包括建立不确定度优于 10⁻¹⁸ 的空间时频体系,并在此基础上进行一系列的空-地时频传递和基础物理实验^[89]。“高精时频”计划的核心是空间铯原子光晶格原子钟的研制。经过多年的努力,NTSC 已经实现了空间⁸⁷Sr 光晶格原子钟原理样机的研制,并将整个光晶格原子钟的体积减小至 0.46 m³ (包含一台可移动窄线宽钟激光系统),如图 8(a)所示。此外,他们实现了体积最小的光晶格原子钟真空物理系统(0.062 m³)。目前,NTSC 研制的空间铯原子光晶格原子钟样机已经实现了半峰

全宽(FWHM)为 7.2 Hz 的钟跃迁谱线,且自比对比稳定度为 3.2 × 10⁻¹⁵ / √τ。物理系统的各个部分均进行了振动实验,为全面实现空间⁸⁷Sr 光晶格原子钟奠定了坚实的基础。

5 总结和展望

本文从光晶格原子钟发展所面临的技术挑战出发,综述了地面基准光晶格原子钟的最新研制进展,并对可搬运光晶格原子钟和空间光晶格原子钟的最新研制进展进行了总结并分析了它们所面临的技术挑战。

国际计量局目前已经将 8 种光频跃迁作为二级秒来定义,并参与标准时间的产生,可以进一步提升钟激光的性能和增加钟探测的时间(减小 Dick 效应和 QPN),从而进一步提升光晶格原子钟的稳定度。然而,对于常规光晶格原子钟而言,晶格光的拉曼散射将钟激光相干操控原子的时间限制在 10 s 左

右^[90]。基于原子阵列和光晶格技术的新型原子光钟可突破这个限制,并有望实现趋于钟跃迁上能级自然寿命的相干时间^[91],且已经实现了 (48 ± 8) s 的相干时间^[92]。在准确度方面,当前主要受限于动力学修正系数的确定,通过结合低温光钟技术和辐射屏蔽腔技术有望将黑体辐射所导致的不确定度降低至 10^{-19} 量级。选择对室温黑体辐射不敏感的原子作为量子参考体系也是一条不错的技术路线,例如在室温下,¹⁹⁹Hg 的黑体辐射频移比⁸⁷Sr 小 1/30,比¹⁷¹Yb 小 1/16^[93]; ¹⁶⁹Tm 的黑体辐射频移比⁸⁷Sr 和¹⁷¹Yb 小 3 个数量级^[94]。

让高性能光晶格原子钟走出实验室,甚至工作在太空中将极大地提升当前应用的性能和人类探索自然的能力,因此面向可移动或是空间的光晶格原子钟是重要的发展趋势。目前已实现的可搬运光晶格原子钟或者空间光晶格原子钟原理样机均采用传统的技术来实现,包括基于内加热的原子炉和基于三对俘获光的磁光阱。最近几年,基于激光溅射的原子源技术已在铯原子光晶格原子钟得到了验证,其可在无塞曼减速器的情况下俘获 10^6 个原子^[95]。这样的原子气体产生装置大幅度减小了真空装置的体积和系统功耗。另一方面,基于三角锥构型的磁光阱也在铯原子光晶格原子钟得到了应用,这种构型的磁光阱仅需一束光就可以形成磁光阱所需的六束俘获光,能够简化光路并提高光学系统的稳定性^[96]。将这些技术应用到可移动或者空间光晶格原子钟上,可大大减小系统的功耗和体积,并提高系统的可靠性。

地面光晶格原子钟可利用重力(搭建沿重力方向的光晶格,形成 Wannier-Stark 阶梯态)来抑制原子在晶格格点间隧穿所导致的谱线展宽^[97]。然而,太空中的微重力环境会导致该技术失效,使得空间光晶格原子钟需要通过大的阱深(高于 $120 E_R$)且让原子都在布洛赫基态上,才能将隧穿所导致的系统不确定度抑制到 10^{-18} 量级^[98]。由于增加阱深会增强晶格光交流斯塔克频移并降低原子与钟激光的相干时间,在实际应用中需要折衷选择势阱深度以获得最佳性能。此外,可采用两束互成夹角的晶格光所形成的光晶格来抑制隧穿^[99],即通过增加晶格常数(晶格格点的间距)来减小原子的隧穿几率;通过动力学调制(利用三角波周期性驱动晶格光的频率)的办法可在无重力环境下将浅晶格中原子隧穿的影响降低至 10^{-18} 量级^[100]。

