doi：10.11823/j.issn.1674-5795.2025.02.01

原子钟技术发展与“秒”定义变革

陈伟亮[1,2]，刘昆[1,2]，戴少阳[1,2]，郑发松[1,2]，左娅妮[1,2]，房芳[1,2*]
（1. 中国计量科学研究院，北京 100029；2. 国家市场监管重点实验室(时间频率与重力计量基准)，北京 100029）

摘　要：介绍了用作频率标准的高性能冷原子钟的发展现状，阐述了喷泉钟与光钟的基本原理、性能指标、在计量和其他领域的应用及发展趋势，分析了原子钟技术发展对“秒”定义变革的影响，探讨了“秒”定义变革的路径和现状。指出可通过提升相干作用时间、降低原子温度、优化不确定度评估策略等方式提升原子钟性能，提出通过时空一体化测量、优化引力红移评估手段、建立高水平洲际远程比对链路等方式，进一步提升原子钟的不确定度水平及扩大应用范围。

关键词：原子钟；喷泉钟；光钟；不确定度；秒定义

中图分类号：TB96；TH714；TN96　　**文献标志码**：A　　**文章编号**：1674-5795（2025）02-0005-21

Progress in atomic clocks and the redefinition of the "second"

CHEN Weiliang[1,2], LIU Kun[1,2], DAI Shaoyang[1,2], ZHENG Fasong[1,2], ZUO Yani[1,2], FANG Fang[1,2*]
(1. National Institute of Metrology of China, Beijing 100029, China；2. Key Laboratory of State Administration for Market Regulation (Time Frequency and Gravity Primary Standard), Beijing 100029, China)

Abstract: This paper introduces the current development status of high-performance cold atomic clocks serving as frequency standards, elaborates on the fundamental principles, performance specifications, applications in metrology and other fields, and development trends of fountain clocks and optical clocks. The analysis focuses on the impact of atomic clock technology advancements on the redefinition of the "second", explores the evolutionary pathways and current status of the redefinition of the "second". It is pointed out that the performance of atomic clocks can be improved by increasing the coherent interaction time, reducing the atomic temperature, and optimizing the uncertainty evaluation strategy. It is proposed that the uncertainty level of atomic clocks can be further improved and their application scope expanded by implementing integrated space-time measurements, optimizing the evaluation methods for gravitational redshift, and establishing high-level intercontinental remote comparison links.

Key words: atomic clock; fountain clock; optical clock; uncertainty; redefinition of second

0　引言

自1955年英国国家物理实验室(National Physical Laboratory，NPL)研制出首台铯原子钟以来[1]，原子钟技术已历经近70年的蓬勃发展，从氢原子到钍原子、从微波到光频、从电子能级跃迁到核能级跃迁、从拉比(Rabi)振荡到拉姆齐(Ramsey)分离振荡场技术、从热原子钟到冷原子/离子钟，伴随

收稿日期：2025-02-19；**修回日期**：2025-03-12
基金项目：国家重点研发计划项目(2021YFF0603801)；院基本科研业务费重点领域项目(AKYZD2511-2)
引用格式：陈伟亮，刘昆，戴少阳，等. 原子钟技术发展与“秒”定义变革[J]. 计测技术，2025，45(2)：5-25.
Citation：CHEN W L，LIU K，DAI S Y，et al. Progress in atomic clocks and the redefinition of the "second"[J]. Metrology & Measurement Technology，2025，45(2)：5-25.

着激光技术、光梳技术(Optical Frequency Comb，OFC)等前沿技术的进步，原子钟的性能指标不断提升。

本文从原子钟技术发展的历程出发，重点介绍了近30年守时钟、喷泉钟及光钟等基准钟的技术发展，详细阐述了现行“秒”定义复现装置——铯原子喷泉钟以及下一代“秒”定义复现装置——光钟的工作原理和不确定度评估方法，探讨了原子钟频率比对技术，并介绍了“秒”定义变革路线图，最后对原子钟的应用前景及发展趋势进行展望。

1 原子钟的发展现状

时钟是人们日常生活和生产的基本计时工具，从早期的滴漏、摆钟、机械表演进至电子表，科技的进步和对计时精度的追求推动了时钟的持续发展，也促进了时间单位“秒”定义的不断完善。早期，人们通过观察天体运动和昼夜更替来计时，并将时间单位定义为“天文秒”，其中，“平太阳秒”和“历书秒”属于“天文秒”的范畴。“平太阳秒”依据地球自转的平均周期，将1天分为86 400 s，从而得到了1 s的长度，但由于地球自转速度受到潮汐摩擦等因素影响，平太阳秒的精度有限；“历书秒”基于更为稳定的地球公转周期，定义1 s为1900年1月0日12时起算的回归年长度的1/31 556 925. 974 7，但因其参数固定，无法适应未来可能出现的天文变化或新的科学发现。随着量子力学的建立和发展，国际计量学界发现原子内部电子能级间的特征跃迁频率具有比天文现象更高的稳定度，其不随时间和地点的变化而变化，因此能够作为标准频率的可靠依据，从而奠定了采用原子内电子能级间的跃迁频率作为时间标准的理论基础。1967年，国际单位制(International Systemof Units，SI)将基本单位“秒”定义为基于铯原子基态超精细能级跃迁的频率，称为“原子秒”。

原子钟作为伴随原子时间标准出现的时间计量工具，最初是复现现行“秒”定义的基准装置。从1955年首台铯原子钟诞生到基于原子钟的卫星导航技术得到广泛应用，原子钟已经突破实验室范畴，不仅在日常生活中发挥着关键作用，还是国防安全体系的重要保障。

作为原子钟的重要应用领域，时间频率计量体系通过复现“秒”定义的基准钟和产生原子时标的商品守时钟构建标准时间，并依据高稳定的时频比对技术实现溯源比对和应用。商品守时钟包括氢(H)钟、铯(Cs)束钟、铷(Rb)钟、芯片钟等；用于驾驭原子时标的基准钟包含直接复现“秒”定义的铯基准钟以及复现“秒”的次级表示的多种光钟及铷喷泉钟。下文将介绍高指标地面守时钟、冷原子喷泉钟及光钟的发展现状。另外，小铷钟主要用于星载钟，芯片钟的技术指标相较地面守时钟有一定差距，本文不做介绍。

1.1 高指标地面守时钟

目前，国内外高指标的地面守时钟主要包括三类：氢钟、铯束钟、冷原子守时钟。

1.1.1 氢钟

氢钟分为主动型和被动型。

1）主动型氢钟

主动型氢钟基于氢原子基态超精细结构跃迁原理，将存储泡内氢原子辐射出相应跃迁信号作为钟信号，具有极高的中短期频率稳定度。最优的主动型氢钟秒稳定度可达到2×10^{-14}，天稳定度达到3×10^{-16}。主动型氢钟稳定度主要受原子束流波动、谐振腔温度波动、腔频变化及磁场环境变化等因素影响；而原子与腔壁碰撞引起的氢钟频率漂移是限制其长期稳定度的主要因素之一。目前，国内主要研发机构包括航天科工二院203所、上海天文台；国外主要研发机构有俄罗斯的VREMYA-CH、美国的MICROSEMI和瑞士的T4S[2]。

2）被动型氢钟

被动型氢钟利用氢原子的能级跃迁谱线对激励信号进行鉴频，通过锁频环路，将压控晶振的频率锁定在原子跃迁谱线中心频率上。相较于主动型氢钟，被动型氢钟体积较小，稳定度指标较低，秒稳定度在5×10^{-13}左右。被动氢钟因体积小、功耗低等特点多被用于星载系统。然而同等体积和功耗条件下铯束钟具有更小的频率漂移，因此，铯束钟成为守时实验室的优先选择。

1.1.2 铯束钟

铯束钟是基于^{133}Cs原子基态的超精细能级跃

迁原理的原子钟，当铯原子束通过真空管时，磁场或抽运光可以选择特定能级的原子，这些原子依次通过2个微波场完成Ramsey跃迁，通过测量能级跃迁几率并利用伺服控制系统将微波频率锁定于原子共振频率，最终输出标准频率信号。铯束钟具有优异的频率稳定度和不确定度，例如：德国联邦物理技术研究院（Physikalisch-Technische Bundesanstalt，PTB）研制的实验室型铯束钟[3]，其可采用5 m的铯束管使Ramsey作用较长时间，并实现100 Hz量级的频率线宽，3×10^{-15}的天稳定度和3×10^{-15}的不确定度指标。用于守时的铯束钟主要是小型铯束钟，其铯束管长度通常小于50 cm，Ramsey作用时间较短，天稳定度通常优于1×10^{-14}，优良条件下其天稳定度可以达到5×10^{-15}[4]。目前，小型铯束钟主要有磁选态和光抽运两种，磁选态铯束钟代表型号为MICROCHIP5071铯钟，而光抽运铯束钟尚未在市场上大规模运用。国内也有部分单位（如北京大学）已研制出磁选态和光检测相结合的小型铯束钟。需要指出的是：铯束钟需要加热气化原子形成热铯束，并利用电子倍增技术放大原子信号，因此铯束管、电子倍增管是限制小型铯束钟使用寿命的主要因素。同时，较宽的Ramsey干涉条纹限制了其稳定度的提升空间。另外，双微波腔设计及热原子效应导致其微波腔相位差频移及多普勒（Doppler）频移较大，难以实现更高指标的频率不确定度水平。

1.1.3 冷原子守时钟

冷原子守时钟包括下落式和积分球冷原子微波钟，是继喷泉钟之后出现的稳定度高、以守时为目标的守时装置。

1）下落式冷原子微波钟

下落式冷原子微波钟利用激光冷却技术将原子冷却并囚禁后，关闭冷却激光和磁场，原子自由下落并与微波腔内微波发生Ramsey作用，然后下落到探测区完成量子态检测，检测信息被反馈给晶振以实现频率锁定。与热铯束钟相比，其原子温度可降至μK量级。原子扩散速度较慢，可以使用较短的单个微波腔实现Ramsey作用以减少腔相位差的影响，同时也可以获得较高的探测信噪比，进而提升稳定度。目前，美国SDI公司（Spectra Dynamics，Inc.）已成功研制商品化小型下落式冷原子微波钟cRb-Clock，其频率稳定度小于$7\times10^{-13}\tau^{-1/2}$，频率天稳定度达到$2.9\times10^{-15}$，准确度为$10^{-15}$量级，天频率漂移约为$1\times10^{-17}$，体积为22 cm × 37 cm × 32 cm，重量为28 kg[5-6]。国内，中国计量科学研究院（National Institute of Metrology，NIM）也开展了相关研究，并已实现原子冷却、下落、微波Ramsey作用以及初步频率锁定。

2）积分球冷原子微波钟

积分球冷原子微波钟采用漫反射技术冷却原子，该技术无需严格的6束正交准直激光，只需要利用多模光纤将激光引入微波腔，在腔内多次漫反射形成冷却光场。积分球腔既可以作为产生漫反射光场的光学元件以实现对原子的冷却，又可以作为微波腔使原子发生Ramsey跃迁以获得鉴频谱线。目前，法国巴黎天文台联合μQUANS公司开发了基于球形腔的商品化积分球钟Muclock，其频率稳定度优于$4\times10^{-13}\tau^{-1/2}$，天稳定度达到$2.0\times10^{-15}$，准确度优于$5.0\times10^{-15}$，体积为145 cm × 55 cm × 80 cm，重量为135 kg[7]。国内，中国科学院上海光机所研制了基于圆柱形微波腔的积分球钟，与Muclock相比，其体积和重量更小、功耗更低，频率稳定度达$5.4\times10^{-13}\tau^{-1/2}$，天稳定度达$2.9\times10^{-15}$[8-9]。积分球冷却方法可以捕获更宽速度范围内的原子，提高冷却效率。与传统原子钟相比，积分球钟结构简单，无需磁光阱（Magneto-Optical Trap，MOT）俘获原子所需的大磁场，因此具有体积小、重量轻、功耗低等优点，可作为小型星载冷原子微波钟，在空间导航定位系统等领域发挥重要作用。

