

原子喷泉频标: 原理与发展

王倩 魏荣 王育竹

Atomic fountain frequency standard: principle and development

Wang Qian Wei Rong Wang Yu-Zhu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 163202 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180540

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180540>

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

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

[小型化锶光钟物理系统的研制](#)

Miniaturization of physics system in Sr optical clock
物理学报.2018, 67(5): 050601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172584>

[应用于铯原子喷泉钟的二维磁光阱研制](#)

A two-dimensional magneto-optical trap for a cesium fountain clock
物理学报.2013, 62(6): 063201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.063201>

[铯原子气室中相干布居俘获的参数依赖关系研究](#)

Investigation of experimental parameters of coherent population trapping with cesium vapor cell
物理学报.2012, 61(23): 233201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.233201>

专题: 精密测量物理

原子喷泉频标: 原理与发展*

王倩¹⁾²⁾ 魏荣^{1)†} 王育竹¹⁾

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 量子光学重点实验室, 上海 201800)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2018年3月27日收到; 2018年6月17日收到修改稿)

介绍了喷泉频标的原理与发展. 喷泉频标是一项近20年来发展起来的原子钟技术, 它以激光冷却技术为基础, 利用该技术实现了冷原子介质的俘获与上抛. 冷原子介质在上抛下落过程中首先完成原子态制备, 然后两次通过微波谐振腔实现 Ramsey 作用, 在两次作用之间原子经历自由演化, 最后原子经过探测区, 通过双能级荧光探测法探测原子跃迁概率得到鉴频的 Ramsey 干涉条纹, 并实现频率锁定, 其中心条纹的线宽在 1 Hz 左右. 频率稳定性和频率不确定度是喷泉频标的两个重要指标. 影响喷泉钟频率稳定度的因素主要有量子投影噪声和电子学噪声, 目前喷泉钟的短期稳定度为 $(10^{-13}—10^{-14}) \tau^{-1/2}$, 长期稳定度在 $(10^{-16}—10^{-17})$ 量级. 喷泉频标的频率不确定度主要受二阶塞曼频移、黑体辐射频移、冷原子碰撞频移以及与微波相关的频移等的影响. 目前喷泉钟的不确定度在小的 10^{-16} 量级. 作为基准频标, 喷泉钟的工作介质主要是 ^{133}Cs , ^{87}Rb . 国际各大计量机构都研制了喷泉频标, 它在各地协调世界时的建立、国际原子时的校准等方面发挥着越来越重要的作用. 此外, 喷泉频标还用于研究高精度时频基准和时间比对链路、验证基本物理理论等.

关键词: 喷泉频标, Ramsey 作用, 稳定度, 不确定度

PACS: 32.70.Jz, 06.30.Ft, 07.77.Gx, 03.75.Dg

DOI: 10.7498/aps.67.20180540

1 引言

时间是最基本的物理量, 时间的计量是最基础的计量. 目前作为国际标准单位制中7个最基本单位之一的“秒”是用原子时定义的: “铯 133 原子的两个基态超精细能级跃迁对应辐射的 9192631770 个周期所持续的时间”^[1]. 时间的计量仪器是原子频标 (atomic frequency standard, AFS), 原子频标中可以复现“秒”定义的是基准频标 (Primary frequency standard, PFS). 原子频标的性能指标很大程度上取决于它的鉴频谱线, 线宽是最重要的指标之一. 对于铯原子频标或者类似的微波频标, 谱线激发态的自发辐射可以忽略, 线宽完全取决于原子和微波的作用时间. 作用时间越长线宽越窄, 原子频标性能越好. 对于基准频标而言, 它需要尽量避

免各种扰动的影响, 因此无法利用电磁效应束缚原子, 只能采用原子自由飞行的模式. 早期基准频标采用原子束飞行的束型结构, 目前该结构仍然应用于商业基准频标. 热原子束的速度在 100 m/s 量级, 对应的作用时间在 10 ms 量级, 线宽在 100 Hz 左右.

增加作用时间压缩谱线宽度一直是基准频标努力的方向. 1953 年原子频标发展早期, 麻省理工学院 (Massachusetts Institute of Technology, MIT) 的 Zacharias 就提出了喷泉频标的方案^[2], 其基本想法是让原子像喷泉一样做竖直向上的抛物运动, 利用重力实现原子与单个微波场上抛与下落两次作用, 获得 Ramsey 型干涉谱线. 但是受限于 100 m/s 量级的热扩散速度, Zacharias 基于热铯原子束上抛的喷泉实验最终以失败而告终. 虽然如此, 该想法的发光点: 抛物运动可以实现亚秒到秒

* 国家自然科学基金 (批准号: 91336105) 和中国科学院战略性先导科技专项 (B 类) 任务编号 (批准号: XDB21030200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weirong@siom.ac.cn

量级的干涉作用、抛物运动可以使装置体积缩小一半、单个微波场可以抑制双微波场不均匀引起的各种误差, 仍然对PFS的研究充满诱惑.

喷泉频标最大的瓶颈是热原子扩散造成原子8个数量级以上的损耗(以100 m/s的平均速度, 1 s的抛物时间, 20 mm的下落观察窗口估计, 下落可探测的原子只有上抛原子的 $1/10^8$), 激光冷却原子技术^[3-6]发展突破了该技术瓶颈, 使得喷泉频标成为可能. 1989年, Chu研究组于Stanford大学首先在实验上演示了Na的原子喷泉^[7], 他们用磁光阱俘加光学黏胶的技术得到Na的冷原子云, 采用脉冲行波光场将原子上抛, 与顶部波导中的微波场两次脉冲作用, 获得Ramsey干涉条纹. 随后, 他们搭建了专门的 ^{133}Cs 原子喷泉装置^[8], 微波腔采用小铯钟的U型腔, 1993年在该装置上得到线宽1.4 Hz的干涉条纹并测量了冷原子碰撞频移. 虽然这些工作演示了喷泉频标的可行性, 不过离实际的频标装置还有一段距离. 法国巴黎天文台(Paris Observatory, OP)的Clairon研究组以实际可以应用的PFS装置为研究目标开展喷泉频标的研究, 他们在1991年完成了首个Zacharias式Cs原子喷泉的演示实验, 原子的温度为5 μK , Ramsey条纹线宽为2 Hz, 线宽比束型热原子频标小两个数量级^[9-11]. 在这个工作的基础上, 他们对该装置(FO1)进行了一系列的改进与创新^[12,13], 于1995年实现了真正闭环锁定及可实际运行的喷泉频标, 干涉条纹线宽0.7 Hz, 信噪比超过 10^3 , 频率准确度达到 3×10^{-15} . 这个指标已经超过了当时最好的热原子频标, 其优异的性能指标使喷泉频标成为世界各大计量机构争先研究的对象, 包括法国的巴黎天文台^[14,15], 美国国家标准与技术研究院(National Institute of Standards and Technology, NIST)^[16,17]、美国海军天文台(United States Naval Observatory, USNO)^[18,19], 德国联邦物理技术研究院(Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB)^[20,21]、英国国家物理实验室(National Physical Laboratory, NPL)^[22-24]、意大利国家技术学院(Istituto Elettrotecnico Nazionale, IEN)^[25]及日本^[26]、中国^[27-29]、韩国等. 到2000年后, 这些喷泉频标陆续研制出来, 长期稳定性和不确定度在 10^{-16} 量级, 其中指标最好的几台参与到国际原子时的校准中. 在这一时期, 围绕喷泉频标的运行、性能评估、改进等方面取得了一系列研究成果. 1998年分析了Dick效应对喷泉钟的影

响^[30,31], 1999年利用低温蓝宝石振荡器验证了量子投影噪声是喷泉频标的物理系统稳定度噪声极限^[32]; 对影响喷泉钟不确定度的主要效应, 包括冷原子碰撞频移、黑体辐射、分布腔相移等进行了研究和改进, 形成了喷泉频标B类不确定度评估比较统一的规范. 多个实验室开展了 ^{87}Rb 喷泉频标的研制^[14,24,33], 使其成为时间频率咨询委员会(Consultative Committee for Time and Frequency CCTF)推荐的第一个二级秒定义标准(recommends that the unperturbed ground-state hyperfine quantum transition of ^{87}Rb may be used as a secondary representation of the second with a frequency of $f_{\text{Rb}} = 6834682610.904324$ Hz and an estimated relative standard uncertainty (1σ) of 3×10^{-15} , see Report of the 16 th meeting to the International Committee for Weights and Measures April 1-2, 2004 p38). 某些单个性能比较突出的特色喷泉频标也发展起来, 例如连发喷泉钟^[34]、连续原子钟^[35]、多抛喷泉钟等^[36].

喷泉频标的发展大概可以划分为3个阶段: 第1阶段, 各大计量机构研制第1套喷泉频标, 开展系统研究, 此时喷泉频标成为了新PFS装置; 第2阶段, PFS中喷泉频标的不确定度最高, 喷泉频标钟组通过比对检验B类不确定度评估其正确性. 另外第1套装置的运行, 为研制性能更优的喷泉装置积累了丰富的经验; 第3阶段, 即喷泉频标的应用阶段. 一方面已有的喷泉频标实现了长期运行, 参与了协调世界时(Coordinated Universal Time, UTC)的建立和国际原子时(International Atomic Time, TAI)的校准^[37,38], 并进行了喷泉频标的远程比对^[39]; 另一方面更多的实验室开展了喷泉频标的研制. 作为美国全球定位系统(Global Positioning System, GPS)和俄国全球卫星导航系统(Global Navigation Satellite System, GLONASS)的系统时间产生机构, 美国海军天文台USNO和俄罗斯国家技术物理和无线电工程研究院(Russian Metrological Institute of Technical Physics and Radio Engineering, VNIIFTRI)都研制了多台喷泉频标升级它们的守时钟组^[18,19,40,41]. 韩国^[42]、印度^[43]、巴西、墨西哥^[44]、波兰^[45]、加拿大等^[46]也都开展了喷泉频标的研究, 不过他们都是通过与英国NPL合作, 利用NPL已有的成熟技术.

在国内, 中国计量院(National Institute of

Metrology, China, NIM)、国家授时中心(National Time Service Center, NTSC)、中国科学院上海光学精密机械研究所(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, SIOM, 以下简称上海光机所)均开展了喷泉频标的研究. 中国计量院完成了NIM4和NIM5^[28]两代喷泉频标的研制, 其中NIM5的不确定度达到 0.9×10^{-15} ^[29], 他们还还为卫星导航中心研制了1台喷泉频标. 2014年8月, 中国计量院NIM5喷泉钟的数据被TAI体系接收^[47]. 上海光机所开展了国内第一台⁸⁷Rb 喷泉频标的研制, 2011年完成初步的性能评估并实现长期连续运行^[48], 改进后的指标为短期稳定度 $2.6 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, 长期稳定度优于 1.6×10^{-15} , 不确定度 2×10^{-15} ^[49]. 上海光机所还实现了世界上首台“空间冷原子钟”, 这是喷泉钟技术在空间的应用^[50]. 中国科学院国家授时中心研制的铯原子喷泉钟NTSC-F1, 频率稳定度为 3×10^{-13} , 频率不确定度为 2.9×10^{-15} ^[51-53].