参 考 文 献

- [1] Hänsch T W. Nobel lecture: passion for precision [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, 78(4): 1297-1309.
- [2] Sanner C, Huntemann N, Lange R, et al. Optical clock comparison for Lorentz symmetry testing [J]. *Nature*, 2019, 567(7747): 204-208.
- [3] Normile D, Clery D. First global telescope opens an eye on the cold universe [J]. *Science*, 2011, 333(6051): 1820-1823.
- [4] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, et al. Geopotential measurements with synchronously linked optical lattice clocks [J]. *Nature Photonics*, 2016, 10(10): 662-666.
- [5] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, et al. Gravitational wave detection with optical lattice atomic clocks [J]. *Physical Review D*, 2016, 94(12): 124043.
- [6] Wcisło P, Morzyński P, Bober M, et al. Experimental constraint on dark matter detection with optical atomic clocks [J]. *Nature Astronomy*, 2017, 1: 0009.
- [7] Godun R M, Nisbet-Jones P B R, Jones J M, et al. Frequency ratio of two optical clock transitions in ¹⁷¹Yb⁺ and constraints on the time variation of fundamental constants [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(21): 210801.
- [8] Dow J M, Neilan R E, Rizos C. The international GNSS service in a changing landscape of global navigation satellite systems [J]. *Journal of Geodesy*, 2009, 83(3/4): 191-198.
- [9] Weyers S, Gerginov V, Kazda M, et al. Advances in the accuracy, stability, and reliability of the PTB primary fountain clocks [J]. *Metrologia*, 2018, 55(6): 789-805.
- [10] Dehmelt H G. Monoion oscillator as potential ultimate laser frequency standard [J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1982, IM-31(2): 83-87.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] 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.

- [14] Bothwell T, Kedar D, Oelker E, et al. JILA SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} [J]. *Metrologia*, 2019, 56(6): 065004.
- [15] Riehle F, Gill P, Arias F, et al. The CIPM list of recommended frequency standard values: guidelines and procedures[J]. *Metrologia*, 2018, 55(2): 188-200.
- [16] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C, et al. Frequency comparison of two high-accuracy Al^+ optical clocks[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 070802.
- [17] Wineland D J, Monroe C, Itano W M, et al. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions[J]. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 1998, 103(3): 259-328.
- [18] Herschbach N, Pyka K, Keller J, et al. Linear Paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals[J]. *Applied Physics B*, 2012, 107(4): 891-906.
- [19] Aharon N, Spethmann N, Leroux I D, et al. Robust optical clock transitions in trapped ions using dynamical decoupling[J]. *New Journal of Physics*, 2019, 21(8): 083040.
- [20] Keller J, Burgermeister T, Kalincev D, et al. Controlling systematic frequency uncertainties at the 10^{-19} level in linear Coulomb crystals[J]. *Physical Review A*, 2019, 99(1): 013405.
- [21] Courtillot I, Quessada A, Kovacich R P, et al. Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms[J]. *Physical Review A*, 2003, 68(3): 030501.
- [22] Ushijima I, Takamoto M, Katori H. Operational magic intensity for Sr optical lattice clocks [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(26): 263202.
- [23] Akatsuka T, Takamoto M, Katori H. Three-dimensional optical lattice clock with bosonic ^{88}Sr atoms [J]. *Physical Review A*, 2010, 81(2): 023402.
- [24] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, et al. A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock[J]. *Science*, 2017, 358(6359): 90-94.
- [25] Middelman T, Lisdat C, Falke S, et al. Tackling the blackbody shift in a strontium optical lattice clock[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2011, 60(7): 2550-2557.
- [26] Ushijima I, Takamoto M, Das M, et al. Cryogenic optical lattice clocks[J]. *Nature Photonics*, 2015, 9(3): 185-189.
- [27] 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.
- [28] Allan D W. Statistics of atomic frequency standards [J]. *Proceedings of the IEEE*, 1966, 54(2): 221-230.
- [29] Dick G J. Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards[C]//*Proceedings of the Nineteenth Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Applications and Planning Meeting*, December 1-3, 1987, Redondo Beach, CA. [S.l.: s.n.], 1987.
- [30] Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, et al. Noise and instability of an optical lattice clock[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(6): 063814.
- [31] Keller J, Ignatovich S, Webster S A, et al. Simple vibration-insensitive cavity for laser stabilization at the 10^{-16} level[J]. *Applied Physics B*, 2014, 116(1): 203-210.
- [32] Häfner S, Falke S, Grebing C, et al. 8×10^{-17} fractional laser frequency instability with a long room-temperature cavity[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(9): 2112-2115.
- [33] Matei D G, Legero T, Grebing C, et al. A second generation of low thermal noise cryogenic silicon resonators [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 723: 012031.
- [34] Zhang W, Robinson J M, Sonderhouse L, et al. Ultrastable silicon cavity in a continuously operating closed-cycle cryostat at 4 K [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(24): 243601.
- [35] Lodewyck J, Westergaard P G, Lemonde P. Nondestructive measurement of the transition probability in a Sr optical lattice clock[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(6): 061401.
- [36] Vallet G, Bookjans E, Eismann U, et al. A noise-immune cavity-assisted non-destructive detection for an optical lattice clock in the quantum regime[J]. *New Journal of Physics*, 2017, 19(8): 083002.
- [37] Shiga N, Takeuchi M. Locking the local oscillator phase to the atomic phase via weak measurement [J]. *New Journal of Physics*, 2012, 14(2): 023034.
- [38] Kohlhaas R, Bertoldi A, Cantin E, et al. Phase locking a clock oscillator to a coherent atomic ensemble [J]. *Physical Review X*, 2015, 5(2): 021011.
- [39] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, et al. Ultrastable optical clock with two cold-atom ensembles[J]. *Nature Photonics*, 2017, 11(1): 48-52.
- [40] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, et al.