1.2 喷泉钟

与守时钟主要关注频率稳定度不同，作为复现“秒”定义的基准钟通常采用更全面的频率不确定度作为评价指标，该指标主要分为A类和B类。A类不确定度反映喷泉钟的稳定度，通常采用阿伦（Allan）方差表征，且其数值随着采样时间的延长逐渐减小；B类不确定度则表示频率修正过程中的不确定度。

为消除铯束钟双微波作用区引入的微波腔相位差影响，美国麻省理工学院Zacharias提出了喷

泉钟的方案[10]。在该方案中，原子做喷泉状上抛运动，在重力作用下，其上升和下落阶段会与同一微波场发生2次作用，完成Ramsey干涉。这种方案中的单一微波场不仅可以缩小装置体积，还可以消除双微波场相位差引进的误差。但是受限于当时原子的温度过高和速度分布过宽等技术瓶颈，该实验未能成功。随着20世纪90年代激光冷却原子技术的发展[11-12]，喷泉钟方案得以实现。激光可以将原子团温度冷却至μK量级（接近绝对零度），扩散速度降至cm/s量级。原子经过喷泉式上抛与下落运动，其经过Ramsey腔时的跃迁几率可被探测到，进而得到钟信号，这实现了微波信号到原子跃迁频率的锁定。1995年，法国时间-空间参考系统实验室（Systèmes de Référence Temps-Espace，SYRTE）的CLAIRON A研究团队研制成功了第一台激光冷却铯原子喷泉钟[13]，将复现“秒”定义的不确定度指标较热铯束钟提高了2个数量级。之后，十多个国家和地区的计量机构相继开展相关研究，使铯原子喷泉钟成为新一代的基准钟。截至最新统计，已有11个国家21台喷泉钟向国际计量局报送数据[14]，共同驾驭国际原子时（International Atomic Time，TAI）。目前，PTB、SYR-TE、俄罗斯国家技术物理及无线电工程研究院（Russian Metrological Institute of Technical Physics and Radio Engineering，VNIIFTRI）和NPL等多个国家铯原子喷泉钟的A类不确定度和B类不确定度均可以达到4×10^{-16}以下[15]。我国在该领域也取得了重要进展，中国计量科学研究院研制的NIM5铯原子喷泉钟和中科院国家授时中心（National Time Service Center，NTSC）研制的NTSC-CsF2铯原子喷泉钟已参与国际原子时的驾驭工作。B类不确定度是由影响系统输出频率的各项物理因素引入的。这些因素主要包括二阶塞曼频移、微波功率相关频移、冷原子碰撞频移、引力红移和黑体辐射频移等。美国国家标准与技术研究院（National Institute of Standards and Technology，NIST）和意大利国家计量研究院（Istituto Nationale di Ricerca Metrologica，INRIM）通过将整个物理系统置于低温环境，将黑体辐射引入的不确定度降至1.0×10^{-17}左右[16-17]；法国和英国则采用宾夕法尼亚州立大学教授GIBBLE K提出的微波腔相位差评定方法[18]，将微波相关频率不确定度降至2×10^{-16}以下[19-20]；法国还采用绝热快通过方法控制原子云密度，即使在原子数较多的条件下，该方法也可以将冷原子碰撞频移不确定度控制在1×10^{-16}以下[21]。

表1中统计了国际计量局（Bureau International des Poids et Measures，BIPM）第443期时间公报中各国家报数喷泉钟的频率不确定度指标[15]。其中，u_A、u_B分别为喷泉钟的A类和B类不确定度，u为喷泉钟总不确定度（包含链路不确定度）。

表1　报数喷泉钟频率不确定度

Tab.1　Uncertainties of the report fountain clocks

喷泉钟	$u_A/10^{-15}$	$u_B/10^{-15}$	$u/10^{-15}$
NTSC-CsF2	0.42	0.43	0.62
SYRTE-FO1	0.25	0.46	0.55
SYRTE-FO2	0.40	0.28	0.58
SYRTE-FORb	0.40	0.23	0.57
PTB-CSF1	0.08	0.34	0.37
PTB-CSF2	0.11	0.17	0.24
Su-CsFO2	0.15	0.22	0.39
NIM5	0.31	0.68	0.77

喷泉钟的稳定度主要受限于本振源的相位噪声。近年，随着超稳微波技术的发展，SYRTE[22]、PTB[23]、日本信息通信研究所（National Institute of Information and Communications Technology，NICT）[24]、NIM[25]和NTSC[26]先后使用超稳微波源作为喷泉钟本振源，使喷泉钟的短期稳定度显著提升，达到或接近量子噪声极限。其中，德国PTB-CSF2通过与离子光钟的拍频测量，实现了$2.5\times10^{-14}\,\tau^{-1/2}$的稳定度。同时一些新型喷泉钟系统如连发喷泉钟[27]、连续原子钟[28]、多抛喷泉钟[29]等也取得了显著进展。

除了铯原子喷泉钟外，铷原子喷泉钟因其碰撞频移小、激光光源性能好等优点，引起了众多机构的研究兴趣[30-36]。铷原子超精细能级跃迁频率是“秒”定义的次级表示之一，目前，铷原子喷泉钟既可以作为基准钟参与国际原子时的共同驾驭，也可以作为守时钟参与生成国际原子时。

1.3 光钟

光钟是以光学波段原子能级跃迁频率为参考的原子钟，其基本原理与微波波段的喷泉钟类似，通过将激光频率锁定至原子光学跃迁来实现超高稳定度的频率输出。由于光钟工作频率比传统微波钟高4～5个数量级，因此光钟具有更高的频率稳定度，其不仅能够更精确地观测物理现象，还对卫星导航、通信技术及计算机网络同步等应用领域产生了重要影响。

光钟主要分为中性原子光钟和离子光钟两大类。随着离子阱技术的早期发展，研究人员于1973年提出利用囚禁离子实现光学频率测量的构想[37]，但当时要实现精确的光学频率测量仍面临巨大挑战。2000年，光梳技术的出现极大地简化了光学频率与微波频率的连接[38]，使光学频率测量变得简便可行，推动了光梳技术在光学频率测量中的广泛应用。2001年，NIST推出了秒稳定度达到7×10^{-15}的汞离子(Hg^+)光钟[39]；2010年，NIST研制的铝离子(Al^+)光钟的B类不确定度达到了10^{-18}量级[40]，在2019年，其B类不确定度进一步降至10^{-19}量级[41]；2024年，NPL的镱离子(Yb^+)光钟系统的不确定度也达到了2.2×10^{-18}[42]。

在KATORI H提出魔术波长光晶格囚禁中性原子的方案后[43]，基于中性原子的光钟取得了显著进展[44-59]。2013年，NIST的镱(Yb)原子光晶格钟稳定度达到10^{-18}量级[60]；2024年，实验天体物理学联合研究所(Joint Institute of Laboratory Astrophysics，JILA)研制的锶(Sr)原子光晶格钟不确定度达到8.1×10^{-19}[61]。

目前，离子光钟的B类不确定度主要来源为黑体辐射[62-63]、附加微运动和光频移[41]，而中性原子光钟的最大B类不确定度则来源于黑体辐射和交流Stack效应[61]。为提升光钟性能，研究人员提出了多离子光钟和重电荷离子光钟两种方案[64-65]，同时可搬运光钟的研发也在积极推进，以满足光钟直接比对的需求[66]。

2016年，法国SYRTE向BIPM提交了锶光晶格钟的频率数据[67]，实现了光钟参与驾驭国际原子时。之后，相继有8个国家的9台光钟向BIPM提交数据[14, 65, 68-70]，为国际原子时的生成做出重要贡献。目前，全球约9个国家的17个研究机构开展了光钟的相关研究，研究结果如表2所示。

表2　各国光钟研究结果统计

Tab.2　Statistics on the results of optical clock research in various countries

国家	研究所	离子/原子种类	B类不确定度
美国	NIST	^{171}Yb	1.4×10^{-18}
		$^{27}Al^+$	9.4×10^{-19}
		$^{199}Hg^+$	2.3×10^{-17}
	JILA	^{87}Sr	8.1×10^{-19}
德国	PTB	^{87}Sr	3.0×10^{-17}
		$^{171}Yb^+$	2.7×10^{-18}
法国	SYRTE	^{87}Sr	4.1×10^{-17}
		^{199}Hg	5.7×10^{-15}
英国	NPL	^{87}Sr	1.0×10^{-17}
		$^{88}Sr^+$	3.4×10^{-15}
		$^{171}Yb^+$	2.2×10^{-18}
日本	NICT	^{87}Sr	7.0×10^{-17}
		$^{40}Ca^+$	2.3×10^{-15}
	RIKEN	^{87}Sr	7.2×10^{-18}
	NMIJ	^{171}Yb	3.9×10^{-15}
		^{87}Sr	1.2×10^{-15}
加拿大	NRCC	$^{88}Sr^+$	1.2×10^{-17}
韩国	KRISS	^{171}Yb	2.6×10^{-16}
意大利	INRIM	^{171}Yb	2.6×10^{-17}
中国	NIM	^{87}Sr	6.5×10^{-18}
	APM	$^{40}Ca^+$	3.0×10^{-18}
	ECNU	^{171}Yb	4.7×10^{-18}
	USTC	^{87}Sr	4.4×10^{-18}
	APM	$^{27}Al^+$	3.1×10^{-18}
	HUST	$^{27}Al^+$	1.6×10^{-18}
	NTSC	^{87}Sr	5.1×10^{-17}

注：日本理化学研究所(Institute of Physical and Chemical Research, RIKEN)；日本国家计量科学研究院(National Metrology Institute of Japan, NMIJ)；加拿大研究委员会(National Research Council Canada, NRCC)；韩国标准和科学研究院(Korea Research Institute of Standards and Science, KRISS)；中科院精密测量科学与技术创新研究院(Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, APM)；华东师范大学(East China Normal University, ECNU)；中国科学技术大学(University of Science and Technology of China, USTC)；华中科技大学(Huazhong University of Science and Technology, HUST)。

2 Rabi振荡与Ramsey干涉

基准钟通常为被动型微波原子钟，其工作原理如图1所示。系统以本振源（晶振或者超稳微波源）产生的5、10、100 MHz等标准频率为基准，经分配放大器分为两路：一路直接输出；另一路通过频率综合器产生用于检测原子跃迁的钟频率，即通过倍频、分频、合频等方式得到特定频率数值，该频率信号作用于原子系综，诱导原子能级跃迁，随后利用跃迁几率作为误差信号反馈至本振源，最终实现本振源频率与原子跃迁频率的锁定[71]。

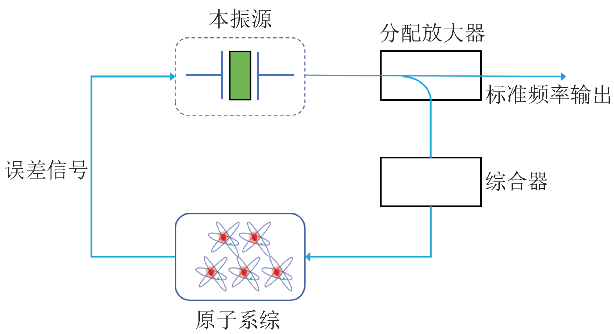


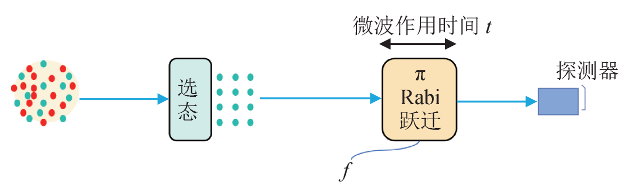
图1 被动型原子钟工作原理

Fig.1 Operating principle of passive atomic clock

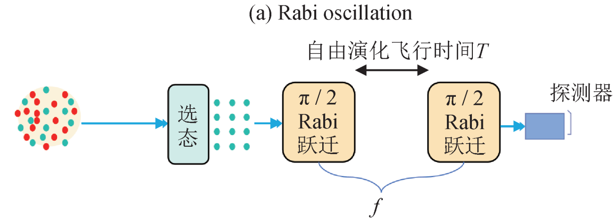
原子跃迁包括Rabi振荡和Ramsey干涉两种机制。将原子简化成二能级系统，即基态$|g>$和激发态$|e>$ 2个能级。2个能级之间的原子跃迁频率为f_{eg}，当电磁辐射场的频率f与f_{eg}相等时，将发生共振，从而产生Rabi振荡。如图2(a)所示，1束原子从原子炉中喷出后被制备至基态$|g>$。在微波场R的作用下，原子以Rabi频率Ω在基态$|g>$和激发态$|e>$之间随着微波作用时间t振荡。当$\Omega t=\pi$时，原子完成从基态到激发态的完整跃迁；当$\Omega t=\pi/2$时，原子处在基态与激发态的叠加态，即$\left(|g>+|e>\right)\big/\sqrt{2}$。这2种微波场脉冲分别称为π脉冲和π/2脉冲。当$\Omega t=\pi$时，扫描输入微波频率$f$，可以得到Rabi跃迁曲线，如图3(a)所示。