2 喷泉频标的工作原理^[54-56]

喷泉频标的基本原理概括如下: 原子利用抛物运动, 与同一微波场作用两次, 实现Ramsey型干涉, 通过探测干涉后跃迁概率的变化得到微波

场的频率相对期望值的误差, 以此锁定微波源. 典型的喷泉频标结构如图1所示, 包括: 物理部分、光学部分(图中未显示)、微波部分、控制与采集部分, 其中物理部分是原子对微波鉴频的区域. 后三者分别为物理部分提供激光源、微波源、时序控制与信号处理. 图1中红色虚线内是喷泉的物理部分, 自下而上依次是冷原子制备与上抛区、选态区、探测区、Ramsey作用区. 原子在真空度为 10^{-7} — 10^{-8} Pa的真空腔内完成“制备-鉴频-探测-反馈”的过程, 通过周期性运行将本机振荡器(local oscillator, LO)的频率锁定到原子的鉴频谱线上. 制备分为两步, 首先是工作介质的制备, 就是俘获并上抛冷原子云, 实现原子喷泉; 其次是态的制备, 使原子与微波作用前处于单量子态.

1) 原子喷泉的制备

原子喷泉是基于激光冷却技术实现的, 可以细分为“俘获-冷却-上抛-后冷却”四个过程, 最常用的俘获手段是磁光阱^[57-59], 其基本思想是利用一对反亥姆霍兹线圈形成的梯度磁场和3对正交的圆偏振激光场在磁场0点中心区域俘获冷原子云. 磁光阱可以直接从背景蒸气中俘获冷原子, 不过为了俘获足够多的原子, 要求背景蒸气压比较高(10^{-6} Pa或者更高), 这与后面实验真空度尽量高的要求相矛盾. 另外, 这种方法的装载时间比较长,

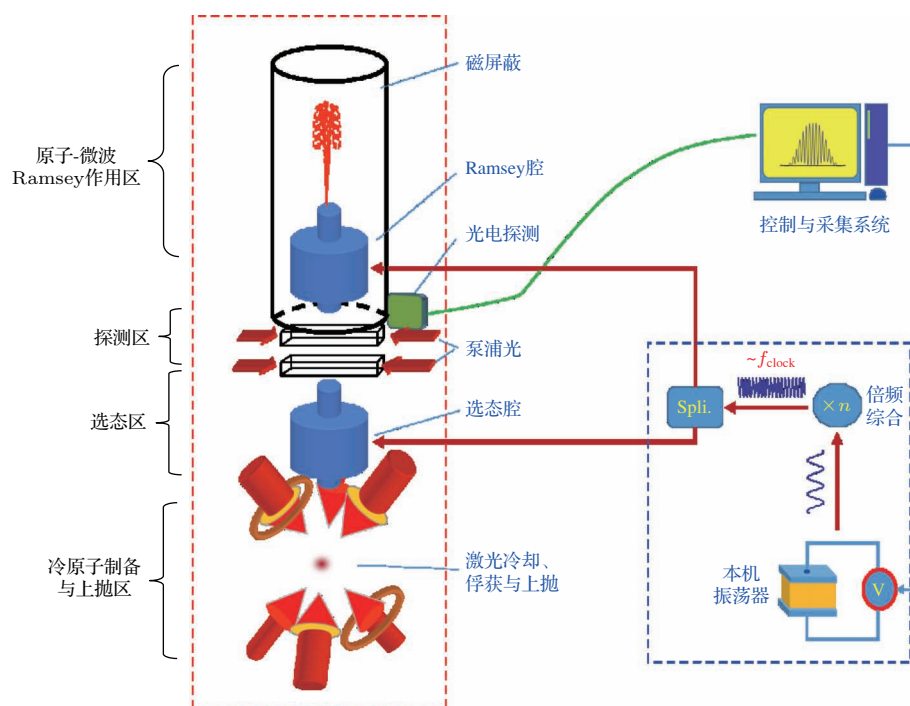


图1 典型的喷泉频标

Fig. 1. Typical fountain frequency standard.

(~1 s)影响喷泉频标的短期稳定度. 一些实验室采用了冷原子束流装载的改进办法, 巴黎天文台的FO2利用热原子炉产生原子束, 通过激光扫频减速的办法降低原子束的速度和温度, 实现有效装载^[14]; 更多的实验室采用两维磁光阱产生低速冷原子强束流的方案^[24,60,61], 用束流可以在100 ms时间内将 10^8 冷原子装载到磁光阱中. 也可以用没有梯度磁场的光学黏胶直接俘获冷原子. 相对于磁光阱, 光学黏胶俘获的冷原子数目较少, 体积较大, 虽然有利于降低碰撞频移, 但同时也会降低原子数和鉴频信号, 并对短期稳定度可能造成影响.

磁光阱或光学黏胶俘获的冷原子云温度在100 μK 左右, 对应的热运动仍然会造成冷原子的大量损耗, 需要进行偏振梯度冷却. 把光学黏胶调节到大失谐(约10倍自然线宽或者更大)、低光强的模式, 可将冷原子冷却到 μK 量级. 接着将光学黏胶再次调回到近共振, 调节对射激光频率, 使向上和向下的激光产生相对频差 $\Delta\nu$, 形成移动光学黏胶. 根据上抛方向相对三维对射激光的空间位置, 喷泉频标中用到移动光学黏胶有两种形式,

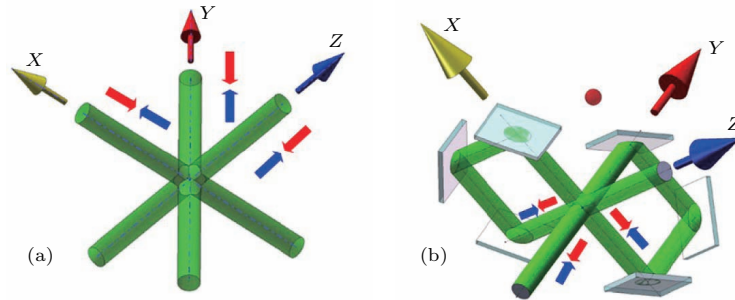


图2 (a) 移动光学黏胶的两种形式; (b) 特色结构

Fig. 2. (a) Two forms of moving molasses; (b) characteristic structures.

2) 态的制备

喷泉频标通过原子在微波场中的相位演化探测微波频率误差, 换言之频率误差是通过探测原子与微波作用后的末态得到的, 需要先将冷原子制备到初始单态上. 对于 ^{133}Cs 而言, $6^2\text{S}_{-1/2}$ 的 $|F=4, m_F=0\rangle$ 或 $|F=3, m_F=0\rangle$ 是单态. 但喷泉上抛时近似平均分布在 $|F=4\rangle$ 的9个磁子能级上, 通过“微波-光选态”得到Ramsey作用初态. 选态是通过磁场消除9个磁子能级的简并, 然后让冷原子通过图1中的选态腔, 只有 $|F=4, m_F=0\rangle$ 经过Rabi振荡跃迁到 $|F=3, m_F=0\rangle$ 态, 接着冷原子通过 ^{133}Cs 的D2线 $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$ 跃迁的行波光场, 所有 $|F=4\rangle$ 态上的原子被打掉, 剩下

如图2所示, 一种是沿某个方向(z 轴)对射激光失谐, 原子云沿 z 方向(0, 0, 1)以 $\Delta\nu\lambda/2$ 的初速度运动, 其中 λ 是激光波长. 另外一种是对射激光都产生 $\Delta\nu$ 的相对频差, 原子云将沿(1, 1, 1)方向以 $\sqrt{3}\Delta\nu\lambda/2$ 的初速度运动, 移动光学黏胶可以精确控制上抛初速度. (0, 0, 1)方向上抛结构简单, 但要有一对竖直方向的对射激光, 光束孔径受Ramsey腔等限制, 影响激光冷却与俘获. (1, 1, 1)相对复杂一些, 但是能够将原子喷泉的制备与其他单元完全分离, 可以实现更有效的原子喷泉制备, 因此大多数喷泉频标都采用了(1, 1, 1)形式, 只有少数是(0, 0, 1)上抛. 上海光机所的铷喷泉频标采用了一种改进(1, 1, 1)的结构, 就是让两束激光以折叠光路的形式实现了6束激光的所有功能, 有效降低了激光功率, 提高了系统稳定性. 冷原子在移动光学黏胶中通过与光子的动量交换实现上抛, 这个过程有加热作用, 导致冷原子云温度被升高, 最后通过移动光学黏胶光场在大失谐下的衰减过程, 完成最后的绝热冷却, 冷原子云以2 μK 左右的温度竖直上抛离开俘获区.

的冷原子都处于 $|F=3, m_F=0\rangle$ 单态. 一般利用探测光构建行波光场, 也有通过竖直方向向下打一束脉冲激光实现“微波-光选态”. 目前喷泉频标普遍采用上述方法, 可以得到纯度很高的单态, 但该方法损失了大量的上抛冷原子. 对 ^{133}Cs 而言, 只有1/9的上抛冷原子制备到Ramsey作用初态, 损失近1个数量级. 一些改进减小了选态造成的损耗, Gibble研究小组在 ^{87}Rb 原子喷泉上用拉曼边带冷却配合多微波跃迁的办法将上抛原子到喷泉初态的制备效率提高到约85%, 但需要专门的微波腔, 结构复杂, 没有推广. 更普遍采用的是光抽运的方法^[62-64], 用D2线 $|F=4\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ 的线偏振抽运光和 $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ 的再抽运光抽

运冷原子, 这个架构下只有 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 是暗态, 不会与光场作用, 通过光抽运加自发辐射的过程, 使冷原子最终布居到 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 态上. 光

抽运等方法只是改变选态前原子在 $|F = 4\rangle$ 磁子能级的布居, 仍需要选态才能得到喷泉频标所需的 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 纯态.

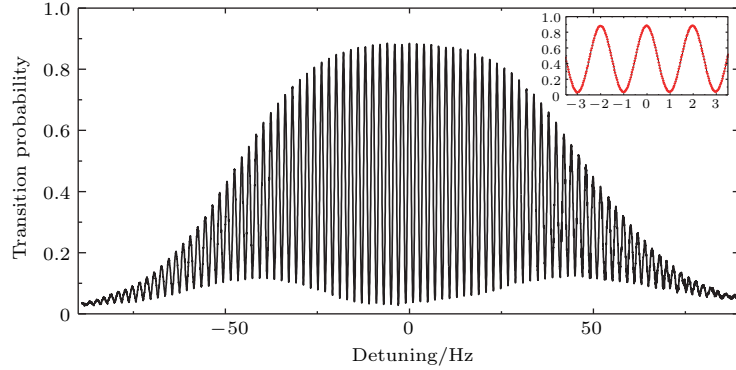


图3 上海光机所 ^{87}Rb 原子喷泉钟的 Ramsey 干涉条纹, 插图为放大的中心条纹

Fig. 3. Ramsey interference fringes of ^{87}Rb atomic fountain clock in SIOM. Inset: the central part enlarged.