- Quantum projection noise: population fluctuations in two-level systems[J]. *Physical Review A*, 1993, 47(5): 3554-3570.
- [41] Liu H, Zhang X, Jiang K L, et al. Realization of closed-loop operation of optical lattice clock based on ^{171}Yb [J]. *Chinese Physics Letters*, 2017, 34(2): 020601.
- [42] Lu X T, Zhou C H, Li T, et al. Synchronous frequency comparison beyond the Dick limit based on dual-excitation spectrum in an optical lattice clock [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, 117(23): 231101.
- [43] Lu X T, Yin M J, Li T, et al. Demonstration of the frequency-drift-induced self-comparison measurement error in optical lattice clocks [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2020, 59(7): 070903.
- [44] Li Y, Lin Y G, Wang Q, et al. An improved strontium lattice clock with 10^{-16} level laser frequency stabilization[J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(5): 051402.
- [45] Beloy K, Bodine M I, Bothwell T, et al. Frequency ratio measurements at 18-digit accuracy using an optical clock network [J]. *Nature*, 2021, 591(7851): 564-569.
- [46] le Targat R, Lorini L, le Coq Y, et al. Experimental realization of an optical second with strontium lattice clocks [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2109.
- [47] 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.
- [48] 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.
- [49] Lin Y G, Wang Q, Meng F, et al. A ^{87}Sr optical lattice clock with 2.9×10^{-17} uncertainty and its absolute frequency measurement [J]. *Metrologia*, 2021, 58(3): 035010.
- [50] Ovsiannikov V D, Marmo S I, Palchikov V G, et al. Higher-order effects on the precision of clocks of neutral atoms in optical lattices [J]. *Physical Review A*, 2016, 93(4): 043420.
- [51] Poli N, Barber Z W, Lemke N D, et al. Frequency evaluation of the doubly forbidden $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ transition in bosonic ^{174}Yb [J]. *Physical Review A*, 2008, 77(5): 050501.
- [52] Lodewyck J, Zawada M, Lorini L, et al. Observation and cancellation of a perturbing dc stark shift in strontium optical lattice clocks [J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 2012, 59(3): 411-415.
- [53] Beloy K, Zhang X, McGrew W F, et al. Faraday-shielded dc stark-shift-free optical lattice clock [J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120(18): 183201.
- [54] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, et al. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock [J]. *Science*, 2008, 319(5871): 1805-1808.
- [55] Westergaard P G, Lodewyck J, Lorini L, et al. Lattice-induced frequency shifts in Sr optical lattice clocks at the 10^{-17} level [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 210801.
- [56] Falke S, Schnatz H, Winfried J S R V, et al. The ^{87}Sr optical frequency standard at PTB [J]. *Metrologia*, 2011, 48(5): 399-407.
- [57] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, et al. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level [J]. *Nature*, 2014, 506(7486): 71-75.
- [58] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty [J]. *Nature Communications*, 2015, 6: 6896.
- [59] Lu X T, Yin M J, Li T, et al. An evaluation of the Zeeman shift of the ^{87}Sr optical lattice clock at the national time service center [J]. *Applied Sciences*, 2020, 10(4): 1440.
- [60] Falke S, Misera M, Sterr U, et al. Delivering pulsed and phase stable light to atoms of an optical clock [J]. *Applied Physics B*, 2012, 107(2): 301-311.
- [61] Peik E, Schneider T, Tamm C. Laser frequency stabilization to a single ion [J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2006, 39(1): 145-158.
- [62] Yuan J B, Cao J, Cui K F, et al. Suppression of servo error uncertainty to 10^{-18} level using double integrator algorithm in ion optical clock [J]. *Chinese Physics B*, 2021, 30(7): 070305.
- [63] Gao Q, Zhou M, Han C, et al. Systematic evaluation of a ^{171}Yb optical clock by synchronous comparison between two lattice systems [J]. *Scientific Reports*, 2018, 8(1): 8022.
- [64] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, et al. An optical lattice clock [J]. *Nature*, 2005, 435(7040): 321-324.
- [65] Takamoto M, Hong F L, Higashi R, et al. Improved frequency measurement of a one-