Ramsey干涉工作原理如图2(b)所示。首先，被制备至基态$|g>$的原子依次通过两个相位相同的微波场$R1$和$R2$，并在2次微波作用之间经历一段自由演化飞行时间T。当$R1$中的微波脉冲强度设置为π/2时，原子发生π/2跃迁，此时，原子处在基态和激发态几率相等的叠加态。随后，原子在T时间内自由演化，进入$R2$时，$R2$施加一个同样为π/2的微波脉冲。原子和微波累积的相位差$\Delta\varphi=2\pi\left(f_{eg}-f\right)T=2k\pi$，$k=0$时，微波频率与原子跃迁频率一致；$k$为整数时，$R1$和$R2$两个微波脉冲与原子的相位一致，微波作用效果叠加，原子刚好经历了两个π/2的Rabi振荡，发生π跃迁，最终跃迁至激发态$|e>$。如果$\Delta\varphi=(2k+1)\pi$，第2个微波脉冲刚好抵消了第1个脉冲的作用，原子又回到了基态$|g>$。因此，基态或者激发态的几率为$P_g=1-P_e=(1-\cos\Delta\varphi)/2$。探测器通过测量$|g>$与$|e>$态的原子数计算得到原子跃迁几率。当$f$在$f_{eg}$附近扫描时，$P_g$和$P_e$呈现出$1/T$为间隔的干涉条纹，如图3(b)所示。

将微波频率锁定至Rabi曲线或Ramsey中央条纹的峰值f_{eg}时，就可得到标准频率输出，这是原子钟的核心工作机制。



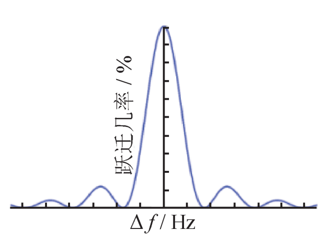
(a) Rabi 振荡
(a) Rabi oscillation



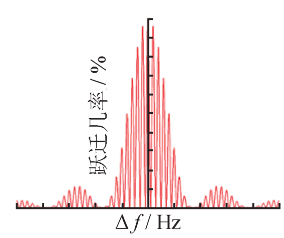
(b) Ramsey干涉
(b) Ramsey interference

图2 Rabi振荡和Ramsey干涉原理

Fig.2 Principle of Rabi oscillation and Ramsey interference



(a) Rabi跃迁曲线
(a) Rabi curve



(b) Ramsey干涉条纹
(b) Ramsey fringes

图3 Rabi曲线和Ramsey条纹

Fig.3 Rabi curve and Ramsey fringes

3　铯原子喷泉钟原理

为提高原子钟的稳定度，需压缩Ramsey条纹线宽，这就需要延长原子的干涉时间T。冷原子喷泉技术可以有效延长原子的干涉时间。喷泉钟利用激光俘获原子并制冷原子，使原子温度至μK量级，并通过移动光学黏胶(Optical Molasses，OM)将原子上抛，形成原子喷泉。原子在上抛下落过程中经过同一微波腔(Ramsey腔)，完成Ramsey跃迁，最终锁定微波频率并得到钟信号。

3.1　铯原子喷泉钟基本结构与单个周期运行过程

铯原子喷泉钟包括真空物理系统、激光光学系统、微波频率综合器和电子控制系统。真空物理系统为原子与光和微波作用提供场所，主要部件包含真空腔体、磁屏蔽装置、地磁补偿系统、微波腔等。激光光学系统负责提供用于俘获冷却原子的冷却光和重泵浦光以及用于激发原子荧光信号的探测光，并根据需要对这些光源进行变频变幅处理。微波频率综合器提供选态微波和激励微波，其中，激励微波需要使用低相位噪声的本地振荡器，通常采用氢钟或者锁相至氢钟的超稳晶振作为参考源。电子控制系统控制各部件按照喷泉钟的时序精确地使原子与光和微波发生作用。喷泉钟的运行原理如图4所示，其结构从下到上分别是冷原子制备与上抛区、微波选态腔、推光和探测光区以及喷泉管(包括Ramsey微波腔)。这些区域均处于10^{-7} Pa的真空下，原子通过真空封装的光窗和微波馈线分别与外界激光和微波发生作用。原子先后经历了冷却俘获、上抛和后冷却、选态制备、Ramsey腔微波鉴频、探测荧光信号5个过程后，计算机从探测到的原子荧光信号中提取频差信号，通过比例-积分(Proportional-Integral，PI)锁定方法将本地振荡器的频率锁定到原子的Ramsey谱线中央条纹的峰位上。

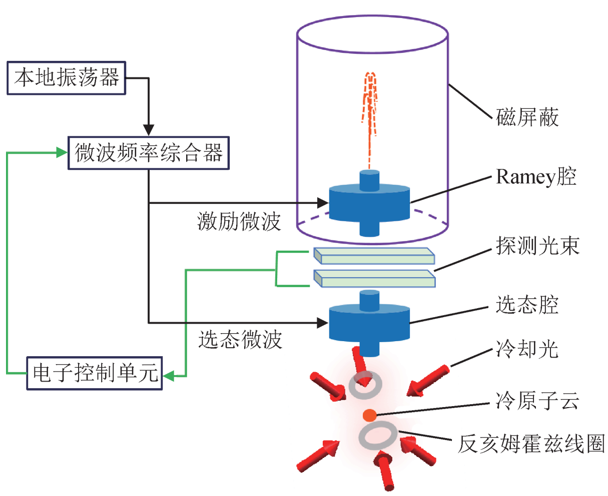


图4　铯原子喷泉钟运行原理

Fig.4　Operating principle of cesium fountain clock

3.1.1　*原子的冷却俘获*

铯原子喷泉钟的核心技术为冷原子的制备和操控。图5为^{133}Cs原子的能级结构图，激光冷却过程为$D2$谱线的$|F=4>\rightarrow|F'=5>$循环跃迁，然而冷却过程中部分原子会以较小几率跃迁至$|F=3>$态，为防止原子在此态累积成为“暗态”，需使用$|F=3>\rightarrow|F'=4>$激光作为重泵浦光，将原子抽运至$|F=4>$态。目前，激光冷却俘获的通用技术是磁光阱技术[12]。该技术通过1对反亥姆霍兹线圈形成梯度磁场，结合3对正交布置的圆偏振激光场以及1束重泵浦激光在磁场零点中心区域形成磁光阱，从而实现原子的冷却俘获。该技术具有较高的原子俘获效率，有利于提高信噪比和短期稳定度，但由于原子云密度大，会引入较大的碰撞频移。另一种技术是不使用磁场，直接使用激光形成的光学黏胶来冷却原子。虽然这种技术获得冷

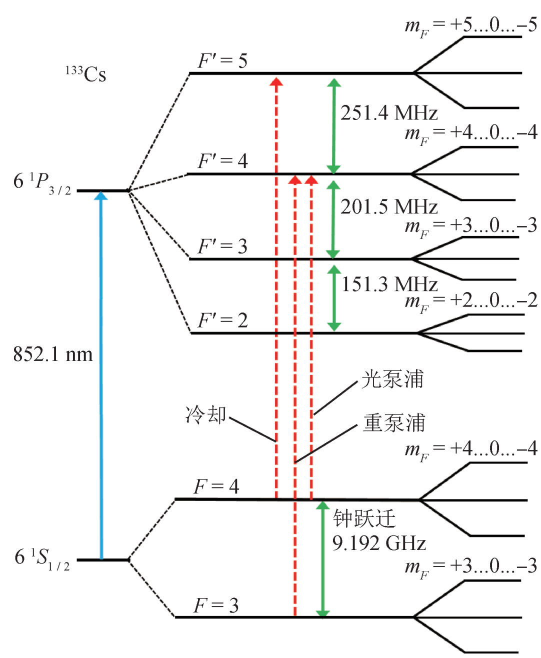


图5　^{133}Cs原子的能级结构

Fig.5　Energy levels of ^{133}Cs atom

原子的效率较低，但冷原子密度也较低，这有助于降低碰撞频移。

3.1.2 原子的上抛和后冷却

通过磁光阱或光学黏胶冷却后，原子的温度约为100 μK，仍需使用偏振梯度冷却技术进一步冷却原子，即为后冷却。该技术通过使冷却激光频率大幅失谐(数十MHz)并显著降低光强，实现亚Doppler冷却，将原子温度降至μK量级。原子上抛是利用频率分别为f_1和f_2的上下激光束之间的相对失谐量，形成移动的光学黏胶，其原理如图6所示。在移动坐标系中，运动速度为v的原子要满足感受到的对射光频率相等，即$2\boldsymbol{k}v = f_2 - f_1$($\boldsymbol{k}$为波矢)，通过调节对射光的失谐量，可以实现所需的原子抛射速度。

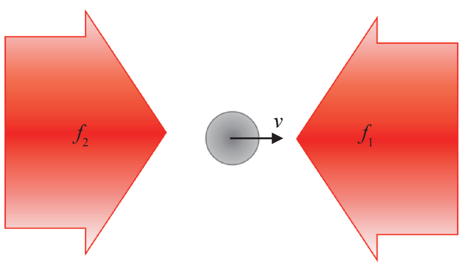


图6 移动光学黏胶原理图

Fig.6 Principle of moving optical molasses

3.1.3 原子的选态制备

经过冷却上抛的^{133}Cs原子均匀地分布在$|F = 4>$的9个塞曼子能态上。选态过程采用外加轴向磁场引起塞曼子能态劈裂，使得只有$|F = 4, m_F = 0> \rightarrow |F = 3, m_F = 0>$的跃迁频率与微波频率共振，从而在共振条件下发生Rabi跃迁，将处在$|F = 4, m_F = 0>$能态的原子跃迁到$|F = 3, m_F = 0>$能态，而其他塞曼子能态的原子仍保持在$|F = 4>$能态。随后，原子继续上行至推光与探测光区，$|F = 4> \rightarrow |F' = 5>$的行波光场对处于$|F = 4>$态的原子产生作用，使其受热并被推离，最终只剩下处于钟态$|F = 3, m_F = 0>$的冷原子，从而完成了原子选态制备。值得注意的是，对于^{133}Cs原子，仅有1/9的上抛原子最终被制备到$|F = 3, m_F = 0>$钟态，存在显著损耗。为提高原子制备效率，可采用光抽运技术[72-73]，即利用$D2$线$|F = 4> \rightarrow |F' = 4>$的π跃迁。但由于$|F = 4, m_F = 0>$到$|F' = 4, m_F = 0>$为禁忌跃迁，因此$|F = 4, m_F = 0>$成为暗态，使得更多原子汇聚到此态，从而增加钟态原子数。同时，需利用$|F = 3> \rightarrow |F' = 4>$的重泵浦光将回落到$|F = 3>$态的原子重新抽运到$|F = 4>$态，再经过选态微波腔，使大部分上抛原子最终制备到$|F = 3, m_F = 0>$钟态。

3.1.4 Ramsey腔微波鉴频

经过选态制备得到的$|F = 3, m_F = 0>$态的冷原子继续上行，进入Ramsey微波腔。Ramsey微波腔是上下开孔的柱形微波腔，微波模式为TE_{011}。在上行过程中，原子穿过Ramsey微波腔上行至顶点，然后下落，下落过程中再次穿过Ramsey微波腔。此结构设计使原子在2次与相同微波场相互作用之间获得一段自由演化时间，从而形成Ramsey干涉。一般喷泉钟，自由演化时间T约为0.5 s，对应Ramsey的条纹线宽约为1 Hz。