3) 鉴频

制备到 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态的冷原子继续上抛, 进入 Ramsey 作用区. 喷泉频标的鉴频过程是原子在分离振荡场作用下, 在基态超精细能级 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 和 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 之间的振荡. 作用区结构如图 1 所示, 包括底部的 Ramsey 作用腔和作用腔上方的自由飞行区. Ramsey 腔是上下端开孔的柱对称 TE_{011} 微波腔, 冷原子上抛和下落都从孔中穿过 Ramsey 腔, 两次与微波场作用, 从时序上实现分离振荡, 即 Ramsey 作用. 作用后 ^{133}Cs 从 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态到 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 态的跃迁概率表示为

$$P_{|F=4, m_F=0\rangle} = P_e(2\tau_p + T) = 4 \left(\frac{\Omega}{\Omega'} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{\Omega' \cdot \tau_p}{2} \right) \times \left[\cos \left(\frac{\delta \cdot T}{2} \right) \cos \left(\frac{\Omega' \cdot \tau_p}{2} \right) - \frac{\delta}{\Omega'} \sin \left(\frac{\delta \cdot T}{2} \right) \sin \left(\frac{\Omega' \cdot \tau_p}{2} \right) \right]^2, \quad (1)$$

其中 τ_p 是原子上抛或下落单次渡越 Ramsey 腔的时间; T 是两次微波作用间的时间间隔; Ω 是与微波场作用的 Rabi 振荡圆频率; δ 为微波场频率 ω_l 相对原子系综共振频率 ω_a 的失谐量, 即 $\delta = \omega_l - \omega_a$. 有效 Rabi 频率 $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$. (1) 式包括两部分, $(\Omega/\Omega')^2 \sin^2(\Omega' \cdot \tau_p/2)$ 是标准的 Rabi 振荡跃迁谱, 表示原子渡越 Ramsey 腔对跃迁概率的贡献; 其余部分表示两次微波作用间自由演化引起的高频干涉. 原子钟期望鉴频谱线的信号最强, 对应

$\Omega \cdot \tau_p = \pi/2$. 典型的 Ramsey 干涉条纹如图 3 所示, 干涉条纹在中心附近满足 $\delta \ll \Omega$, 可近似为

$$P_e(2\tau_p + T) \approx \frac{1}{2} [\cos(\delta \cdot T) + 1], \quad (2)$$

中心条纹的半高全宽度为 $\Delta\nu = 1/(2T)$.

4) 探测

鉴频后的冷原子继续下落, 进入探测区. 需要探测 ^{133}Cs 从 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态到 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 态的跃迁概率 $P_{|F=4, m_F=0\rangle}$, 通过探测布居在 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 态的原子数 $N_{|F=4, m_F=0\rangle}$ 与总原子数 $N_{\text{at}} = N_{|F=4, m_F=0\rangle} + N_{|F=3, m_F=0\rangle}$ 的比值实现, 满足

$$P_{|F=4, m_F=0\rangle} = \frac{N_{|F=4, m_F=0\rangle}}{N_{\text{at}}} = \frac{N_{|F=4, m_F=0\rangle}}{N_{|F=4, m_F=0\rangle} + N_{|F=3, m_F=0\rangle}}, \quad (3)$$

$N_{|F=4, m_F=0\rangle}$ 的探测采用荧光法, 让冷原子云通过 ^{133}Cs 原子 D2 线 $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 的跃迁共振或近共振的驻波场, 原子在 $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 之间发生“受激跃迁-自发辐射”的循环, 在驻波场的垂直方向探测荧光, 如图 1 所示, 得到冷原子下落的飞行时间信号, 分析该信号, 可以得到冷原子下落的原子数 $N_{|F=4, m_F=0\rangle}$ 、温度、时延信息. $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 的跃迁激光驻波场的底部有一束 $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 跃迁的激光行波场, 利用行波场打掉 $|F = 4\rangle$ 的原子, 然后利用一束 D2 线 $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ 的驻波激光将 $|F = 3\rangle$ 的原子抽运到 $|F' = 4\rangle$ 态, 再通过另一个 $|F = 4\rangle \rightarrow$

$|F' = 5\rangle$ 跃迁激光的驻波场探测剩余的原子, 即 $N_{|F=3, m_F=0\rangle}$. 可以看出 $N_{|F=3, m_F=0\rangle}$ 是通过抽运到 $|F = 4\rangle$ 的, 这是因为 $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ 跃迁的 CG 系数比较大, 信号比较强, 另外激发态 $|F = 5\rangle$ 与 $|F = 4\rangle$ 间隔较远, 不容易发生其他跃迁而造成测试误差.

探测光频率噪声会影响探测信号的强度, 从而引入原子数误差, 为了消除该误差对喷泉频标短期稳定度的影响, 需要控制探测光线宽到 100 kHz 左右 [55].

5) 反馈

喷泉频标锁相的原理是通过干涉条纹得到微波频率的误差信号, 再由误差信号反馈锁定. 在 $dP_{|F=4, m_F=0\rangle}/d\delta$ 的极值点, 干涉条纹对微波频率误差最敏感, 对应 $\delta = \pm 2\pi \cdot \Delta\nu/2$ 的位置. 喷泉频标的调制周期为喷泉钟上抛周期的 2 倍, 调制深度为 $\pm\Delta\nu/2$ 的方波调制. 在 2 个上抛周期, Ramsey 腔馈入频率分别为 $\nu - \Delta\nu/2$, $\nu + \Delta\nu/2$ 的微波. 如果两次 Ramsey 作用的跃迁概率分别为 P_- , P_+ , 则误差信号 $\delta\nu = \nu - \nu_0$ 满足

$$\begin{aligned} & P_- - P_+ \\ & \approx (1 + \pi \cdot \delta\nu/\Delta\nu)/2 - (1 - \pi \cdot \delta\nu/\Delta\nu)/2 \\ & = \pi \cdot \delta\nu/\Delta\nu, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 ν 是方波调制前的微波频率, ν_0 是喷泉频标的锁定频率, 它是钟频率经偏差修正的结果. 误差信号可以表示为

$$\delta\nu = \nu - \nu_0 = \Delta\nu [P_- - P_+]/\pi. \quad (5)$$

方波调制的方法除了可以得到对频率最敏感的误差信号, 还能够消除原子数起伏带来的噪声. 它可以看作是喷泉频标双周期积分锁定, 误差信号是两个周期误差信号的平均, 平均算法可以消除一些系统误差. 误差信号可以反馈到 LO 或者频率综合器的某些模块 (例如直接频率合成器 DDS), 一般通过数字比例-积分 (PI) 算法反馈.

3 喷泉频标的性能评估

3.1 喷泉频标的稳定度

原子频标的稳定度通过与参考频率信号 (通过是另一台频标) 比对的方法测得, 用阿兰方差评估, 可以直接从鉴频谱线得到短期稳定度, 其表达式

为 [65,66]

$$\sigma_y(\tau) = \frac{2\Delta\nu}{\pi\nu_0} \frac{1}{SNR} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad (6)$$

其中 SNR 为鉴频干涉条纹锁定位置的信噪比, T_c 是原子钟的锁定周期, 从 (6) 式可知, 通过测量鉴频谱线 SNR 的方法可以预估短期稳定度. 对于喷泉频标而言, 影响 SNR 和短期稳定度的因素包括量子鉴频系统和微波系统, 它们对短期稳定度的贡献 $\sigma_{y-Q}^2(\tau)$ 和 $\sigma_{y-MW}^2(\tau)$ 分别表示为 [31,32]

$$\begin{aligned} \sigma_{y-Q}^2(\tau) &= \left(\frac{\Delta\nu}{\pi\nu_0}\right)^2 \left(\frac{T_c}{\tau}\right) \\ &\times \left(\frac{1}{N_{at}} + \frac{1}{N_{at}n_{ph}} + \frac{2\sigma_{\delta N}^2}{N_{at}^2}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\sigma_{y-MW}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{g_m^c}{g_0^2} + \frac{g_m^s}{g_0^2}\right) S_y^f(2m/T_c), \quad (8)$$

二者满足 $\sigma_y^2(\tau) = \sigma_{y-Q}^2(\tau) + \sigma_{y-MW}^2(\tau)$, $\sigma_{y-Q}(\tau)$ 和 $\sigma_{y-MW}(\tau)$ 均表现白频率噪声特征, 都正比于 $\tau^{-1/2}$. $\sigma_{y-Q}^2(\tau)$ 包括 3 项, 第一项 $1/N_{at}$ 是量子投影噪声; 第二项 $1/N_{at}n_{ph}$ 是探测荧光的光子散弹噪声, n_{ph} 是可探测的单个原子发出的光子, 一般在 100 左右; 第三项 $2\sigma_{\delta N}^2/N_{at}^2$ 是探测系统噪声, $\sigma_{\delta N}^2$ 表示每个检测通道的探测原子数涨落误差, $\sigma_{y-Q}^2(\tau)$ 主要是量子投影噪声的贡献, 后两项可以忽略. (8) 式中 $S_y^f(2m/T_c)$ 为微波信号 $2m/T_c$ 处的单边功率谱密度, g_0 , g_m^c , g_m^s 是灵敏度函数 $g(t)$ 相关的参数, 它描述由于 Dick 效应引起的短期稳定度对微波相位噪声的响应, 表达式见文献 [31].

Dick 效应的原理简单描述如下: 微波系统连续输出信号, 周期运行的频标只在整个周期的一段时间窗口鉴频, 因此鉴频误差与频标整个周期的误差存在偏差, 使得频标锁定后的短期稳定度恶化. Dick 效应对周期运行的频标具有普适性, 鉴频时间与运行周期之比是频标的占空比, 频标运行时的非鉴频时间称之为“死时间”. 从原理就可知, 提高占空比或者降低“死时间”可以抑制 Dick 效应, 这是目前频标研究的一个热点 [67,68]. 在微波链路噪声远大于量子投影噪声的情况下, “零死时间”可以有效抑制 $\sigma_{y-MW}(\tau)$ (以 τ^{-1} 收敛), 直至达到量子投影噪声极限提高频率短期稳定度, 该方法已应用于喷泉干涉仪 [69], 也有望应用于喷泉频标.