- dimensional optical lattice clock with a spin-polarized fermionic ^{87}Sr isotope [J]. *Journal of the Physical Society of Japan*, 2006, 75(10): 104302.
- [66] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, et al. Optical atomic clocks [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2015, 87(2): 637-701.
- [67] Beloy K, Hinkley N, Phillips N B, et al. Atomic clock with 1×10^{-18} room-temperature blackbody stark uncertainty [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(26): 260801.
- [68] Campbell G K, Boyd M M, Thomsen J W, et al. Probing interactions between ultracold fermions [J]. *Science*, 2009, 324(5925): 360-363.
- [69] Lemke N D, von Stecher J, Sherman J A, et al. P-wave cold collisions in an optical lattice clock [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(10): 103902.
- [70] Rey A M, Gorshkov A V, Kraus C V, et al. Probing many-body interactions in an optical lattice clock [J]. *Annals of Physics*, 2014, 340(1): 311-351.
- [71] Goban A, Hutson R B, Marti G E, et al. Emergence of multi-body interactions in a fermionic lattice clock [J]. *Nature*, 2018, 563(7731): 369-373.
- [72] Lee S, Park C Y, Lee W K, et al. Cancellation of collisional frequency shifts in optical lattice clocks with Rabi spectroscopy [J]. *New Journal of Physics*, 2016, 18(3): 033030.
- [73] Ludlow A D, Lemke N D, Sherman J A, et al. Cold-collision-shift cancellation and inelastic scattering in a Yb optical lattice clock [J]. *Physical Review A*, 2011, 84(5): 052724.
- [74] Swallows M D, Bishof M, Lin Y G, et al. Suppression of collisional shifts in a strongly interacting lattice clock [J]. *Science*, 2011, 331(6020): 1043-1046.
- [75] Koller S B, Grotti J, Vogt S, et al. Transportable optical lattice clock with 7×10^{-17} uncertainty [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(7): 073601.
- [76] Brown R C, Phillips N B, Beloy K, et al. Hyperpolarizability and operational magic wavelength in an optical lattice clock [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(25): 253001.
- [77] Grotti J, Koller S, Vogt S, et al. Geodesy and metrology with a transportable optical clock [J]. *Nature Physics*, 2018, 14(5): 437-441.
- [78] Poli N, Schioppo M, Vogt S, et al. A transportable strontium optical lattice clock [J]. *Applied Physics B*, 2014, 117(4): 1107-1116.
- [79] Kong D H, Wang Z H, Guo F, et al. A transportable optical lattice clock at the national time service center [J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(7): 070602.
- [80] Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, et al. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks [J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(7): 411-415.
- [81] Ohmae N, Takamoto M, Takahashi Y, et al. Transportable strontium optical lattice clocks operated outside laboratory at the level of 10^{-18} uncertainty [J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2021, 4(5): 2170015.
- [82] Schiller S, Görlitz A, Nevsky A, et al. Optical clocks in space [J]. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, 2007, 166: 300-302.
- [83] Pizzocaro M, Sekido M, Takefuji K, et al. Intercontinental comparison of optical atomic clocks through very long baseline interferometry [J]. *Nature Physics*, 2021, 17(2): 223-227.
- [84] Koyama Y. The use of very long baseline interferometry for time and frequency metrology [J]. *MAPAN-Journal of Metrology Society of India*, 2012, 27(1): 23-30.
- [85] Cromartie H T, Fonseca E, Ransom S M, et al. Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar [J]. *Nature Astronomy*, 2020, 4(1): 72-76.
- [86] Loh W, Stuart J, Reens D, et al. Operation of an optical atomic clock with a Brillouin laser subsystem [J]. *Nature*, 2020, 588(7837): 244-249.
- [87] Bongs K, Singh Y, Smith L, et al. Development of a strontium optical lattice clock for the SOC mission on the ISS [J]. *Comptes Rendus Physique*, 2015, 16(5): 553-564.
- [88] Japan aerospace exploration agency. Multi purpose small payload rack [EB/OL]. [2021-03-05]. <https://iss.jaxa.jp/en/kiboexp/pm/mspr/mspr.pdf>.
- [89] Wu J, Sun L L, You L, et al. Prospect for Chinese space science in 2016-2030 [J]. *Bulletin of Chinese Academy of Sciences*, 2015, 30(6): 707-720. 吴季, 孙丽琳, 尤亮, 等. 2016-2030 年中国空间科学发展规划建议 [J]. *中国科学院院刊*, 2015, 30(6): 707-720.
- [90] Dörscher S, Schwarz R, Al-Masoudi A, et al. Lattice-induced photon scattering in an optical lattice clock [J]. *Physical Review A*, 2018, 97(6): 063419.
- [91] Norcia M A, Young A W, Eckner W J, et al. Seconds-scale coherence on an optical clock transition in a tweezer array [J]. *Science*, 2019, 366(6461): 93-97.