3.1.5 原子荧光信号的探测

经过Ramsey干涉后的冷原子继续下落，进入探测光束区，利用上下2束探测光束可探测冷原子在$|F = 4>$和$|F = 3>$两个能态上的分布情况N_4和N_3，进而计算出跃迁几率$P = N_4/(N_3 + N_4)$。原子荧光信号探测的具体流程如下：首先，原子下落至上探测光束，使用频率接近$|F = 4> \rightarrow |F' = 5>$跃迁频率的探测光照射原子，处于$|F = 4>$态上的原子受激发产生荧光，在与探测光垂直的方向上收集荧光信号N_4，此信号与$|F = 4>$态原子数成正比；其次，在该探测驻波场遮挡部分反射光形成行波场，对已探测的$|F = 4>$态原子进行加热并将其推离；最后，原子继续下落至下探测光束，同时施加探测光和$|F = 3> \rightarrow |F' = 4>$重泵浦光，将处于$|F = 3>$态的原子抽运至$|F = 4>$态进行第2次探测，得到$N_3$，即可计算出跃迁几率$P$。

铯原子喷泉钟向Ramsey微波腔输入经频率方波调制的微波信号，使得Ramsey干涉交替出现在Ramsey中央条纹两侧的半高点上(跃迁几率P = 0.5附近)。通过提取左右跳频的跃迁几率差值作为误差信号，并经PI控制锁定，从而确保本振频率锁定至铯原子能级跃迁频率上。

3.2 铯原子喷泉钟的不确定度评定

铯原子的钟跃迁频率会因受到周围磁场、光

场、温度辐射场以及原子碰撞等因素的影响而发生偏移。因此，对基准钟来说，对影响其输出频率的各项物理因素进行修正，并进行不确定度评估至关重要。依据喷泉钟的工作原理，需对以下物理效应引入的频移进行评定修正：二阶塞曼频移、冷碰撞频移、微波功率相关频移、黑体辐射频移、引力红移、Majorana效应、光频移、腔牵引频移以及背景气体碰撞频移等。下面着重介绍了影响基准钟输出频率的几项主要频移因素，其他均在10^{-17}量级及以下的频移项可忽略不计。

3.2.1　二阶塞曼频移

喷泉管外部配置通电螺线管，在Ramsey干涉区间产生垂直方向约百nT的均匀磁场(C场)。该磁场提供量子轴，消除铯原子塞曼能级的简并状态，使原子仅发生$|F=3, m_F=0>$至$|F=4, m_F=0>$的钟跃迁。因为原子跃迁发生在磁量子数为0的磁不敏感跃迁状态，所以C场带来的系统频移只有二阶塞曼效应。一般来说，二阶塞曼频移在$10^{-14}\sim10^{-13}$量级，是铯原子喷泉钟中最大的频移项之一。为精确计算此项频移及其不确定度，需要精确测量C场分布，最常用的办法是利用$|F=3, m_F=1>$至$|F=4, m_F=1>$的磁敏跃迁Ramsey谱，测量原子上抛到不同高度处磁敏跃迁Ramsey中心条纹的位置，再通过逆卷积方法重构磁场分布。

3.2.2　冷碰撞频移

在冷原子云中，原子间的碰撞会引起频移效应。碰撞频移系数与原子的碰撞截面、原子云温度、初始原子云体积以及原子干涉区态分布密切相关，在上述条件不变的情况下，碰撞引起的频移量与原子云密度成正比。铯喷泉基准钟通常在高、低密度两种工作状态下测得2个频率值，再通过线性拟合得到零密度下的频率。值得注意的是，不同原子的碰撞截面不同，例如：铷原子的碰撞截面比铯原子小1～2个数量级。

3.2.3　微波功率相关频移

在铯原子喷泉钟的系统中，与微波相关的频移项包括微波谱不纯、微波泄漏、微波腔相位差等。微波谱不纯是指微波场在钟跃迁频率附近因存在不对称杂散边带而引起频移，为降低该项频移，必须在对微波源设计加工时压低噪声。微波泄漏是指馈入Ramsey腔的微波通过耦合腔、截止波导以及装配缝隙等泄漏到腔外，并与冷原子相互作用产生频移，此项频移可通过增加微波干涉开关来确定其频移值和不确定度。微波腔相位差是由Ramsey腔中各位置存在的微弱行波场产生的。另外，原子上抛下落方向、Ramsey腔中心轴向和竖直方向三者之间存在角度偏差，这使得原子上抛和下落时经历的Ramsey腔位置不同，进而感受到的相位也不同，从而产生频率误差。为消除此误差，需对Ramsey腔的倾斜角度进行调节，并通过在不同共振频率上测量计算来进行补偿。

3.2.4　黑体辐射频移

在冷原子发生Ramsey干涉时，周围环境热辐射与原子相互作用，并通过交流Stark效应引起频移。黑体辐射频移是关于绝对温度T的函数，通过精准控制测量周围温度或者将系统置于低温区，可以有效降低此项频移引入的不确定度。

3.2.5　引力红移

引力红移源于相对论效应，反应引力场对频率的影响。由于不同海拔的引力势存在差异，喷泉钟所测得的频率也会有所不同。例如在海平面附近，1 m的高度差可产生约1.1×10^{-16}的相对频率差异。因此，进行喷泉钟比对时，须确保海拔高度一致，否则需对引力红移进行修正。

4　光钟原理

与喷泉钟原子做上抛下落运动不同，光钟原子在态探测过程中一直被囚禁在势阱内，其工作流程如下：首先，参考样品通过激光冷却至拉姆-迪克(Lamb-Dicke)区域，在该区域内探测光的波长远大于原子/离子约束区域；其次，样品被制备到钟态，当引入高稳钟激光诱发钟跃迁后，对原子态进行探测，并将跃迁几率作为误差信号锁定钟激光频率到钟跃迁上。如图7所示，光钟包括本振，即超稳激光(Ultra-Stable Laser，USL)，量子参考系统(离子或中性原子)以及锁定系统，这与喷泉钟类似。离子光钟通常利用射频阱囚禁单个或少量离子，而中性原子光钟则利用光晶格囚禁$10^3\sim10^4$个原子。

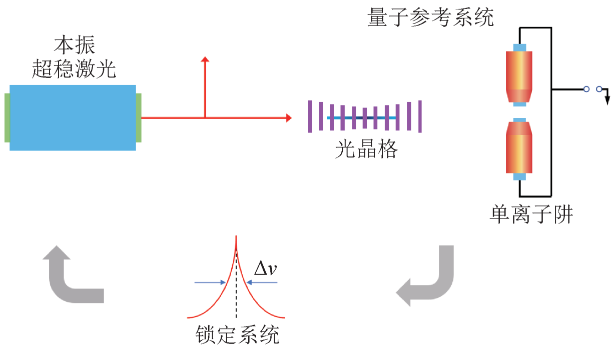


图7　光钟基本原理

Fig.7　Principle of optical clock

4.1　超稳定激光器的作用

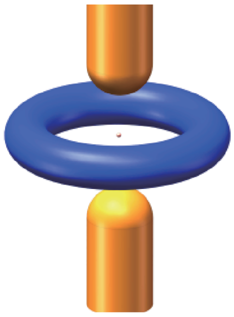
为了提升光钟的稳定度，作为光钟本振源的超稳激光器必须具备超窄线宽和超高稳定度[74]。超稳激光一般利用庞德-德雷弗-霍尔(Pound-Drever-Hall，PDH)锁定技术将激光频率锁定在一个高Q值的超稳光学腔上[75-76]，其频率稳定度主要取决于光学腔的腔长稳定度。光学腔一般由超低膨胀率(Ultra-Low-Expansion，ULE)玻璃腔体或低温硅腔和高反射率腔镜组成。为了降低环境波动对腔长稳定度的影响，光学腔通常置于真空系统中，其支撑点位置由腔体结构参数经过精确计算确定，整个真空系统放置于隔振平台上，整体装置被放置在隔声箱内。为了减少腔长变化对激光频率的影响，光学腔周围环境温度应严格控制在零膨胀点附近，其中，ULE玻璃腔体的零膨胀点温度接近室温，而单晶硅的零膨胀点则在16 K和124 K两个温度附近。采用低温硅腔不仅有助于控制腔长变化，还降低了高反镜的热噪声，其短期频率稳定度已达到10^{-17}量级[77]。此外，增加光学腔腔长也可减少热噪声效应，提升超稳激光器的稳定度。目前，NPL采用48 cm的ULE光学腔，已经实现了8×10^{-17}的短期频率稳定度[78]。

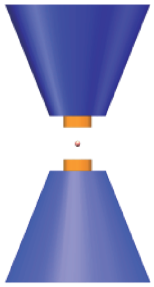
4.2　离子的捕获和冷却技术

DEHMELT H G等人在1973年提出利用囚禁离子作为光钟参考的设想，这一设想随激光冷却技术的发展得以实现[79-80]。目前，已实现的离子光钟种类繁多，包括$^{40}Ca^+$、$^{88}Sr^+$、$^{199}Hg^+$、$^{171}Yb^+$、$^{27}Al^+$等离子光钟，其中Al^+离子光钟因缺少167. 1 nm波长的冷却光，需要借助1种逻辑离子进行协同冷却。

根据激光冷却理论，Penning阱因需要较强的磁场而引入比较大的磁场效应，因此离子光钟一般不采用Penning阱，而选用仅需1个射频(Radio Frequency，RF)和直流电场的Paul阱。如图8(a)所示，Paul阱圆环对称电极结构包括1个圆环电极和1对端帽电极，通过施加直流和交流电压，可将单个离子囚禁在阱中心；经优化设计后，Paul阱中心的对称圆环可以去除，形成端帽结构，如图8(b)所示，这些Paul阱都适用于单离子的囚禁。图8(c)所示的线性结构Paul阱更适宜需借助逻辑离子进行协同冷却的Al^+离子光钟。

在离子被囚禁后，即可对其进行冷却和钟态制备。光钟离子的能级分布如图9所示，囚禁阱的深势阱特点使得单束冷却光即可达到Doppler极限，实现离子在Lamb-Dicke区域的囚禁。为进一步减小微运动引起的频率不确定度，可采用边带冷却技术进一步降低离子温度。Sr^+因无超精细能级分裂而具备简明的能级结构，不仅便于冷却，其钟


(a) 圆环对称电极结构
(a) Annular symmetric electrode structure


(b) 端帽结构
(b) End-cap structure

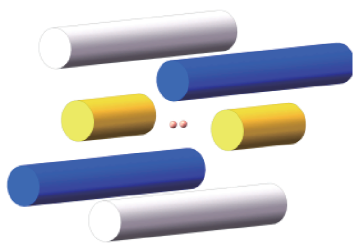
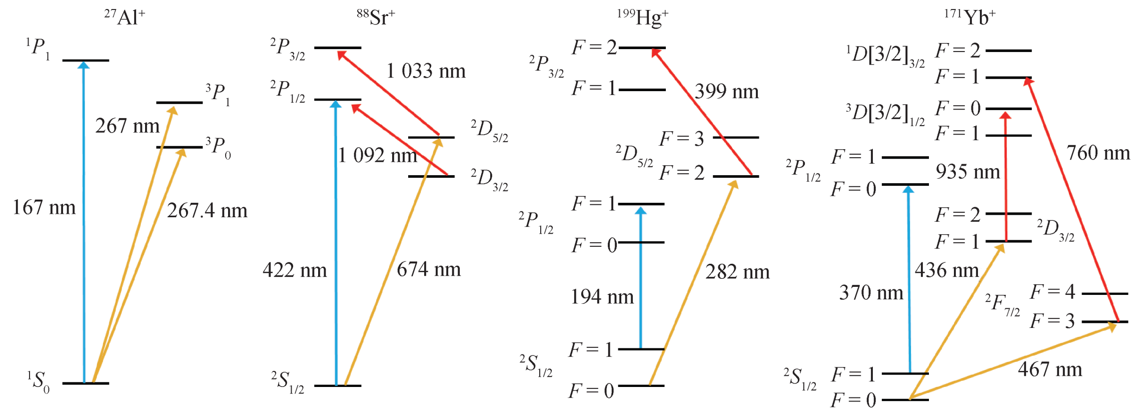