$\sigma_{y-Q}(\tau)$ 和 $\sigma_{y-MW}(\tau)$ 对短期稳定度的贡献不平衡. 喷泉频标的信号原子在 10^6 左右, 以量子投影噪声为主要贡献的 $\sigma_{y-Q}(\tau) \sim 10^{-14}\tau^{-1/2}$, 以

恒温晶体振荡器为LO的微波系统的 $\sigma_{y-MW}(\tau) \sim 2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$. 低噪声微波链路是早期喷泉频标研究的一项重要内容^[70-72], 使得倍频综合系统(如图1)的附加相位噪声比晶振LO低一个数量级以上, LO成为限制喷泉频标短期稳定度提高的“瓶颈”. 用超低相位噪声LO替代恒温晶振是喷泉频标近期的研究热点, 主要有两种方案: 一种是采用低温蓝宝石振荡器^[32], 另一种是采用光生微波的方法^[54,73-75]. 两种方法将微波系统的贡献降低到大约 $10^{-15} \tau^{-1/2}$ 或者更低. 巴黎天文台利用前一种方法直接探测到量子投影噪声, 但更多的实验室采用光生微波的方法, 该方法利用了光频标技术发展起来的超稳激光和飞秒光梳技术, 实际是以超稳激光作为LO, 以超稳激光锁定飞秒光梳, 将超稳激光的超低相噪下转化到飞秒光梳的重复频率上, 以该重复频率作为微波源得到微波信号. 光生微波技术非常复杂, 但由于大多数喷泉频标研究机构也开展

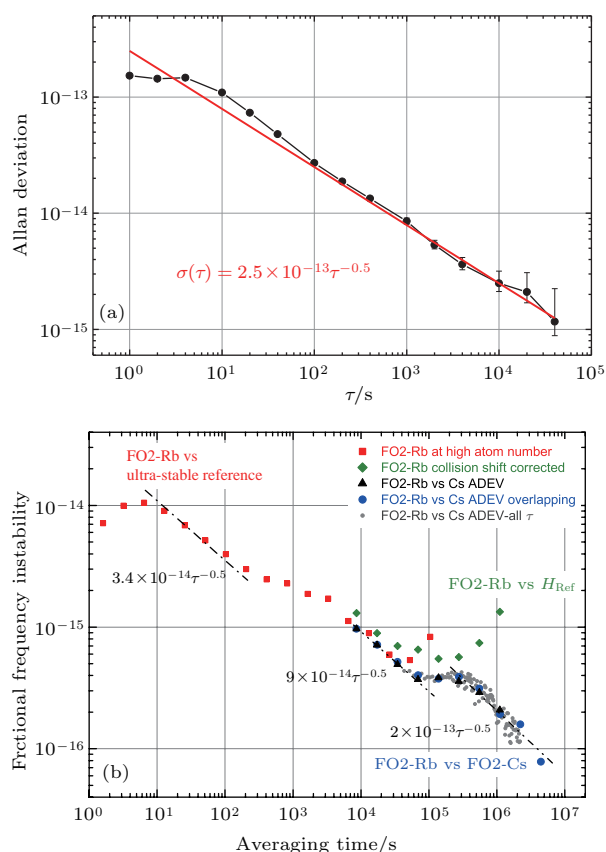


图4 典型的喷泉频标稳定度曲线 (a)上海光机所 ^{87}Rb 喷泉频标, 它采用恒温晶振作为LO; (b)巴黎天文台的FO2-Rb喷泉频标, 它以低温蓝宝石振荡器作为LO^[76]

Fig. 4. The typical stability curve of fountain frequency standard (FFS): (a) ^{87}Rb FFS in SIOM, utilizing oven controlled crystal oscillator (OCXO) as local oscillator (LO); (b) FO2-Rb FFS in Observatoire de Paris, using cryogenic sapphire oscillator as LO^[76].

了光频标的研究, 相互之间可以通过平台共享实现. 目前该方法的可靠性尚需提高, 不过它代表了喷泉频标改进的一个方向. 不同LO的典型喷泉频标稳定度曲线如图4所示, 可以看出, 两者的短期稳定度相差约1个数量级.

喷泉频标的长期稳定度需要考虑环境噪声的影响, 已有的研究工作尚未看到喷泉的闪烁噪声平台. 美国海军天文台USNO的铷喷泉频标实现了连续运行, 在 7×10^6 s (约80 d)积分时间得到了 6×10^{-17} 的稳定度^[77], 展示了频标优异的长期稳定度. 大多数喷泉频标由于可靠性等原因, 处于准连续运行的状态, 受限于积分时间等, 长期稳定度在 10^{-16} 量级.

3.2 喷泉频标的不确定度评估

喷泉频标的频率信号受工作环境的影响, 需要评估工作环境的参数及起伏引起的频率偏移 y 和不确定度 σ_B , 认为各物理效应相互独立条件下, y 和 σ_B 表示为

$$y = \sum_i y_i, \quad \sigma_B = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2}, \quad (9)$$

其中 i 表示喷泉频标中心频率的各种效应, 包括二阶塞曼频移、冷原子碰撞频移、黑体辐射、分布腔相移、腔牵引、微波泄漏、Majorana跃迁、光频移、二阶多普勒效应、背景气体碰撞、邻线牵引、直流Stark效应等. 评估不确定度时, 认为噪声模型已知, 可以写为 $y_i = f_i(x_i)$, 引起噪声的环境自变量 x_i 可测、可控, 通过直接或间接的方法评估 x_i 引起的频率偏差 y_i 及由于 x_i 测试误差、含时起伏对不确定度 σ_i 的贡献 σ_{x_i} , 表示为

$$y_i = f_i(\bar{x}_i), \quad \sigma_i = \left. \frac{\partial f_i(x_i)}{\partial x_i} \right|_{x_i=\bar{x}_i} \sigma_{x_i}. \quad (10)$$

直接评估是测试在两个不同的 \bar{x}_i 下的 y_i , 其中 \bar{x}_i 是 x_i 的平均值. 根据测试结果确定 $f_i(x_i)$ 的其他参数, 再将 \bar{x}_i, σ_{x_i} 代入得到 y_i, σ_i . 间接评估是通过其他测试手段得到 $f_i(x_i)$, 通过计量 \bar{x}_i, σ_{x_i} 得到 y_i, σ_i . 直接评估更可信一些, 但许多效应无法采用直接评估的方法, 需要结合物理效应确定评估方法. 各效应的原理和评估方法如下.

二阶塞曼效应: 塞曼效应引起的频移 y_{ZE} , 由于选取磁子能级 $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ 钟跃迁, 故只有2阶塞曼效应. 它是冷原子Ramsey作用时, 作用区磁场 H 引起的频率偏移. 对 ^{133}Cs 原子有

$y_{ZE} = 4.645 \times 10^{-14} \times (\bar{H}/\text{mGs})^2$, 喷泉频标的 Ramsey 作用区沿竖直方向有约 1—2 mGs 的磁场为原子-微波作用提供量子化轴, 对应 y_{ZE} 在 10^{-14} — 10^{-13} 左右. 它是最大的偏移项, 需要精确测量 \bar{H} . 有两种方法: 一种是测试整个 Ramsey 作用区磁场, 再对上抛时间平均得到 \bar{H} [20,78]; 另外一种是利用邻线 $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 到 $|F = 4, m_F = 0\rangle$ 跃迁 Ramsey 谱测量 [23,56]. 根据测试评估 δH , 代入公式得到 2 阶塞曼效应引起的不确定度.

黑体辐射 [79]: 热辐射背景通过交流斯塔克效应引起的频移. 黑体辐射频移 y_{BBR} 是绝对温度 $T(K)$ 的函数, ^{133}Cs 原子的 y_{BBR} 表示为 [80,81]

$$y_{BBR} = -1.711 \times 10^{-14} \times [T(K)/300]^4 \times [1 + 0.014(T(K)/300)^2]. \quad (11)$$

喷泉频标的工作温度 300 K 左右, 可以忽略高阶项, 则 $y_{BBR} \propto T^4$. 黑体辐射引起的频移在 10^{-14} 量级, 是喷泉频标的第 2 大偏移项, 需要精确评估 $T(K)$, 不过由于喷泉频标作用区非常大, 30 cm 左右, 又在真空中, 无法用探头直接测量, 因此一般采用对整个作用区主被动严格温控加多探头测试的办法探测和控制 $T(K)$, 降低其测试误差、温度梯度及含时起. 即使这样, 黑体辐射仍然是影响喷泉钟不确定度的最重要的效应之一, 其一般在 10^{-16} 量级, 一些计量机构, 例如美国的 NIST [82], 利用液氮冷却的办法降低黑体辐射的影响.

冷原子碰撞频移: 冷原子云内原子间碰撞引起的频移, 原子的碰撞截面随着温度的降低而增加, 碰撞频移 y_{coll} 也随着变大, 它是影响喷泉频标不确定度的最重要因素之一 [8,83,84]. y_{coll} 是冷原子云温度 T 和密度的函数 n , 喷泉频标运行时, 温

度不变, 在 μK 量级, y_{coll} 只受密度的影响, 表示为 $y_{\text{coll}} = k_{\text{coll}}n$, k_{coll} 是碰撞频移系数. 对于 ^{133}Cs 原子, k_{coll} 约为 $-3 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ [85], 而 ^{87}Rb 原子的 k_{coll} 在 $-7.2 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$ 到 $-11.7 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$ 之间, 比 ^{133}Cs 原子低近 2 个数量级, 这是 ^{87}Rb 喷泉频标的最大优势.

碰撞频移是直接评估得到的. 通过改变冷原子装载时间 [86] 或者选态跃迁概率 [17] 的办法调节冷原子密度, 探测 y_{coll} 的变化, 代入公式得到 k_{coll} , 进而得到喷泉运行时的频率偏差和不确定度. 早期碰撞频移是限制 ^{133}Cs 喷泉频标不确定度的最重要因素, 后来采用降低原子数等办法, 以牺牲信噪比和短期稳定性为代价减小碰撞频移的影响 [64]. 即使这样, y_{coll} 仍然在 10^{-16} — 10^{-15} 量级, 不确定度在 10^{-16} 量级. ^{87}Rb 喷泉频标在正常运行模式下, 频移和不确定度均在 10^{-16} 量级或者更低 [24,77].

分布腔相移: 喷泉频标评估频率偏移随微波功率变化时, 理论和实验一直拟合不好, 美国宾州大学 Gibble 研究组利用有限元分析的办法解决了这个难题 [87,88], 指出这是分布腔相移对频率偏差和不确定度的贡献. 如图 5 (a) 所示, 分布腔相移的原理如下: Ramsey 腔对微波功率的耗散使得腔中除了微波驻波场还有微弱的行波场. 行波场造成腔中振荡的微波有相位差, 而这个相位差与微波场的空间结构有关. Ramsey 腔中心轴向和原子的上抛方向都与竖直方向存在一定的角度, 使得原子上抛和下落时经历 Ramsey 腔的位置不同, 所以感受到的相位也不相同, 从而产生引入频率误差 y_{DCP} . 分布腔相移的理论在巴黎天文台 [89], NPL [90], PTB [91] 的喷泉频标上得到实验证实.