- [92] Young A W, Eckner W J, Milner W R, et al. Half-minute-scale atomic coherence and high relative stability in a tweezer clock [J]. *Nature*, 2020, 588 (7838): 408-413.
- [93] 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.
- [94] Golovizin A, Fedorova E, Tregubov D, et al. Inner-shell clock transition in atomic thulium with a small blackbody radiation shift [J]. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 1724.
- [95] Kock O, He W, Swierad D, et al. Laser controlled atom source for optical clocks [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 37321.
- [96] Bowden W, Hobson R, Hill I R, et al. A pyramid MOT with integrated optical cavities as a cold atom platform for an optical lattice clock [J]. *Scientific Reports*, 2019, 9: 11704.
- [97] Lemonde P, Wolf P. Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap [J]. *Physical Review A*, 2005, 72(3): 033409.
- [98] Kolkowitz S, Bromley S L, Bothwell T, et al. Spin-orbit-coupled fermions in an optical lattice clock [J]. *Nature*, 2017, 542(7639): 66-70.
- [99] Hutson R B, Goban A, Marti G E, et al. Engineering quantum states of matter for atomic clocks in shallow optical lattices [J]. *Physical Review Letters*, 2019, 123(12): 123401.
- [100] Yin Mo J, Wang T, Lu X T, et al. Realization of Hz-level Rabi spectra in shallow optical lattice clock [EB/OL]. (2021-10-14) [2021-11-08]. <https://arxiv.org/abs/2110.07169>.