(c) 线性结构
(c) Linear structure

图8　Paul阱基本结构

Fig.8　Geometry of Paul traps



注：蓝线表示用于冷却和探测的跃迁线；红线表示用于重泵的跃迁线；橘线表示用于钟激光的跃迁线。

图9　光钟离子能级图

Fig.9　Energy level diagram of optical clock ions

跃迁对外界磁场的敏感性也较低。Al^+的能级结构虽与Sr^+类似，但其冷却过程中需借助其它离子(Be^+、Mg^+或Ca^+)协同冷却，这使得系统较为复杂，Al^+光钟的钟跃迁为$^1S_0$-$^3P_0$，而$^1S_0$-$^3P_1$则用于量子逻辑光谱。Hg^+和Yb^+因基态存在超精细分裂，其冷却光需进行频率调制以产生超精细能级分裂频率的重泵浦光，Hg^+和Yb^+的钟跃迁均为从$^2S_{1/2}$基态到D激发态的电四极跃迁，线宽分别为1.8 Hz和0.4 Hz。在冷却和探测过程中，Hg^+和Yb^+均需要采用重泵浦光将离子泵回$^2S_{1/2}$基态。除了上述电四极跃迁外，从$^2S_{1/2}$基态到$^2F_{7/2}$态的电八级跃迁具有更窄的线宽(10^{-9} Hz)，其作为钟跃迁更具优势，然而电八极跃迁所需的重泵浦光较多，如图9所示。在同一离子能级中若存在2个钟跃迁，可以消除一些共模的物理效应影响，有利于实现精密测量。

受量子投影噪声的限制，单离子光钟的短期稳定度一般可达到10^{-15}量级，为降低量子投影噪声，研究者提出采用线形Paul阱囚禁2个或更多离子来构建多离子光钟。然而，离子间的强耦合作用会引发相对运动。PYKA K等人[81]提出一种可控的精密多离子阱阵列技术，该技术将多离子效应引起的B类不确定度降低至1×10^{-19}。

4.3　中性原子的激光冷却和捕获

与单离子光钟不同，采用光晶格囚禁的中性原子光钟通常可以囚禁$10^3\sim10^4$个原子，这有利于光钟获得更好的短期稳定度，如秒稳定度可达到10^{-16}甚至更低[82]。目前，已构建的光晶格钟的中性原子包括Sr、Yb和Hg原子。

中性原子量子参考系统的制备包括激光冷却、光晶格装载和态制备。Sr、Yb和Hg 3种光晶格钟中性原子相应的能级结构如图10所示。由于原子在$^1P_1$态的寿命较短，导致相应的Doppler冷却极限

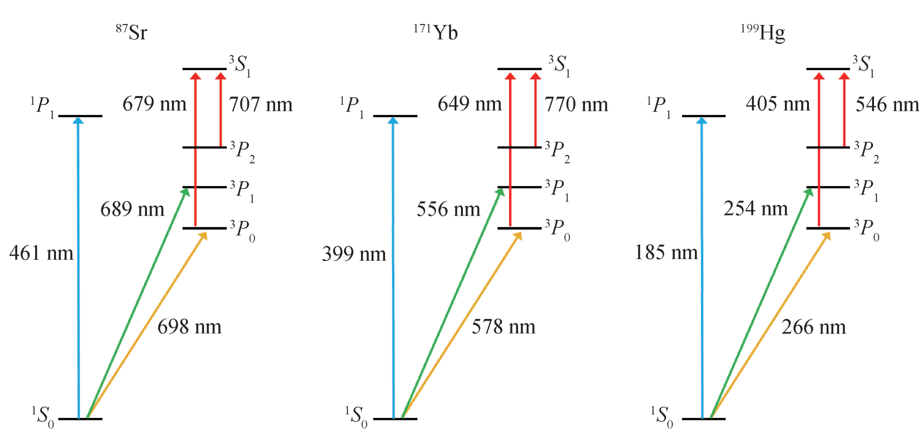


图10　光钟原子的能级图

Fig.10　Energy level diagram of optical clock atoms

的温度较高，通常需要二级冷却。在初级冷却阶段，Yb/Sr原子在一个由$^1S_0$-$^1P_1$冷却光、$^3P_0$-$^3S_1$及$^3P_2$-$^3S_1$重泵浦光和一对反亥姆霍兹线圈构成的蓝光磁光阱中被囚禁并冷却至Doppler极限，此时原子温度约1 mK。初级冷却之后，再利用由$^1S_0$-$^3P_1$冷却光构成的红光MOT将原子温度冷却至μK量级。对于Hg原子来说，仅依靠蓝光MOT即可将其温度冷却至μK量级。

完成冷却后，原子需要被装载入光晶格，此时原子既具备内部能态也具备外部能态。为达到纯内态测量的约束条件需满足：①原子必须工作在可分辨的边带范围，使Doppler效应的高频调制能够远离载波跃迁，以降低Doppler效应的影响；②当反冲效应降低后，原子将进入Lamb-Dicke范围[83]。

光晶格场引起的交流Stark效应会引起钟跃迁频移。KATORI H等人提出利用魔术波长构建特定势阱场，以使基态和激发态的Stark频移相同，从而实现钟态一级Stark频移就可以相互抵消[43]，最后，通过优化磁场和自旋偏振态获得超高分辨力的光谱[84]。

4.4 光钟不确定度评定

光钟需要处理的系统频移与喷泉钟基本相同，主要源自黑体辐射(Black Body Radiation，BBR)、原子/离子运动导致的二阶Doppler效应、光频移、外部场(直流/交流电场、磁场、光场)、多原子/离子系统的碰撞以及锁定回路等机制。这些因素都将引起钟频率偏移，需要对其进行不确定度评估。

4.4.1 黑体辐射频移

黑体辐射频移$\Delta\nu_{BBR}$是所有光钟频移项中最大的频移项，可由式(1)表示[85]。

$$\Delta\nu_{BBR} = -\frac{1}{2}\frac{\Delta\alpha_s}{h}\langle E^2\rangle_T\left[1+\eta_{clock}(T)\right] \tag{1}$$

式中：h为普朗克常数；$\Delta\alpha_s$为静态标量微分极化率，$\Delta\alpha_s=\alpha_e-\alpha_g$，即原子或离子激发态极化率$\alpha_e$与基态极化率$\alpha_g$之差，不同元素的$\Delta\alpha_s$值见表3；$\langle E^2\rangle_T$为温度$T$的黑体内电场的均方；$\eta_{clock}(T)$为静态极化效应对BBR频移的关联特性的小范围动态修正。

为了精确测量BBR频移并减少其不确定度，必须精确评估$\Delta\alpha_s$和$\eta_{clock}(T)$。中性原子光钟和离子光钟测量$\Delta\alpha_s$的实验方法有一定区别。对于中性原子光钟，测量$\Delta\alpha_s$的实验方法是利用精密平行板电容施加直流电场来测量钟跃迁的频移；而对于离子光钟，实验观测到四极标量Stark效应频移与由微运动引起的时间膨胀频移具有相关性且符号相反，可利用这个现象测量$\Delta\alpha_s$。此外，也可以通过在不同波长下测量光频移得到$\Delta\alpha(\lambda)$的剩余光谱关系。当$\Delta\alpha_s$准确评估后，温度T也必须实现准确测量，对温度T的理论预测和实验测量是限制降低BBR不确定度的关键。目前通常采用低温环境、校准的温度探头、BBR屏蔽板、辐射测温及热力学有限元分析等措施降低BBR引入的不确定度。由于离子化后的剩余电子受束缚更紧，在相同温度下，离子光钟的静态BBR频移一般小于中性原子光晶格钟。

表3 光钟各元素关键参数

Tab.3 Key parameters of elements for optical clock

元素	钟态寿命	$\Delta\alpha_s/(10^{-40}\ J\cdot m^2\cdot V^{-2})$
^{87}Sr	150.0 s	40.792
^{171}Yb	16.0 s	24.030
$^{171}Yb^+$ (E3)	5.4 years	0.888
Al^+	20.6 s	0.070
$^{88}Sr^+$	0.4 s	4.795
$^{40}Ca^+$	1.0 s	−7.268

4.4.2 二阶Doppler效应

二阶Doppler频移是由囚禁原子的剩余运动引起的，对于光晶格原子钟，由于原子冷却温度极低，通常能够达到μK量级，对应二阶Doppler频移不确定度小于10^{-20}量级。

对于离子光钟，离子囚禁在射频电场内，受射频电场影响，离子运动可分为宏运动和附加微运动。宏运动是由离子温度引起的热运动，通过测量离子宏运动边带，可计算出离子温度，进而计算出离子宏运动引起的二阶Doppler频移。附加微运动可以通过光子相干法实时测量[86]。在真实势阱中，离子微运动是指势阱中建立的电荷产生补丁势能而引起的单离子偏离势阱中心或交流电压间的相位差和离子自身热能引起的长期运动。针对不同原因导致的微运动，应采取相应措施予

以抑制，通过对电极施加电压可以减少离子位置的偏离；此外，采用移相器可校正电压相位差，而降低离子温度则有助于减小长期运动带来的影响。

4.4.3　光频移

光频移是由外界光场引起的，与激光功率成正比。对于离子光钟，钟激光功率对光频移的影响较为显著，但部分离子的光频移不确定度通常在10^{-19}量级。Yb^{+}光钟采用的电八级钟跃迁具有极长寿命，为保证光钟正常运行，需要激光功率较高，这使得光频移量达到Hz量级。通常采用Hyper-Ramsay方法或稳功率技术来降低光频移引入的不确定度。

对于光晶格钟，晶格Stark频移是另一个主要的频率不确定度来源。该频移可以通过在不同晶格强度条件下测量获得。2个电子钟态的交流Stark频移差$\Delta\nu_{ac}$由式(2)给出[87]。

$$\Delta\nu_{ac}=U_0\left\{\Delta\boldsymbol{K}_s(f)+\Delta\boldsymbol{K}_V(f)m_F\xi\vec{\boldsymbol{k}}\cdot\vec{\boldsymbol{B}}+\left[3m_F^2-F(F+1)\right]\left(3\left|\vec{\varepsilon}\cdot\vec{\boldsymbol{B}}\right|^2-1\right)\Delta\boldsymbol{K}_t(f)\right\}\tag{2}$$

式中：U_0为势阱深度；$\Delta\boldsymbol{K}_s$，$\Delta\boldsymbol{K}_V$，$\Delta\boldsymbol{K}_t$为标量、矢量和张量频移系数的微分项；f为晶格的激光频率；F和m_F分别为钟态跃迁对应的超精细结构能级量子数和塞曼子能级量子数；ξ为晶格偏振椭圆率；$\vec{\boldsymbol{k}}$为晶格的波矢；$\vec{\boldsymbol{B}}$为偏置磁场方向；$\vec{\varepsilon}$为晶格的偏振。

4.4.4　外部场

通过对外界电场以及磁场等环境参数的测量，可得到电场引起的Stark频移以及磁场引起的Zeeman频移，这些频移量通常在10^{-19}量级。

除上述4项主要频移外，光钟还存在其他较小但不可忽略的频移项，包括碰撞频移、原子间相互作用引起的频移、实际纠偏量和理论纠偏量不符引起的频移等。例如：受到外界环境中背景气体的影响，离子光钟在真空度达到1×10^{-8} Pa时，碰撞频移达到10^{-19}量级；而光晶格钟，除受背景气体的影响外，还受由囚禁原子之间相互作用引起的频移的影响；伺服控制误差是在反馈系统纠偏时，由于外界环境变化导致实际纠偏量和理论纠偏量不符引起的频移及不确定度，该不确定度通常为10^{-19}量级。

5　光钟的频率比对测量

5.1　光梳的应用

作为国际单位制中“秒”的次级表示，光钟的钟跃迁频率需要通过频率基准来测量。自2000年起，光梳技术的引入实现了微波频率与光学频率的连接，不仅显著简化了光学频率的直接测量过程，还为不同光钟之间的高精度频率比对奠定了基础。