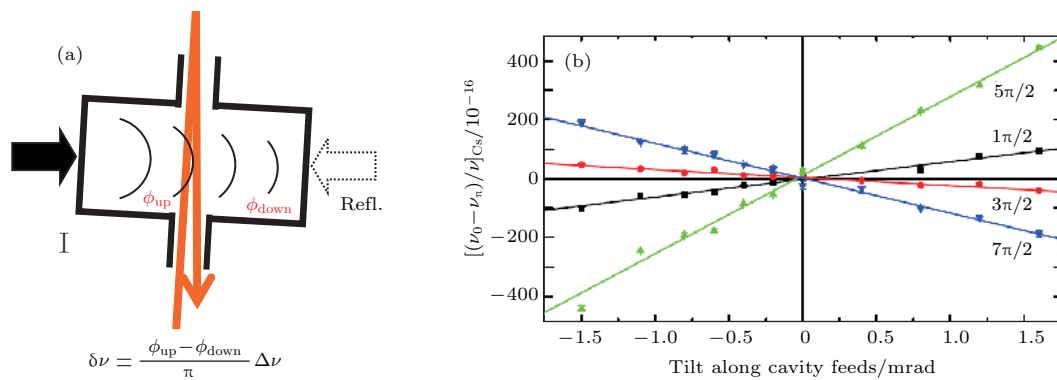


图 5 (a) 分布腔相移的产生原理; (b) 典型的实验结果 [89]

Fig. 5. (a) The principle of the generation of phase shift in a distributed cavity; (b) the typical experiment result [89].

y_{DCP} 受 Ramsey 腔中心轴与竖直方向的夹角 α 的影响, 采用直接评估得到. 测量 1 阶和高阶 Ramsey 跃迁 (对应 $\Omega \cdot \tau_p = \pi/2, 3\pi/2, 5\pi/2, 7\pi/2, \dots$) 的 $y_{\text{DCP}}(\alpha)$ 曲线, 放入同一张图表中, 曲线交点对应 $\alpha = 0$, 根据曲线的测试误差和交点重合的一致性给出不确定度. 典型的数据如图 5(b) 所示, 图中的横坐标是 Ramsey 腔中心轴在微波馈入面投影与竖直方向的夹角, 可以看出, 1 阶 Ramsey 跃迁 ($\pi/2$) 对应的分布腔相移为 $6 \times 10^{-15}/\text{mrad}$, 它对 α 提出了严格的要求, 通过调节 Ramsey 腔中心轴角度, 使 $|\alpha| < 0.1 \text{ mrad}$, 并且由单端馈入改为双端对称馈入, 可以将分布腔相移引起的频率不确定度降低到 10^{-16} 量级. 巴黎天文台针对分布腔相移进行了系统改进, 实现了冷原子上抛轴、Ramsey 腔中心轴对竖直方向的独立调节, 通过实验优化使分布腔相移引起的频率不确定度降低到 1×10^{-16} .

分布腔相移是随着喷泉频标研究工作的深入才逐步认识的一项效应, 它与 Ramsey 腔的结构有很大关系, 已有的喷泉频标多数采用图 5 的对称馈入结构, 可以精密测量和优化微波馈入方向的夹角对频率偏差和不确定度的贡献, 但分布腔相移对微波馈入垂直方向夹角的影响, 测试和调节就比较困难. 新的喷泉频标改进了 Ramsey 腔的设计, 主要有两个方案, 一种是正交对称 4 向馈入微波, 另一种设计低 y_{DCP} 的 Ramsey 腔 [92], 这些工作有望进一步抑制 y_{DCP} .

腔牵引效应: 指由于 Ramsey 腔共振频率 ν_c 与 ν_0 之间有偏差, 使得微波场振幅在 ν_0 的两边不对称, 引起跃迁概率的不对称, 造成中心频率的移动. 可以通过调节 Ramsey 腔的温度改变腔长进而改变 ν_c , 所以腔牵引引起的频率偏差 $y_{\text{C-P}}$ 与腔体温度 Tem_c 有关, 整个 Ramsey 作用区的温度就是由 $\nu_c(Tem_c) = \nu_0$ 确定的. 腔牵引效应的评估有两种方法, 一种是间接的方法, 将相关参数代入文献 [93] 的公式 (5.6.123) 计算得到; 另一种是巴黎天文台发展起来的针对喷泉频标的腔牵引评估方法 [94], 他们推导了频移公式, 这个公式比较复杂, 但是其给出了 $y_{\text{C-P}}$ 与腔模体积的关系, 而模体积又受到原子数 N_{at} 的影响. 因此可以通过实验的方法, 将腔牵引效应并入碰撞频移一起评估 [24,84], 基本方法是让喷泉频标工作在 $N_{\text{at-H}}, N_{\text{at-L}}$ 高低两个原子数状态, 测试不同 Tem_c 下的 $y_{\text{C-P}}$, 进行曲线拟合, 将曲线交点作为 Ramsey 腔的工作温度点. 典型的数据结果如图 6 所示, 根据测试误差及温度控制误差

给出不确定度.

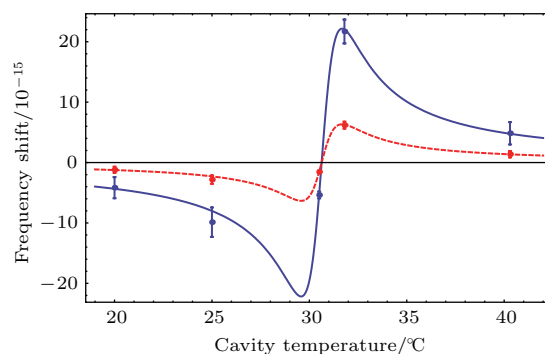


图 6 典型的碰撞频移-腔牵引不确定度评估曲线, 采用 NPL 铷钟的数据 [24], 图中蓝色、红色曲线分别代表高、低原子数时的频率偏差

Fig. 6. The typical uncertainty evaluation curve of collision frequency shift-cavity pulling. Blue and red curves represent the frequency bias in high and low atomic density, respectively.

引力红移: 引力红移 y_{grav} 是由于相对论效应所引起的 [55,95], 体现重力场对频率的影响, 表示为 $y_{\text{grav}} = gH/c^2 = 1.09 \times 10^{-16} m^{-1} \times H$, 这里 H 是喷泉频标的海拔高度, y_{grav} 是非常重要的偏移项. 需要精密测量实验室的海拔高度, 引力红移的不确定度是 H 的测试误差.

Majorana 跃迁 [93,96]: 原子渡越磁场强度 0 点, 或者飞跃大磁场梯度区域时发生的同一超精细能级的相邻磁子能级间的跃迁 (即满足 $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = \pm 1$ 的跃迁). 喷泉频标的工作状态远离这两种情况. Majorana 跃迁发生的概率非常低, 一般在 10^{-18} 量级.

邻线牵引: 与冷原子 Ramsey 作用相伴的其他超精细能级间的跃迁, 包括 Rabi 牵引, 指 ^{133}Cs 原子与微波作用时, 伴随 $|F = 3, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$ 发生的 $|F = 3, m_F \neq 0\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F\rangle$ 的 $\Delta m_F = 0$ 的跃迁; Ramsey 牵引, 指 ^{133}Cs 原子与微波作用时伴随 $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ 钟跃迁发生的 $|F = 3, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = \pm 1\rangle$ 和 $|F = 3, m_F = \pm 1\rangle \leftrightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ 的 $\Delta m_F = \pm 1$ 的跃迁. 喷泉频标在选态后, $|F = 3, m_F = 0\rangle$ 态纯度高, 谱线线宽远小于能级分裂, 取向磁场与微波磁场的方向一致性好, 相关参数代入公式 [97,21], 可以估得邻线牵引引起的频移在 10^{-18} 量级, 将其直接作为不确定度贡献.

光频移 [2]: 冷原子在 Ramsey 作用过程中感受到的光场对跃迁频率的影响, 这个光场实际是由于激光没有完全关断造成的. 光频移 y_{opt} 采用直接评

估, 在激光光源光路设置不同隔离度的光开关, 测试不同光隔离度下的相对频率偏移, 计算得到喷泉运行时光频移的大小, 将其直接计入不确定度. 喷泉频标为了抑制光频移的影响, 会增加额外的机械光开关以进一步抑制光场泄漏, 由此造成的光频移在 1×10^{-16} 以下.

微波泄漏: 馈入 Ramsey 腔的微波可以通过截至波导、耦合端等泄漏到 Ramsey 腔外, 它对冷原子会产生额外的激发作用, 造成频移. 它的影响和评估与光频移类似, 通过增加微波开关和改变开关隔离度的方法评估它的频移和不确定度. 不过由于微波信号本身是频率参考, 对微波信号的操作会带来额外的误差, 研究表明, 直接的微波幅度开关会导致开断前后的两个微波脉冲产生额外的相位, 引起频移, 喷泉频标采用 Mach-Zehnder 干涉 (MZI) 开关的方法实现微波场的开断 [98,99], 微波泄漏引起的频移在 10^{-16} 或者更低.

微波谱不纯: 微波场在载波频率附近的不对称杂散边带引起钟频移 [100,101]. 喷泉频标从优化短期稳定度的角度设计超低噪声的微波链路, 近旁

频噪声比较低, 它的不对称性引起的频移在 10^{-16} 以下.

其他: 影响喷泉频标不确定度的物理效应还包括微波透镜效应 [91,102,103]、背景气体碰撞、二阶多普勒频移 [16]、直流 Stark 效应 [104]、Bloch-Siegert 频移 [105] 等, 不过这些效应引起的频移都非常小, 在 10^{-17} 量级甚至更低, 可以忽略.

3.3 不确定度汇总

表 1 给了目前典型的喷泉频标不确定度表, 其中前 6 列是国际上具有代表性的几台, 包括中国计量院的 NIM5, 最后 1 列是上海光机所的 ^{87}Rb 喷泉频标, 可以看出国际上最好喷泉频标的主要误差源已经降低到 1×10^{-16} 左右, 总的不确定度小于 10^{-16} , 其中 NPL-CsF3 是最新的喷泉频标, 主要误差源都降到了 1×10^{-16} 以下, 此时, 各种物理效应都在发挥作用, 进一步的改进将更具有挑战性. 国内的喷泉频标与国际先进水平还有一定的差距, 还有很大的提升空间.

表 1 典型的喷泉频标不确定度表 ($\times 10^{-16}$)
Table 1. Typical fountain frequency standard uncertainty ($\times 10^{-16}$).

	SYRTE-FO2 [103]	PTB-CsF2 [92]	NPL-CsF3 [106]	ITC-F2 [107]	NIST-F2 [108]	NIM5 [47]	SIOM-RbF
二阶赛曼频移	0.3	0.59	0.5	0.8	0.2	2	6
黑体辐射	0.6	0.76	0.6	0.12	0.05	1	2
碰撞 + 腔牵引	1.4	3.0	0.4	1.3	< 0.1	2	0.3
分布腔相移	2.7	1.3	0.5	0.2	0.34	6	16
引力红移	1.0	0.06	0.5	0.1	0.3	1	1
M 跃迁		0.001			<0.1	<1	<0.1
邻线牵引	<0.1	0.01	0.1		<0.1	<1	<0.1
光频移		0.01			<0.1	<1	<1
微波泄漏		1.0	0.5	1.5	<0.1	12	
微波谱线不纯	<1	1.0			0.5	<1	
其他			0.3				
合计	3.5	4.1	1.4	2.3	1.1	14	20

4 其他类型的喷泉频标

喷泉频标由不同的实验室独立研制, 但大家基本遵循了巴黎天文台的方案, 总体差别不大. 抛开技术细节上的差别, 例如利用连抛法降低碰撞频移 [24,34,36], 以下的喷泉型频标各有特色.

4.1 铷喷泉频标

除了 ^{133}Cs , ^{87}Rb 是另一个广泛使用的喷泉频标介质, ^{87}Rb 喷泉频标最大的优点是它的碰撞频移系数至少比 ^{133}Cs 低 100 倍 [34], 其他参数基本相当, 这样可以获得性能指标更好的喷泉频标. 美国宾州大学 [34]、法国巴黎天文台 [2,103], USNO [78]、英国 NPL [24]、俄国 VNIIFTRI [41]、国内上海光机

所^[109,110]都开展了⁸⁷Rb喷泉频标的研究.