5.2　绝对频率测量

光梳是由一系列等间距的频率模式构成的精密器件。图11展示了基于光梳技术测量激光频率的工作原理示意图，这些模式间距和首个模式频移分别用重复频率f_r和载波包络偏置频率f_0表示。第n个梳齿的频率f_n可以表示为nf_r+f_0。由于f_r和f_0均处于微波段，这便实现了光学频率和微波频率之间的有效连接。一旦f_r和f_0实现了频率锁定，光梳中所有梳齿的频率均同步锁定[88]。因此，通过测量第n个模式与被测激光的拍频f_b，激光频率f_L可确定为$f_L=nf_r+f_0\pm f_b$，其中±的选择取决于光梳第n个模式频移和被测激光频率之间的相对关系。

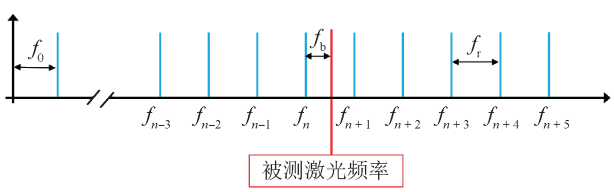


图11　基于光梳技术的激光频率测量原理

Fig.11　Principle of laser frequency measurement using optical frequency combs

为了测量光钟的频率，光梳的f_r和f_0需要锁定到氢钟上，而氢钟则需要溯源至“秒”定义基准——铯原子喷泉钟或其他“秒”的次级表示标准。目前，所有作为“秒”的次级表示的光学频率都已实现至少1次报数。其中，具有最高测量不确定度(0. 11 Hz)的Sr光学跃迁已经报数了16次[89]。

5.3　光钟频率比对

光钟的频率不确定度评定结果需要通过频率比对来进一步验证。同一类型的光钟之间可直接

进行拍频测量，其频差测量不确定度已达到10^{-18}量级[42, 90]；对于两个不同类型的光钟则需利用光梳进行频率转换，因此相关转换设备和链路所引入的不确定度也必须予以充分考虑，不能忽略。目前，几种频率比对测量的不确定度已经达到了10^{-17}量级，NIST和JILA的频率比对则达到了10^{-18}量级。

6 国际“秒”定义变革

6.1 光钟发展对“秒”定义的影响

作为国际单位制的时间基准，现行“秒”定义源于铯原子的量子特性，即在无干扰状态下，^{133}Cs原子基态超精细能级跃迁所辐射的电磁波频率精确固定为9 192 631 770 Hz，因此，铯原子喷泉钟是复现现行“秒”定义的基准频率装置。自2005年以来，光钟技术不断发展，在B类不确定度评定方面，最优秀的光钟比最优秀的铯原子喷泉钟低2个数量级，这种系统性优势推动了基于光学原子跃迁原理重新定义“秒”的国际学术探讨。

6.2 未来“秒”定义选项

SI中单位“秒”的重新定义和现在的定义类似，即选择一个单一的原子跃迁作为基准定义。但是，目前光钟在原子种类和技术方案选择上各不相同，并且没有任何一种光学跃迁标准性能优异到能够作为一个新的基准定义，但可以使用不同光频跃迁的加权平均值作为基准定义。JÉRÔME L提出新的“秒”定义可以选取一个以Hz为单位的固定跃迁频率ν，该频率值由N个实现性能最优的原子钟跃迁频率的加权几何平均确定[91]，如式(3)所示。

$$\nu = \frac{1}{N}\prod_{i\in \mathrm{C}}\nu_i^{\omega_i} \tag{3}$$

式中：i为用于计算的原子钟；C为用于加权计算的原子钟集合；ν_i为单独的一个钟跃迁频率；ω_i为钟跃迁ν_i的归一化权重，权重的归一化确保其量纲为Hz。

关于“秒”的重新定义还有其他的方案，例如通过固化电子质量来固化其德布罗意-康普顿(De Broglie-Compton)频率ν_e[92]，如式(4)所示。

$$\nu_e = m_e c^2 / h \tag{4}$$

式中：c和h分别为真空中的光速和普朗克常数，均为没有不确定度的常数；m_e为电子质量。因为电子质量的不确定度为3.0×10^{-10}，根据CODATA 2018，该不确定度比目前喷泉钟的不确定度大很多。

6.3 重新定义秒的路线图及完成情况

时间频率咨询委员会(Consultative Committee for Time and Frequency，CCTF)的战略计划工作组制定了一个实现“秒”新定义的路线图[93]，并围绕光钟的技术发展于2022年全面评估了实现重新定义所需的核心技术准则达成度。

6.3.1 光钟及其对时标贡献的相关准则

准则1.1：基于相同参考跃迁的不同机构(至少3个)的光钟，其相对频率不确定度≤2×10^{-18}，完成水平为20%~40%；基于不同参考跃迁的光钟(至少3个)频率评估，不确定度≤2×10^{-18}，完成水平为80%~100%。总体完成水平30%~50%。

准则1.2：单位比率(相同时钟跃迁标准之间的频率比较)至少进行3次测量，不同机构间比较的不确定度$\Delta\nu/\nu\leq5\times10^{-18}$，完成水平0%~20%；非单位比率(不同时钟跃迁标准之间的频率比较)至少进行5次测量，不同机构需重复测量且不确定度$\Delta\nu/\nu\leq5\times10^{-18}$，完成水平0%~20%。总体完成水平<30%。

准则1.3：至少3个独立频率评估与TAI或与3个独立Cs喷泉钟相关，测量受TAI或Cs喷泉钟不确定度限制($\Delta\nu/\nu<3\times10^{-16}$)，完成水平90%~100%。

准则1.4：不少于5个光钟每月至少进行3次最先进的TAI校准(不确定度≤2×10^{-16})，且持续至少1年，并检查TAI校准情况，完成水平30%~50%。

辅助条件1.5：光钟的可靠性。光钟在实验室环境下可靠连续运行，当前典型的光钟测量时间大于10天的运行时间占比从百分之几到百分之九十不等。

辅助条件1.6：光钟对UTC (k)有定期贡献。目前已经完成少量光钟对UTC (k)的初步测试。

6.3.2 时频链路的相关准则和条件

准则2.1：用于比较不同国家计量机构光钟的可移动时钟或时频链路需具备可用性和可持续性，不确定度<5×10^{-18}，有重复不确定度估计能力，完成水平50%~70%。

准则2.2：运行光钟的国家计量机构需了解当地重力势，并满足相应不确定度要求，完成水平70%～90%。

辅助条件2.3：高可靠性的超高稳定度时频链路。光钟间的频率比对和定期的TAI贡献需要时频链路在足够时长内持续运行。目前时频链路连续运行能力有限，洲际比较仍存在问题。

6.3.3 新定义可接受性的相关准则和条件

准则3.1：新定义必须能够持久。光钟的相对频率不确定度在短期内需要提升，在长期内要有进一步提升的潜力，完成水平100%(待确认)。

准则3.2：新定义必须易懂，且有明确的不确定度评估实现过程。目前定义尚未确定(完成水平0%)；国家计量机构和高精度用户可获取新定义的基准和次级实现，完成水平100%(待确认)；Cs喷泉钟频率确保为“秒”的次级表示，完成水平100%。总体完成水平70%～90%。

辅助条件3.3：重新定义后持续改进实现能力和时标水平。国家计量机构致力于改进和运行光钟、维持Cs喷泉钟正常运行，并不断开发新的光钟。一些具有潜力的元素已进入新一代光钟研发序列，比如$^{229}Th^+$，Lu^+，Cd和几种高电离的离子光钟。

辅助条件3.4：提高商用级光钟产品成熟度。当前光钟技术仍处于实验室原型阶段，尚未完成工程化量产转型。

辅助条件3.5：提升向用户传播新定义的质量。将新定义传播给用户的时频链路、全球导航卫星系统(Global Navigation Satellite System，GNSS)、双向卫星时间频率传输技术(Two Way Satellite Time and Frequency Transfer，TWSTFT)的传输频率稳定度已到达10^{-17}～10^{-16}，时间精度已达到1 ns；光纤链路传输频率稳定度已达到10^{-20}水平，时间精度已达到50 ps。

综上所述，目前有大量光钟正处于研发阶段，在光钟性能准则1.1和1.3方面取得了良好进展(完成水平分别接近50%和100%)，其对TAI的贡献(准则1.4)完成水平为30%～50%。随着光钟的发展，无论选择哪种重新定义方案，新的定义将被广泛获取且其精度会持续提高。然而，由于1个机构开发多种标准的资源有限，同时受长距离时间传递的限制，光钟比较准则1.2的完成水平较低(<30%)。多数运行光钟的国家计量机构满足了与重力势知识相关的准则2.2的要求。对于准则2.1，在适当不确定度水平下的可持续的光钟比对技术更具挑战性。尽管洲际范围内(基线约1000 km)的光纤链路可满足要求，但维持定期比对活动仍需要大量人力物力。

7 原子钟的应用

原子钟不仅提供基准时间信号，其应用更深度渗透于从基础科学研究到社会经济建设的诸多领域，包括协调世界时的产生、基本常数变化的测量、地球测量学中的应用、导航系统中的应用等。

7.1 协调世界时的产生

自由原子时(Échelle Atomique Libre，EAL)由全球约80个守时实验室的450多台商品守时钟加权平均产生。参与守时的实验室产生协调世界时(Coordinated Universal Time，UTC)的本地复现被命名为UTC(k)，并将UTC(k)作为日常生活中的本地时标。基准和次级频率标准驾驭EAL并产生TAI，TAI不定期的插入闰秒即得到广泛运用的UTC。

7.2 基本常数变化的测量

基本常数时变性的准确测量通常利用原子钟来实现[94-95]。在标准模型中，所有基本常数是不随时间变化的，但在一些超越标准模型的理论中，这些无量纲的常数却是动态可变的。通过测量2台钟频率比率随时间的变化可测量精细结构常数α、质子和电子的质量比$\mu(m_p/m_e)$以及核朗德因子g等的变化。目前，从比对原子跃迁频率获得的关于α和μ时变性的极限约束条件来源于对几组不同钟跃迁之间的实验跟踪比例的综合。Al^+/Hg^+光钟比对测得α随时间的变化率为[96] $\dot{\alpha}/\alpha=(-1.6\pm2.3)\times10^{-17}\ \mathrm{yr}^{-1}$。GODUN R M等人[97]通过直接测量同一个单离子$^{171}Yb^+$获得的其两个跃迁(E2和E3)的频率比，并综合前期实验给出的α和μ随时间的变化率为$\dot{\alpha}/\alpha=(-0.7\pm2.1)\times10^{-17}\mathrm{yr}^{-1}$，$\dot{\mu}/\mu=(0.2\pm1.1)\times10^{-16}\ \mathrm{yr}^{-1}$。根据Einstein相对论，因为$\alpha$和$\mu$值与引力势的基本耦合，利用处于较高的偏心地球轨道

上或太阳系逃逸轨道上的空间原子钟寻找基本常数的动态变化，进而发现暗物质场或引力波随时间的变化。

7.3 地球测量学中的应用

目前，高程的测量是由大地水准测量确定的。通常从基准面开始，每隔50 m做一次单次高程测量，逐一递进获得被测地点的高程，这种测量方法既费时又费力。一个替代方案是利用GNSS获取三维坐标的高程分量，通过接收机接收导航卫星信号，结合地面重力基准站数据，采用差分技术提升高程测量精度[98]。该方案的测量结果与纯粹地球测量结果的一致性可达厘米级精度。“相对论大地测量”（或称“计时水准测量”）作为一种新的独立测量方法，提出通过比较相距较远的光钟的频率来进行长距离高程差测量。根据相对论，处于更深引力势中的时钟会变慢。采用一级近似时，引力红移等于$\Delta\varphi/c^2$，其中，$\Delta\varphi$为引力势的差，c为真空中的光速。在接近大地水准面附近，每改变1 m高度产生的相对频移量约为1.1×10^{-16}。当光钟的相对频率不确定度降至$10^{-18}\sim10^{-19}$并且通过光纤、自由空间微波或光学卫星链路比对时，通过监测光钟高度变化引起的引力红移效应所导致的光钟频率相对变化，可建立一种分辨力约1 cm的等效高程测量方法。通过综合由光钟测量的重力势以及由重力仪测量的重力场，可以估计地球密度异常的大小和位置。