宾州大学Gibble研究组建立了非常有特色的⁸⁷Rb喷泉装置,在该装置上对喷泉频标的物理特性开展研究,取得了一系列重要成果,包括连抛式原子装载^[34]、多微波跃迁选态、⁸⁷Rb碰撞频移系数测量^[111]、碰撞相移测试^[112]等工作,他们的工作对喷泉频标的发展起到了积极的促进作用.

法国巴黎天文台搭建了一套铷-铯双钟系统FO2^[2],并在该系统上实现了⁸⁷Rb喷泉频标,该系统既可以运行铯喷泉,又可以运行铷喷泉,早期是交替运行的,后来实现了同时运行^[113].他们在这套装置上测量了⁸⁷Rb原子的钟频率^[114],测试精度比原有结果提高4个数量级,并且发现原来的标定有约3.1 Hz的误差,改进的测试结果在2004年被第16届国际时频咨询委员会CCTF接收,作为第一个推荐二级秒定义,该结果被后续CCTF会议确认.随着测试精度的提高,给出的误差也不断降低.2015年第20届CCTF大会上,给出的钟频率为6834682610.904 310 Hz,不确定度为 6×10^{-16} (the unperturbed ground-state hyperfine transition of ⁸⁷Rb with a frequency of $f_{\text{Rb}} = 6834682610.904310$ Hz and an estimated relative standard uncertainty of 7×10^{-16} , see report of the 16th meeting to the International Committee for Weights and Measures September 17–18, 2015 p50).巴黎天文台也测量了⁸⁷Rb碰撞频移系数,并对腔牵引加碰撞频移的不确定度进行了评估^[84].通过⁸⁷Rb-¹³³Cs频率的长时间比对,测试精细结构常数是否随时间变化.14年的数据积累显示两个钟频率的漂移率为 $d[\ln(\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}})]/dt = (-11.6 \pm 6.1) \times 10^{-17} \text{ yr}^{-1}$ ^[115].FO2-Rb作为一台性能优异的装置一直在喷泉频标计量领域发挥重要作用,随着喷泉频标进入UTC(OP)的构建^[116],⁸⁷Rb也参与到TAI校准中^[77].

USNO和VNIIFTRI研制⁸⁷Rb喷泉频标是为了升级它的守时钟组.基于可靠运行的考虑,他们均采用恒温晶振作为LO,实现长期连续运行.USNO打算研制7台,已经完成了5台,其中第1台是原理样机,没有报道性能指标,后4台都实现了连续运行,参与到UTC(USNO)的构建和TAI的校准中^[78],并且获得了TAI权重,每台在1%左右(见BIPM历年来的“Text of the BIPM Annual Report on Time Activities”及每月发布的“Circular T report”,<http://www.bipm.org/en/scientific/tai/>).

由于应用的要求,这些喷泉频标并没有进行细致的不确定度评估,而是更多地考虑了运行的连续性和可靠性,运行率均达到98%以上,NRF5更实现了连续运行(100%).这些频标展示了优异的长期稳定度(6×10^{-17}),相对基准频标在 $1 \times 10^{-18}/\text{d}$ 的测试精度下未测到漂移.VNIIFTRI研制了2台⁸⁷Rb喷泉频标,目前完成了稳定度评估,达到了 $1.7 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ 的短期稳定度^[41].

NPL的⁸⁷Rb喷泉频标完成了性能评估^[24],短期稳定度 $2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$,不确定度 3.7×10^{-16} ,他们希望通过改进将不确定度提高到 5×10^{-17} .国内上海光机所实现了⁸⁷Rb喷泉频标的运行,评估指标为短期稳定度 $2.5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$,长期稳定度 1.2×10^{-15} ,不确定度 2×10^{-15} ,目前正在研究⁸⁵Rb喷泉频标,希望探索第3种介质频标的特性,利用比对改进单台频标性能,并开展测试精细结构常数是否随时间变化的研究^[117].

4.2 空间冷原子频标

空间冷原子频标是喷泉频标技术的拓展.空间环境对冷原子频标既具有物理机理的优越性,又具有技术需求.从物理机理上讲,空间微重力环境显著降低了地面重力加速度对冷原子云的影响,冷原子云可以通过缓慢运动,显著延长Ramsey作用时间,减小鉴频谱线线宽 $\Delta\nu$,提高频标性能指标,特别是短期稳定度,预期可以得到 10^{-14} s稳定度, 10^{-17} d稳定度,不确定度进入 10^{-17} .性能指标比地面喷泉频标好约1个数量级.从技术需求角度考虑,高精度空间冷原子频标在建立更高精度全球导航定位系统、利用空间探测基本物理问题(如验证引力红移,测量精细结构常数变化,检测光速的各向异性)等方面具有重要价值^[118].

巴黎天文台在实现喷泉频标不久就开始了空间冷原子频标PHARAO的研究^[119],他们在1997年就完成了抛物飞机的模拟微重力实验,实现了7 Hz线宽的干涉条纹^[120].之后改进了Ramsey腔系统,由TE₀₁₃模谐振腔改进为环形腔,使束型频标实现更好的Ramsey作用;他们搭建了改进的地面原理性样机^[2],该系统作为移动喷泉频标进行了广泛的测试,例如频标的远程比对等^[121].PHARAO是为国际空间站设计的,该系统加一台主动氢钟和对地时频传输链路组成了国际空间

站的空间钟^[122] (atomic clock ensemble in space, ACES). 在完成原理性验证后, PHARAO 的研究从巴黎天文台转到欧空局, 他们针对空间发射和空间环境进行了一系列专门的设计, 完成了许多技术改进, 研究不断取得进展^[123], 接连公布发射日期, 同时又不断延期, 文献^[2]曾报道的发射日期是2003年, 但时至今日仍未发射. 这可能是国际空间站的发射任务不断变化造成的. 事实上, 他们曾经有一个发射3台冷原子频标的计划^[121], 其中的2台早已取消, PHARAO 还在等待.

世界上第一台空间冷原子频标上海光机所研制的. 该所很早就开展了空间冷原子频标的研究, 1999年就提出了“场移式”空间冷原子钟的方案^[124], 基本想法是让冷原子云不动或者缓慢运动, 让Ramsey腔快速往复运动得到Ramsey干涉条纹, 可以在空间实现喷泉型原子频标. 分析计算表明^[125], 该方案可以达到空间冷原子频标的预期指

标, 但空间实验是希望避免运动部件的, 该方案中的Ramsey腔不但需要运动, 而且需要长期、连续、精确运动, 实现起来难度更大, 并且影响可靠性, 因此上天的冷原子频标最终采用类似PHARAO的全固态环形Ramsey腔方案^[126]. 为了获得更好的性能指标, 采用⁸⁷Rb作为工作介质. 经过10余年的努力研究, 完成了空间冷原子钟的研制, 该系统于2016年9月18日搭载“天宫二号”发射升空, 实现在轨运行, 使我国成为国际上第一个拥有空间冷原子频标的国家. 该系统的空间运行示意图如图7所示, 在空间完成了系统开机、冷原子俘获、飞行时间信号获取、微波Ramsey作用、闭环锁定等实验, 得到了线宽1.8 Hz, 信噪比440的Ramsey干涉条纹和 $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ 的预期短期稳定度^[50], 后续研究还在进行中. 空间冷原子频标将会在我们空间时频体系的建设和空间物理实验研究领域发挥重要作用.

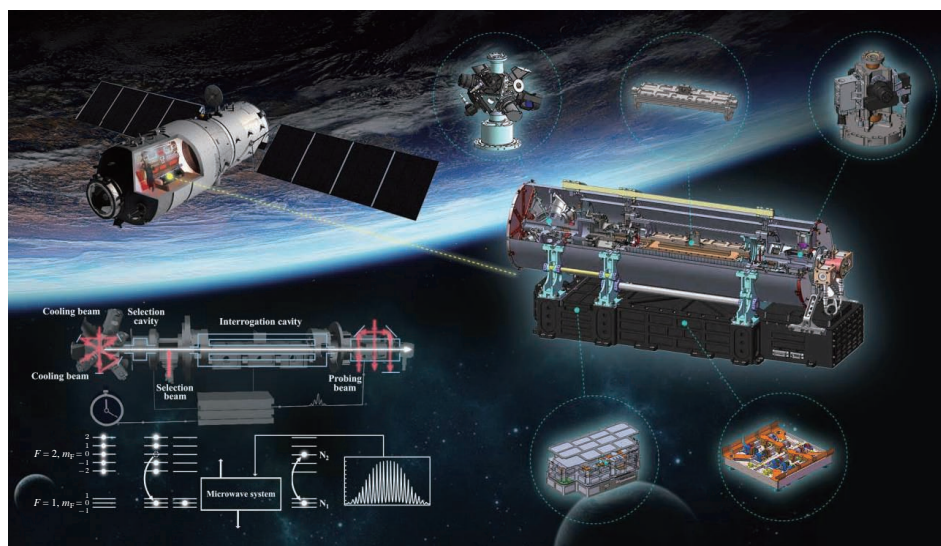


图7 世界首台在轨运行空间冷原子钟示意图^[50]
 Fig. 7. The first cold atomic clock in orbit in the world^[50].

4.3 连续斜抛喷泉^[127]

连续斜抛喷泉是瑞士 Neuchatel天文台研制的非常有特色的喷泉频标, 原理是实现冷原子束倾斜上抛的喷泉, 由于有水平初速度, 上抛和下落路径可以分开, 喷泉制备和探测分开, 又由于采用原子束流, 可以实现连续鉴频, 无“死时间”避免了 Dick 效应的影响. 束流的冷原子密度小于冷原子云, 因

此可以降低碰撞频移的影响. 斜抛喷泉带来这些优点的同时, 也有明显的缺点: 结构复杂, 原子束不易冷却, 上抛的速度分布大, 微波腔结构复杂, 各种误差偏大. Neuchatel天文台针对这些不足发展了许多特色技术, 例如利用真空中的涡轮选择上抛速度等, 上述缺点得到一定程度的抑制, 实现了 $6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ 的短期稳定度^[128], 但系统的复杂性使得不确定度偏大, 在 10^{-15} 量级.

5 喷泉频标的应用与展望

随着喷泉频标性能指标的提升和技术的日趋成熟,它逐渐走向实用化,在时频计量领域发挥越来越重要的作用.

作为目前能够持续运行精度最高的基准频标或二级频标,喷泉频标参与实现各地 UTC [78,129],并通过双向卫星比对链路、GPS 卫星参与到 TAI 的校准.喷泉频标与 TAI 的比对存在偏差,国际权度局 BIPM 认识到这是由于占 TAI 权重主体的商业小铯钟存在系统误差造成的,因而在 2012 年的第 19 届 CCTF 上修改了 TAI 的算法 [130],修改后喷泉频标与 TAI 的一致性基本保持在 10^{-16} 量级.在 BIPM 时间年报中,对于连续报数喷泉频标如 USNO 的 4 台喷泉,直接计算权重,而对于非连续运行的喷泉频标,则计算比对时间内的相对 TAI 的 A 类不确定度在 10^{-16} 量级.各大计量机构都建立了多台喷泉频标,组成钟组验证单台频标的性能并提高运行的可靠性.

喷泉频标与时频领域的新技术结合日益紧密、广泛.许多实验室开展了光生微波的研究;巴黎天文台和德国 PTB 实现了基于光纤时频传递的 1415 km 喷泉频标比对,达到了 3×10^{-16} 的比对精度,验证了它们的不确定度评估结果,并以 3.1×10^{-16} 精度测量了 ^{87}Rb 的钟频率;喷泉频标还广泛应用于光频标的频率计量.

利用喷泉频标开展了验证基本物理问题的精密计量实验,包括测试精细结构常数的变化、电偶极矩 (electric dipole moment, EDM) 的测量等,一些利用喷泉频标技术的空间物理实验也正在筹划和准备中.

综上所述,喷泉频标是近 20 年发展起来的新型频标技术,通过不断的研究,喷泉频标达到了短期稳定度 ($10^{-13}—10^{-14}$) $\tau^{-1/2}$, 不确定度在 10^{-16} 量级的性能指标.喷泉频标的研究显著促进了时频计量的发展,并应用于基本物理问题的研究.未来,喷泉频标可以借鉴新原理、新技术提高稳定度指标,不确定度有望进入 10^{-17} 量级,但是大量效应对不确定度的贡献都在这个量级,不确定度的进一步提升比较困难.随着技术的进一步成熟,喷泉频标将获得更广泛的应用,更多的实验室、更多的喷泉频标将参与到复现“秒”、实现各地 UTC、参加 TAI 校准中,也将出现商业化喷泉频标.更远的未来,光

频标将成为更高的频率基准,喷泉频标作为不确定度最高的微波频标仍将发挥不可替代的作用.

参考文献

- [1] Bureau International des Poids et Mesures <https://www.bipm.org/metrology/time-frequency/units.html> [2014]
- [2] Lemonde P, Laurent P, Santarelli G, Abgrall M, Sortais Y, Bize S, Nicolas C, Zhang S, Clairon A, Dimarcq N, Petit P, Mann A G, Luiten A N, Chang S, Salomon C 2001 (Luiten A N ed) *Frequency Measurement and Control: Advanced Techniques and Future Trends* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp131–153
- [3] Metcalf J H, van der Straten P 1999 *Laser Cooling and Trapping* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp71–175
- [4] Chu S 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 685
- [5] Cohen-Tannoudji C 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 707
- [6] Phillips D W 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 721
- [7] Kasevich A M, Riis E, Chu S, Devoe G R 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 612
- [8] Gibble K, Chu S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1771
- [9] Clairon A, Salomon C, Guellati S, Phillips D W 1991 *Europhys. Lett.* **16** 165
- [10] Lett D P, Watts N R, Westbrook I C, Phillips D W, Gould L P, Metcalf J H 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 169
- [11] Dalibard J, Cohen-Tannoudji C 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2023
- [12] Clarion A, Laurent P, Stantarelli G, Ghezali S, Lea S, Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128
- [13] Clarion A, Stantarelli G, Laurent P, Ghezali S, Lea S, Bahoura M, Simon E, Weyers S, Szymaniec K 1996 *Proceedings of Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology Woods Hole, USA, October 15–19, 1995* p49
- [14] Bize S 2001 *Ph. D. Dissertation* (Paris: Bureau National de Métrologie)
- [15] Vian C, Rosenbusch P, Marion H, Bize S, Cacciapuoti L, Zhang S, Abgrall M 2005 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 833
- [16] Jefferts S R, Shirley J, Parker T E, Heavner T P, Meekhof D M, Nelson C, Levi F, Costanzo G, de Marchi A, Drullinger R, Hollberg L, Lee W D, Walls F L 2002 *Metrologia* **39** 321
- [17] Heavner T P, Jefferts S R, Donley E A, Shirley J H, Parker T E 2005 *Metrologia* **42** 411
- [18] Ekstrom C, Peil S, Swanson T, Crane S 2009 *Frequency Standards and Metrology: Proceedings of the 7th Symposium Pacific Grove, USA, October 5–11, 2008* p308
- [19] Peil S, Crane S, Hanssen J, Swanson T B 2011 *Proceedings of Frequency Control and the European Frequency and Time Forum San Francisco, USA, May 2–5, 2011* 6567 p1
- [20] Weyers S, Huebner U, Schroeder R, Tamm C, Bauch A 2001 *Metrologia* **38** 343
- [21] Gerginov V, Nemitz N, Weyers S, Schröder R, Griebisch D, Wynands R 2010 *Metrologia* **47** 65

- [22] Szymaniec K, Chalupczak W, Whibberley P B, Lea S N, Henderson D 2005 *Metrologia* **42** 49
- [23] Szymaniec K, Park S E, Marra G, Chałupczak W 2010 *Metrologia* **47** 363
- [24] Ovchinnikov Y, Marra G 2011 *Metrologia* **48** 87
- [25] Levi F, Calonico D, Lorini L, Godone A 2006 *Metrologia* **43** 545
- [26] Kumagai M, Ito H, Kajita M, Hosokawa M 2008 *Metrologia* **45** 139
- [27] Li T C 2006 *Acta Metrol. Sin.* **27** 1 (in Chinese) [李天初 2006 计量学报 **27** 1]
- [28] 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
- [29] Bureau International des Poids et Mesures, <ftp://ftp2.bipm.org/pub/tai//Circular-T/cirt.htm/cirt.358.html> [2017-11-14]
- [30] Audoin C, Santarelli G, Makdissi A, Clairon C 1998 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **45** 877
- [31] Santarelli G, Audoin C, Makdissi A, Laurent P, Dick G J, Clairon A 1998 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **45** 887
- [32] Santarelli G, Laurent P, Lemonde P, Clairon A, Mann A G, Chang S, Luiten A N, Salomon C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4619
- [33] Zhou Z, Wei R, Shi C, Lü D, Li T, Wang Y 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 123
- [34] Legere R, Gibble K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5780
- [35] Dudle G, Joyet A, Berthoud P, Mileti G, Thomann P 2001 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50** 510
- [36] Jefferts S R, Heavner T P, Donley E A, Shirley J H, Parker T E 2004 *Proceedings of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition jointly with the 17th European Frequency and Time Forum* Tampa, USA, May 4–8, 2003 p1084
- [37] Rovera G D, Abgrall M, Laurent P 2011 *Proceedings of 2011 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and the European Frequency and Time Forum* San Francisco, USA, May 2–5, 2011 p45
- [38] Petit G, Panfilo G 2013 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **62** 1550
- [39] Guéna J, Weyers S, Abgrall M, Grebing C, Gerginov V 2017 *Metrologia* **54** 348
- [40] Blinov I Y, Boiko A I, Domnin Y S, Kostromin V P, Kupalova O V 2017 *Meas. Tech.* **60** 30
- [41] Lorini L, Pavlenko K, Bize S, Desruelley B, Stern G, Doronin I, Pavlenko Y, Donchenko S 2017 *Joint Conference of the European Frequency and Time Forum, and the IEEE International Frequency Control Symposium* Besancon, France, July 9–13, 2017 p317
- [42] Lee S, Heo M S, Kwon T Y, Hong H G, Lee S B, Park S E 2017 *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum, and the IEEE International Frequency Control Symposium* Besancon, France, July 9–13, 2017 p622
- [43] Acharya A, Bharath V, Arora P, Yadav S, Agarwal A 2017 *Mapan* **32** 67
- [44] Ortiz C A, López J M, de Carlos López E 2017 *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum, and the IEEE International Frequency Control Symposium* Besancon, France, July 9–13, 2017 p326
- [45] Dunst P, Nagórny B, Lemański D, Nogaś P, Nawrocki J, Hendricks R J, Ozimek F, Szymaniec K 2017 *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum, and the IEEE International Frequency Control Symposium* Besancon France, July 9–13, 2017 p628
- [46] Beattie S, Jian B, Alcock A J, Bernard J, Gertsvoft M, Hendricks R, Ozimek F, Szymaniec K, Gibble K 2017 *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum, and the IEEE International Frequency Control Symposium* Besancon, France, July 9–13, 2017 p640
- [47] Bureau International des Poids et Mesures, https://www.bipm.org/utis/en/pdf/time_ann_rep/Time_annual_report_2014.pdf [2014]
- [48] Shi C Y, Wei R, Zhou Z C, Li T, Li L, Wang Y Z 2011 *Proceedings of 2011 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and the European Frequency and Time Forum* San Francisco, USA, May 2–5, 2011 p1
- [49] Du Y B, Wei R, Dong R C, Zou F, Wang Y Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 070601
- [50] Liu L, Lü D S, Chen W B, Li T, Qu Q Z, Wang B, Li L, Ren W, Dong Z R, Zhao J B, Xia W B, Zhao X, Ji J W, Ye M F, Sun Y G, Yao Y Y, Song D, Liang Z G, Hu S J, Yu D H, Hou X, Shi W, Zang H G, Xiang J F, Peng X K, Wang Y Z 2017 *axiv:1709.03256 [Atomic Physics]*
- [51] Ruan J, Wang Y B, Chang H, Jiang H F, Liu T, Dong R F, Zhang S G 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 160308 (in Chinese) [阮军, 王叶兵, 常宏, 姜海峰, 刘涛, 董瑞芳, 张首刚 2015 物理学报 **64** 160308]
- [52] Ruan J, Wang X L, Liu D D, Guan Y, Zhang H, Chen J, Lin R, Yu F X, Shi J R, Zhang S G 2017 *Journal of Time and Frequency* **40** 207
- [53] Lin R, Wang X L, Liu D D, Guan Y, Zhang H, Chen J, Yu F X, Shi J R, Ruan J, Zhang S G 2017 *Journal of Time and Frequency* **41** p138 (in Chinese) [阮军, 王心亮, 刘丹丹, 管勇, 张辉, 陈江, 林睿, 余凤翔, 施俊如, 张首刚 2016 时间频率学报 **41** p138]
- [54] Wynands R, Weyers S 2005 *Metrologia* **42** 64
- [55] Wang Y Q 2012 *Atomic Clock and Time Frequency System* (Beijing: National Defense Industry Press) pp77–96 (in Chinese) [王义道 2012 原子钟与时间频率系统 (北京: 国防工业出版社) 第 77—96 页]
- [56] Riehle F 2004 *Frequency Standards Basics and Applications* (Germany: Wiley-VCH) pp217–225
- [57] Metcalf J H 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2206
- [58] Wang Y Q 2007 *Laser Cooling and Trapping of Atoms* (Beijing: Peking University Press) pp291–308 (in Chinese) [王义道 2007 原子的激光冷却与陷阱 (北京: 北京大学出版社) 第 291—308 页]
- [59] Metcalf J H, van der Straten P 1999 *Laser Cooling and Trapping* (Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg) pp156–164
- [60] Donley E A, Heavner T P, Jefferts S R 2005 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 1905