7.4 导航系统中的应用

导航系统已成为日常生活中不可或缺的一部分。现在有4种GNSS在服务不同的用户：美国的全球定位系统(Global Positioning System，GPS)、欧洲的伽利略导航系统(Galileo Navigation System，GALILEO)、俄罗斯的格罗拉斯导航系统(GLONASS System，GLONASS)以及中国的北斗导航系统(BeiDou Navigation Satellite System，BEIDOU)[99-102]。在这些系统中，导航卫星发射微波信号(该信号传输时间与卫星星座到接收装置之间的距离成正比)，接收装置通过接收超过3颗卫星的微波信号，就可以由微波信号传输时间解算得出位置信息。时间测量上的任何误差都将导致位置计算的误差，因此，导航卫星上都装载有准确又稳定的原子钟，用于产生时间尺度信号，保证导航时间信号同步，以保障导航精度，一般1 m的导航精度需要所有卫星在时间尺度上的信号同步到3 ns。

8 结论

原子钟技术，特别是冷原子钟技术在精密测量领域中的重要性已毋庸置疑，本文重点探讨了原子钟在时间频率计量领域中的发展和应用。自SI中“秒”的定义由天文秒转换为原子秒以来，原子钟技术取得了显著进步，特别是在激光冷却和囚禁技术应用之后，其稳定度、复现性和不确定度指标都有了明显提升。铯原子喷泉钟相比于热铯束钟的不确定度指标实现了量级突破，总不确定度已达到10^{-16}水平；而离子光钟和中性原子光钟的性能更优，其不确定度已进入$10^{-18}\sim10^{-19}$范围，超越了最好的铯喷泉钟。这些技术进步不仅催生了一批“秒”的次级表示推荐值，也为未来重新定义“秒”奠定了基础。然而，挑战依然存在，如光钟引力红移不确定度的评估、不同元素光钟之间的比对、不同实验室光钟之间的比对等，特别是洲际间光钟比对需要达到更高不确定度要求。除了在计量学、导航等方面的应用，超高稳定度与准确度的原子钟已成为探索基本物理常数时变性、验证新物理机制的强大实验工具。

参考文献

[1] ESSEN L, PARRY J V L. An atomic standard of frequency and time interval: a caesium resontor[J]. Nature, 1955, 176(4476): 280-282.

[2] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). BIPM time department data base: clocks from lab[DB/OL]. https://webtai.bipm.org/database/clocklab.html.

[3] BAUCH A, HEINDORFF T, SCHRODER R, et al. The PTB primary clock Cs3: type B evaluation of its standard uncertainty[J]. Metrologia, 1996, 33(3): 249-260.

[4] HAFELE J C, KEATING R E. Around the world atomic clocks: observed relativistic time gains [J]. Science, 1972, 177(4044): 168-170.

[5] ASCARRUNZ F G, DUDIN Y O, ARAMBURO M C, et al. Long-term frequency instability of a portable cold ^{87}Rb atomic clock [C]// Proceedings of the 49th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications

Meeting. Reston, Virginia, 2018: 107-110.

[6] SAVORY J, ASCARRUNZ F, ASCARRUNZ L, et al. A portable cold ^{87}Rb atomic clock with frequency instability at one day in the 10^{-15} range[C]// IEEE International Frequency Control Symposium. IEEE, 2018: 1-3.

[7] PELLE B, ARCHAMBAULT L, DESRUELLE B, et al. Cold-atom-based commercial microwave clocks at 1×10^{-15} relative instability over more than one month[C]// Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium. IEEE, 2022: 1-4.

[8] YU M Y, MENG Y L, YE M F, et al. Development of the integrated integrating sphere cold atom clock[J]. Chinese Physics B, 2019, 28(7). DOI: 10.1088/1674-1056/28/7/070602.

[9] MENG Y L, JIANG X J, WU J, et al. Staellite-borne atomic clock based on diffuse laser-cooled atoms[J]. Frontiers in Physicals, 2022, 10. DOI: 10.3389/fphy.2022.985586.

[10] CLAIRON A, SALOMON C, GUELLATI S, et al. Ramsey resonance in a Zacharias fountain[J]. Europhysics Letters, 1991, 16(2): 165-170.

[11] CHU S, HOLLBERG L W, BJORKHOLM J E, et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure[J]. Physical Review Letters, 1985, 55(1): 48-51.

[12] KASEVICH M, CHU S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms[J]. Physical Review Letters, 1992, 69(12): 1741-1744.

[13] CLAIRON A, LAURENT P, SANTARELLI G, et al. A cesium fountain frequency standard: preliminary results [J]. IEEE, 1995. DOI: 10.1109/CPEM.1994.333408.

[14] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). BIPM Time Department Data Base: primary and secondary frequency standards participating to TAI, since september 2003[DB/OL]. https://webtai.bipm.org/database/show_psfs.html.

[15] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Circular T 443[EB/OL]. https://webtai.bipm.org/ftp/pub/tai/Circular-T/cirt/cirt.443.

[16] HEAVNER T P, DONLEY E A, LEVI F, et al. First accuracy evaluation of NIST-F2[J]. Metrologia, 2014, 51(3): 174-182.

[17] LEVI F, CALONICO D, CALOSSO C E, et al. Accuracy evaluation of ITCsF2: a nitrogen cooled caesium fountain [J]. Metrologia, 2014, 51(3). DOI: 10.1088/0026-1394/51/3/270.

[18] LI R, GIBBLE K. Evaluating and minimizing distributed cavity phase errors in atomic clocks[J]. Metrologia, 2010, 47(5): 534-551.

[19] GUÉNA, J, LI R, GIBBLE K, et al. Evaluation of doppler shifts to improve the accuracy of primary atomic fountain clocks[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(13). DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.130801.

[20] LI R, GIBBLE K, SZYMANIEC K. Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts[J]. Metrologia, 2011, 48(5): 283-289.

[21] PEREIRA D S F, MARION H, BIZE S, et al. Controlling the cold collision shift in high precision atomic interferometry[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(23). DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.233004.

[22] MILLO J, ABGRALL M, LOURS M, et al. Ultra-low noise microwave generation with fiber-based optical frequency comb and application to atomic fountain clock[J]. Applied Physics Letters, 2009, 94. DOI: 10.1063/1.3112574.

[23] WEYERS S, LIPPHARDT B, SCHNATZ H. Reaching the quantum limit in a fountain clock using a microwave oscillator phase locked to an ultrastable laser[J]. Physical Review A, 2009, 79(3). DOI: 10.1103/PhysRevA.79.031803.

[24] KUMAGAI M, ITO H, KIDO K, et al. Recent Improvements of NICT Atomic Fountains CsF1 & CsF2[C]// Conference on Precision Electromagnetic Measurements. IEEE, 2016. DOI: 10.1109/CPEM.2016.7540696.

[25] DAI S, FANG F, LIU K, et al. The ultra-stable microwave based on ultra-stable laser with robustness and long term stability[J]. Quantum and Nonlinear Optics V, 2018. DOI: 10.1117/12.2500185.

[26] TAI Z Y, YAN L L, ZHANG Y, et al. Transportable 1555-nm ultra-stable laser with sub-0.185-Hz linewidth [J]. Chinese Physics Letters, 2017, 34(9). DOI: 10.1088/0256-307X/34/9/090602.

[27] LEGERE R, GIBBLE K. Quantum scattering in a juggling atomic fountain[J]. Physical Review Letters, 1998, 81(26): 5780-5783.

[28] DUDLE G, JOYET A, BERTHOUD P, et al. First re-

sults with a cold cesium continuous fountain resonator[J]. IEEE Transactions on Instrumentation & Measurement, 2001, 50(2): 510-514.

[29] JEFFFFERTS S R, HEAVNER T P, DONLEY E A, et al. Second generation cesium fountain primary frequency standards at NIST[C]// Proceedings of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition jointly with the 17th European Frequency and Time Forum. IEEE, 2003. DOI:10. 1109/FREQ. 2003. 1275241.

[30] FERTIG C, GIBBLE K. Measurement and cancellation of the cold collision frequency shift in an ^{87}Rb fountain clock [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(8): 1622-1625.

[31] CHENG H, ZHANG Z, DENG S, et al. Design and operation of a transportable ^{87}Rb atomic fountain clock [J]. Review Scientific Instruments, 2021, 92(5). DOI: 10. 1063/5. 0047715.

[32] PEIL S, CRANE S, SWANSON T, et al. The USNO rubidium fountain[C]// 2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition. IEEE, 2006. DOI: 10. 1109/FREQ. 2006. 275402.

[33] BLINOV I, BOIKO A, KOSHELIAEVSKII N, et al. First experiments on application of Rb fountain frequency standards for TA(SU) time scale maintenance[C]// 2018 European Frequency and Time Forum. Turin, Italy, 2018: 257-262.

[34] CHEN W, FANG F, LIU K, et al. Development of Rb fountain clock for time keeping[J]. Frontiers in Physics, 2022, 10. DOI: 10. 3389/fphy. 2022. 956452.

[35] ZHANG H, RUAN J, LIU D, et al. Development and preliminary operation of ^{87}Rb continuously running atomic fountain clock at NTSC[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2022, 71. DOI: 10. 1109/ TIM. 2022. 3218543.

[36] 陈伟亮, 刘昆, 郑发松, 等. 长期稳定度2.6×10^{-16}的工程化高可靠铷原子喷泉钟[J]. 仪器仪表学报, 2024, 45(2): 79-85.
CHEN W L, LIU K, ZHENG F S, et al. Engineering highly reliable Rb fountain clock with a long-term instability of 2.6×10^{-16}[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2024, 45(2): 79-85. (in Chinese)

[37] WINELAND D, EKSTROM P, DEHMELT H. Monoelectron oscillator[J]. Physical Review Letters, 1973, 31 (21):1279-1282.

[38] DIDDAMS S A , JONES D J, YE J, et al. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb [J]. Physical Review Letters, 2000, 84(22): 5102-5105.

[39] DIDDAMS S A, UDEM T, BERGQUIST J C, et al. An optical clock based on a single trapped $^{199}Hg^+$ ion[J]. Science, 2001, 293(5531): 825-828.

[40] CHOU C W, HUME D B, KOELEMEIJ J C J, et al. Frequency comparison of two high accuracy Al^+ optical clocks [J]. Physical Review Letters, 2010, 104(7). DOI: 10. 1103/PhysRevLett. 104. 070802.

[41] BREWER S M, CHEN J S, HANKIN A M, et al. $^{27}Al^+$ quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{-18}[J]. Physical Review Letters, 2019, 123(3). DOI: 10. 1103/PhysRevLett. 123. 033201

[42] TOFFUL A, BAYNHAM C F A, CURTIS E A, et al. $^{171}Yb^+$ optical clock with 2.2×10^{-18} systematic uncertainty and absolute frequency measurements [J]. Metrologia, 2024. DOI: 10. 1088/1681-7575/ad53cd.

[43] KATORI H, TAKAMOTO M, PAL'CHIKOV V G, et al. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap [J]. Physical Review Letters, 2003, 91(17). DOI: 10. 1103/PhysRevLett. 91. 173005.

[44] ROSENBAND T, SCHMIDT P O, HUME D B, et al. Observation of the $^1S_0\rightarrow{}^3P_0$ clock transition in $^{27}Al^+$[J]. Physical Review Letters, 2007, 98. DOI: 10. 1103/PhysRevLett. 98. 220801.

[45] LUDLOW A D, BOYD M M, YE J, et al. Optical atomic clocks[J]. Review of Modern Physics, 2014, 87(2): 637-701.

[46] LEMKE N D, LUDLOW A D, BARBER Z W, et al. Spin-1/2 optical lattice clock[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(6). DOI: 10. 1103/PhysRevLett. 103. 063001.

[47] PEIK E, SCHNEIDER T, TAMM C. Laser frequency stabilization to a single ion[J]. Journal of Physics B: Atomic Molecular & Optical Physics, 2006, 39(1): 145-158.

[48] FALKE S, SCHNATZ H, Winfred J S R V, et al. The ^{87}Sr optical frequency standard at PTB[J]. Metrologia, 2011, 48(5): 399-407.

[49] MARGOLIS H S, BARWOOD G P, HUANG G, et al. Hertz-level measurement of the optical clock frequency in a single $^{88}Sr^+$ ion[J]. Science, 2004, 306(5700): 1355-1358.