- [61] Dobrev G, Gerginov V, Weyers S 2016 *Phys. Rev. A* **93** 043423
- [62] Szymaniec K, Park S E 2011 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2475
- [63] Szymaniec K, Noh H R, Park S E, Takamizawa A 2013 *Appl. Phys. B* **111** 527
- [64] Takamizawa A, Yanagimachi S, Tanabe T, Hagimoto K, Hirano I 2015 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **64** 2504
- [65] Riehle F 2004 *Frequency Standards Basics and Applications* (Germany: Wiley-VCH) p76
- [66] Vanier J, Tomescu C 2016 *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, Recent Development* (Boca Raton: CRC Press) p34
- [67] Biedermann G W, Takase K, Wu X, Deslauriers L, Roy S, Kasevich M A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 170802
- [68] 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 2016 *Nat. Photon.* **11** 48
- [69] Meunier M, Dutta I, Geiger R, Guerlin C, Garrido Alzar C L, Landragin A 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063633
- [70] Heavner T P, Jefferts S R, Donley E A, Parker T E, Levi F 2005 *Proceedings of the 36th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting* Washington D.C., USA, December 7–9, 2004 p308
- [71] Rovera G D, Santarelli G, Clairon A 1996 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **43** 354
- [72] Gupta A S, Popovic D, Walls F L 2000 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **47** 475
- [73] Lipphardt B, Gerginov V, Weyers S 2017 *IEEE Trans. on IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **64** 761
- [74] Haboucha A, Zhang W, Li T, Lours M, Luiten A N, Le Coq Y, Santarelli G 2011 *Opt. Lett.* **36** 3654
- [75] Dai S, Fang F, Cao S, Liu N, Suo R, Li T 2017 *Joint Conference of the European Frequency and Time Forum, and the IEEE International Frequency Control Symposium* Besancon, France, July 9–13, 2017 p302
- [76] Guena J, Abgrall M, Clairon A, Bize S 2014 *Metrologia* **51** 108
- [77] Peil S, Swanson T B, Hanssen J, Taylor J S 2014 *Metrologia* **51** 263
- [78] Zhou Z C, Wei R, Shi C Y, Wang Y Z 2011 *Chin. Phys. B* **20** 034206
- [79] Lee T, Das T P, Sternheimer R M 1975 *Phys. Rev. A* **11** 1784
- [80] Itano W M, Lewis L L, Wineland D J 1982 *Phys. Rev. A* **25** 1233
- [81] Simon E, Laurent P, Clairon A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 436
- [82] Levi F, Calosso C, Calonico D, Lorini L, Bertacco E K, Godone A, Costanzo G A, Mongino B, Jefferts S R, Heavner T P 2010 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57** 600
- [83] Sortais Y, Bize S, Nicolas C, Clairon A, Salomon C, Williams C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3117
- [84] Ghezali S, Laurent P H, Lea S N, Clairon A 1996 *Europhys. Lett.* **36** 25
- [85] Sortais Y 2001 *Ph. D. Dissertation* (Paris: Bureau national de métrologie)
- [86] Zhang S 2004 *Ph. D. Dissertation* (Paris: Université de Paris VI)
- [87] Li R, Gibble K 2004 *Metrologia* **41** 376
- [88] Li R, Gibble K 2010 *Metrologia* **47** 534
- [89] Guéna J, Li R, Gibble K, Bize S, Clairon A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 130801
- [90] Li R, Gibble K, Szymaniec K 2011 *Metrologia* **48** 283
- [91] Weyers S, Gerginov V, Nemitz N, Li R, Gibble K 2012 *Metrologia* **49** 82
- [92] Gibble K, Lea S N, Szymaniec K 2012 *Conference on Precision Electromagnetic Measurements* Washington D.C., USA, July 1–6, 2012 p700
- [93] Vanier J, Audoin C 1989 *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards* (Bristol: Hilger)
- [94] Rabi I I, Ramsey N F, Schwinger J 1954 *Rev. Mod. Phys.* **26** 167
- [95] Bize S, Sortais Y, Mandache C, Clairon A, Salomon C 2001 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50** 503
- [96] Bauch A, Schröder R 1993 *Ann. Phys.* **2** 421
- [97] Cutler L S, Flory C A, Giffardand R P, de Marchi A 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 2780
- [98] Santarelli G, Governatori G, Chambon D, Lours M, Rosenbusch P, Guena J, Chapelet F, Bize S, Tobar M E, Laurent P, Potier T, Clairon A 2009 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **56** 1319
- [99] Fang F, Liu K, Chen W, Liu N, Suo R, Li T 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 100601
- [100] Audoin C, Jardino M, Cutler L S, Lacey R F 1978 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **27** 325
- [101] Levi F, Shirley J H, Heavner T P, Yu D H, Jefferts S R 2006 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **53** 1584
- [102] Gibble K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 073002
- [103] Guéna J, Abgrall M, Rovera D, Laurent P, Chupin B, Lours M, Santarelli G, Rosenbusch P, Tobar M E, Li R X 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 391
- [104] Angel J R P, Sandars P H G 1968 *J. Theory, Proc. R. Soc. Lond. A* **305** 125
- [105] Sakurai J J 1994 *Modern Quantum Mechanics* (New Jersey: Addison-Wesley) p500
- [106] Szymaniec K, Lea S N, Gibble K, Park S E, Liu K, Glowacki P 2016 *8th Symposium on Frequency Standards and Metrology 2015* Potsdam, Germany, October 12–16, 2016 p723
- [107] Levi F, Calonico D, Calosso C E, Godone A, Micalizio S, Costanzo G A 2014 *Metrologia* **51** 270
- [108] Heavner T P, Donley E A, Levi F, Costanzo G, Parker T E, Shirley J H, Ashby N, Barlow S, Jefferts S R 2014 *Metrologia* **51** 174
- [109] Wei R 2003 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [魏荣 2003 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海光学与精密机械研究所)]

- [110] Shi C Y 2012 *Ph. D. Dissertation* (Shanghai: Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [史春艳 2012 博士学位论文 (上海: 中国科学院上海光学与精密机械研究所)]
- [111] Fertig C, Gibble K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1622
- [112] Hart R A, Xu X, Legere R, Gibble K 2007 *Nature* **446** 892
- [113] Guéna J, Rosenbusch P, Laurent P, Abgrall M, Rovera D, Santarelli G, Tobar M, Bize S, Clairon A 2010 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57** 647
- [114] Bize S, Sortais Y, Santos M, Mandache C, Clairon A, Salomon C 1999 *Europhys. Lett.* **45** 558
- [115] Guéna J, Abgrall M, Rovera D, Rosenbusch P, Tobar M E, Laurent P, Clairon A, Bize S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 080801
- [116] Rovera D, Bize S, Chupin B, Guéna J, Laurent P, Rosenbusch P, Urich P 2016 *Metrologia* **53** 81
- [117] Berengut J C, Flambaum V V, Kava E M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 042510
- [118] Lämmerzahl C, Ciufolini I, Dittus H, Iorio L, Müller H, Peters A, Samain E, Scheithauer S, Schiller S 2004 *Gen. Relativ. Gravitation* **36** 615
- [119] Lemonde P 1997 *Ph. D. Dissertation* (Paris: Bureau national de métrologie)
- [120] Laurent P, Lemonde P, Simon E, Santarelli G, Clairon A, Dimarcq N, Petit P, Audoin C, Salomon C 1998 *Eur. Phys. J. D* **3** 201
- [121] Niering M, Holzwarth R, Reichert J, Pokasov P, Udem T, Weitz M, Hänsch T W, Lemonde P, Santarelli G, Abgrall M, Laurent P, Salomon C, Clairon A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5496
- [122] Laurent P, Abgrall M, Jentsch C, Lemonde P, Santarelli G, Clairon A, Maksimovic I, Bize S, Salomon C, Blonde D 2006 *Appl. Phys. B* **84** 683
- [123] Laurent P, Massonnet D, Cacciapuoti L, Salomon C 2015 *C. R. Phys.* **16** 540
- [124] Wang X Q, Wang Y Z 1999 *Chin. Phys. Lett.* **17** 478
- [125] Bian F G, Wei R, Jiang H F, Wang Y Z 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1645
- [126] Li T, Gao Y C, Zhang F X, Liu L, Wang Y Z 2011 CN Patent 101807043 B (in Chinese) [李唐, 高源慈, 张富鑫, 刘亮, 王育竹 2011 中国专利: CN 101807043 B]
- [127] Devenoges L, Bernier L G, Morel J, Di Domenico G, Jallageas A, Petersen M, Thomann P 2013 *2013 Joint European Frequency and Time Forum & International Frequency Control Symposium Prague, Czech Republic, July 21–25, 2013* p235
- [128] Devenoges L, Stefanov A, Joyet A, Thomann P, Domenico G D 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 211
- [129] Bauch A, Weyers S, Piester D, Staliuniene E, Yang W 2012 *Metrologia* **49** 180
- [130] Consultative Committee for Time and Frequency, <https://www.bipm.org/utls/common/pdf/CC/CCTF/CCTF19.pdf> [2012-09-14]

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

Atomic fountain frequency standard: principle and development*

Wang Qian¹⁾²⁾ Wei Rong^{1)†} Wang Yu-Zhu¹⁾

1) (*Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

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

(Received 27 March 2018; revised manuscript received 17 June 2018)

Abstract

The principle and development of fountain frequency standard are introduced in this paper. Fountain frequency standard is an atomic clock technology developed in recent 20 years. It is based on laser cooling technology, and realizes the trapping and projection of the cold atom medium with laser cooling technology. In the process of launching upward and falling back, the cold atom medium first completes the preparation of atomic state, then passes through the microwave cavity twice to achieve the Ramsey interaction; between the two interactions it undergoes free evolution, and finally the Ramsey interference fringes are obtained by detecting the atomic interference probability with the two-level fluorescence detection method in the detection region, and the frequency is locked with a line width of the central fringe being about 1 Hz. The stability and uncertainty of the frequency are two important indexes of the fountain frequency standard. The factors influencing the stability of the fountain clock frequency mainly are quantum projection noise and electronic noise. At present, the short term stability of the fountain clock is $(10^{-13}-10^{-14})\tau^{-1/2}$, and the long term stability is $(10^{-16}-10^{-17})$. The frequency uncertainty of the fountain frequency standard is mainly influenced by the two-order Zeeman frequency shift, the blackbody radiation frequency shift, the cold atom collisional frequency shift, and the frequency shift relating to the microwave. The uncertainty of the fountain clock is around 10^{-16} currently. As a reference frequency standard, the working media of the fountain clock mainly are ^{133}Cs and ^{87}Rb . All international metrology institutions have been developing the fountain frequency standard, and it plays a more and more important role in establishing the coordinated universal time and the calibration of the international atomic time. In addition, the fountain frequency standards are also used to study high-precision time-frequency reference and time comparison chain, and verify basic physical theories.

Keywords: fountain frequency standard, Ramsey effect, stability, uncertainty

PACS: 32.70.Jz, 06.30.Ft, 07.77.Gx, 03.75.Dg

DOI: 10.7498/aps.67.20180540

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91336105) and Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB21030200).

† Corresponding author. E-mail: weirong@siom.ac.cn