[50] KING S A, GODUN R M, WEBSTER S A, et al. Absolute frequency measurement of the $^2S_{1/2}$-$^2F_{7/2}$ electric octu-

pole transition in a single ion of $^{171}Yb^+$ with 10^{-15} fractional uncertainty[J]. New Journal of Physics, 2012, 14(1). DOI: 10.1088/1367-2630/14/1/013045.

[51] 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. DOI: 10.1038/ncomms3109.

[52] YI L, MEJRI S, MCFERRAN J J, et al. Optical lattice trapping of ^{199}Hg and determination of the magic wavelength for the ultraviolet $^1S_0 \leftrightarrow {}^3P_0$ clock transition [J]. Physical Review Letters, 2011, 106(7). DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.073005.

[53] TAKAMOTO M, TAKANO T, KATORI H. Frequency comparison of optical lattice clocks beyond the Dick limit [J]. Nature Photonics, 2011, 5(5): 288-292.

[54] PIZZOCARO M, BREGOLIN F, MILANI G, et al. Ytterbium optical lattice clock at INRIM[C]// 2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum. IEEE, 2015: 300 - 303.

[55] LIN Y G, WANG Q, LI Y, et al. First evaluation and frequency measurement of the strontium optical lattice clock at NIM[J]. Chinese Physics Letters, 2015, 32(9). DOI: 10.1088/0256-307X/32/9/090601..

[56] HUANG Y, CAO J, LIU P, et al. Hertz-level measurement of the $^{40}Ca^+$ $4s\ ^2S_{1/2}$ - $3d\ ^2D_{5/2}$ clock transition frequency with respect to the SI second through the Global Positioning System [J]. Physical Review A, 2012, 85 (3). DOI: 10.1103/PhysRevA.85.030503.

[57] 刘李辉，邹宏新，刘曲，等. $^{199}Hg^+$光频标的黑体辐射频移[J]. 物理学报，2012，61(10). DOI: 10.7498/aps.61.103101.

LIU L H, ZOU H X, LIU Q, et al. Blackbody-radiation shift in a $^{199}Hg^+$ ion optical frequency standard[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(10). DOI: 10.7498/aps.61.103101. (in Chinese)

[58] HAN J X, LU B Q, YIN M J, et al. Momentum-space crystal in narrow-line cooling of ^{87}Sr[J]. Chinese Physics B, 2019, 28. DOI: 10.1088/1674-1056/28/1/013701.

[59] OSKAY W H, DIDDAMS S A, DONLEY E A, et al. Single-atom optical clock with high accuracy[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(2). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.020801.

[60] HINKLEY N, SHERMAN J A, PHILLIPS N B, et al. An atomic clock with 10^{-18} instability[J]. Science, 2013, 341(6151): 1215-1218.

[61] 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. DOI: 10.1038/ncomms7896.

[62] YANG T, LU B, ZHU L, et al. Sr optical lattice clock and precision optical frequency measurement at NIM[J]. Journal of Physics: Conference Series, 2023, 2889. DOI: 10.1088/1742-6596/2889/1/012047.

[63] DUBÉ, PIERRE, MADEJ A A, TIBBO M, et al. High-accuracy measurement of the differential scalar polarizability of a $^{88}Sr^+$ clock using the time-dilation effect[J]. Physical Review Letters, 2014, 112(17). DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.173002.

[64] LEOPOLD T, KING S A, MICKE P, et al. A cryogenic radio frequency ion trap for quantum logic spectroscopy of highly charged ions[J]. Review of Scientific Instruments, 2019, 90(7). DOI: 10.1063/1.5100594.

[65] HACHISU H, GÉRARD PETIT, NAKAGAWA F, et al. SI-traceable measurement of an optical frequency at the low 10^{-16} level without a local primary standard[J]. Optics Express, 2017, 25(8). DOI: 10.1364/OE.25.008511.

[66] 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). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.073601.

[67] LODEWYCK, JÉRME, BILICKI S, BOOKJANS E, et al. Optical to microwave clock frequency ratios with a nearly continuous strontium optical lattice clock[J]. Metrologia, 2016, 53(4): 1123-1130.

[68] 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.

[69] HACHISU H, NAKAGAWA F, HANADO Y, et al. Months long real time generation of a time scale based on an optical clock [J]. Scientific Reports, 2018, 8(1). DOI: 10.1038/s41598-018-22423-5.

[70] PIZZOCARO M, BREGOLIN F, BARBIERI P, et al. Absolute frequency measurement of the $^1S_0$-$^3P_0$ transition of ^{171}Yb with a link to international atomic time[J]. Metrologia, 2020, 57(3). DOI: 10.1088/1681-7575/ab50e8.

[71] 刘昆，房芳. 基准微波原子钟[J]. 物理，2023，52(7): 441-448.

LIU K, FANG F. Primary frequency standards in the microwave range[J]. Physics, 2023, 52(7): 441-448. (in Chinese)

[72] SZYMANIEC K, NOH H R, PARK S E, et al. Spin polarization in a freely evolving sample of cold atoms[J]. Applied Physics B, 2013, 111(3): 527-535.

[73] HAN L, FANG F, CHEN W L, et al. Optical state selection process with optical pumping in a cesium atomic fountain clock[J]. Chinese Physics B, 2021, 30(8). DOI: 10.1088/1674-1056/ac0698.

[74] LUDLOW A D, HUANG X, NOTCUTT M, et al. Compact thermal noise limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15}[J]. Optics Letters, 2007, 32(6): 641-643.

[75] DREVER R W P, HALL J L, KOWALSKI F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.

[76] DAY T, GUSTAFSON E K. Sub-hertz relative frequency stabilization of two diode laser pumped Nd : YAG lasers locked to a fabry-perot interferometer[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1992, 28(4): 1106-1117.

[77] HAGEMANN C, GREBING C, KESSLER T, et al. Providing 10^{-16} short term stability of a 1.5 μm laser to optical clocks[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 2013, 62(6): 1556-1562.

[78] HFNER 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.

[79] WINELAND D J. Frequency standards based on stored ions[J]. Proceedings of IEEE, 1986, 74(1): 147-150.

[80] WINELAND D J, DEHMELT H G. Principles of the stored ion calorimeter[J]. Journal of Applied Physics, 1975, 46(2): 919-930.

[81] PYKA K, HERSCHBACH N, KELLER J, et al. A high-precision segmented paul trap with minimized micromotion for an optical multiple-ion clock[J]. Applied Physics B, 2014, 114: 231-241.

[82] LODEWYCK J, WESTERGAARD P G, LECALLIER A, et al. Frequency stability of optical lattice clocks[J]. New Journal of Physics, 2010, 12. DOI: 10.1088/1367-2630/12/6/065026.

[83] BOYD M M, ZELEVINSKY T, LUDLOW A D, et al. Nuclear spin effects in optical lattice clocks[J]. Physical Review A, 2007, 76(2). DOI: 10.1103/PhysRevA.76.022510.

[84] CAMPBELL G K, BOYD M M, THOMSEN J W, et al. Probing interactions between ultracold fermions [J]. Science, 2009, 324(5925): 360-363.

[85] PORSEV S G, Derevianko A. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks[J]. Physical Review A, 2006, 74(2): 343-346.

[86] BERKELAND D J, MILLER J D, BERGQUIST J C, et al. Minimization of ion micromotion in a paul trap[J]. Journal of Applied Physics, 1998, 83(10): 5025-5033.

[87] 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). DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.210801.

[88] 曹士英, 孟飞, 林百科, 等. 长时间精密锁定的掺Er光纤飞秒光学频率梳[J]. 物理学报, 2012, 61(13). DOI: 10.7498/aps.61.134205.
CAO S Y, MENG F, LIN B K. Precise frequency control of an Er-doped fiber comb[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(13). DOI: 10.7498/aps.61.134205. (in Chinese)

[89] GREBING C, AL-MASOUDI A, RSCHER S D, et al. Realization of a timescale with an accurate optical lattice clock[J]. Optica, 2016, 3(6): 563-569.

[90] 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). DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.063001.

[91] JÉRÔME L. On a definition of the SI second with a set of optical clock transitions[J]. Metrologia, 2019, 56(5). DOI: 10.1088/1681-7575/ab3a82.

[92] CHRISTIAN J. BORDÉ. A consistent unified framework for the new system of units: matter-wave optics [J]. Comptes Rendus Physique, 2019, 20: 22-32. DOI: 10.1016/j.crhy.2018.12.004.

[93] DIMARCQ N, GERTSVOLF M, MILETI G, et al. Roadmap towards the redefinition of the second[J]. Metrology, 2024, 61(1). DOI: 10.1088/1681-7575/ad17d2.

[94] DUBE P, MADEJ A A, BERNARD J E, et al. A narrow linewidth and frequency-stable probe laser source for the $^{88}Sr^{+}$ single ion optical frequency standard [J]. Applied Physics, 2009, 95: 43-54. DOI: 10.1007/s00340-009-3390-6.

[95] HUNTEMANN N, LIPPHARDT B, TAMM C, et al. Im-

proved limit on a temporal variation of m_p/m_e from comparisons of Yb^+ and Cs atomic clocks[J]. Physical Review Letters, 2014, 113 (21). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.210802.

[96] ROSENBAND T, HUME D B, SCHMIDT P O, et al. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single ion optical olocks; metrology at the 17th decimal place[J]. Science, 2008, 319 (5871): 1808-1812.

[97] GODUN R M, NISBET-JONES P B R, JONES J M, et al. Frequency ratio of two optical clock transitions in $^{171}Yb^+$ and constraints on the time variation of fundamental constants [J]. Physical Review Letters, 2014, 113 (21). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.210801.

[98] DENKER H. Regional gravity field modeling: theory and practical results [M/OL]. Berlin Heidelberg: Springer, 2012: 185-291[2012-01-01]. https://doi.org/10.1007.

[99] ROCHAT P, DROZ F, WANG Q H, et al. Atomic clocks and timing systems in global navigation satellite systems [C]// The European Navigation Conference. Poland, 2012: 25-27.

[100] LI X, GE M, DAI X, et al. Accuracy and reliability of multi-GNSS real time precise positioning: GPS, GLONASS, BeiDou, and Galileo [J]. Journal of Geodesy, 2015, 89(6): 607-635.

[101] DIXON T H. An introduction to the global positioning system and some geological applications[J]. Reviews of Geophysics, 1991, 29(2): 249-276.

[102] CERNIGLIARO A, SESIA I. Satellite clocks characterization and monitoring for global navigation satellite systems [C]// 2011 XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium. IEEE, 2011. DOI: 10.1109/URSIGASS.2011.6050279.

（本文编辑：李成成，孟薇）

第一作者：陈伟亮(1976—)，男，研究员，北方交通大学理学院硕士研究生，2002年加入中国计量科学研究院。主要研究方向为量子频标及时间频率计量，长期从事冷原子喷泉钟及光纤标准频率信号传输研究工作，参与完成NIM4、NIM5和NIM6铯原子喷泉钟研制，主持完成工程化高可靠铷原子喷泉钟研制，建立计量院至北京地区相关研究单位之间光纤标准频率传输比对链路；任中国计量测试学会时间频率专业委员会委员；获国家科学技术进步奖一等奖一项(4/15)，获国家市场监管总局科技兴检奖一等奖一项(3/10)。

通信作者：房芳(1971—)，女，二级研究员，1996年南开大学物理系毕业留校任教，2000年晋升副教授，2001-2007年美国宾州州立大学物理系博士研究生，2007年获物理学博士学位，2008-2010年美国洛斯阿拉莫斯国家实验室博士后，2010年入职中国计量科学研究院，现任计量院副院长/时频所所长。目前兼职国际时间频率咨询委员会中国代表，国际单位制咨询委员会专家，国际秒定义修改工作组专家/修改选项工作组共同组长，全国量子计算与测量标准化技术委员会委员，全国时间频率计量技术委员会主任委员，中国计量测试学会时间频率专业委员会主任委员，工信部信息通信科学技术委员会委员，同济大学博士生导师等。获得国家科技进步奖一等奖(第1完成人)，中国计量测试学会科技进步一等奖，质检总局科技兴检一等奖；并获得2020年科技部科技创新领军人才(万人计划)，国务院特殊津贴专家，全国创新争先奖状，百千万人才工程及有突出贡献中青年专家等荣誉。