



可搬运铯光晶格钟系统不确定度的评估

孔德欢 郭峰 李婷 卢晓同 王叶兵 常宏

Evaluation of systematic uncertainty for transportable ^{87}Sr optical lattice clock

Kong De-Huan Guo Feng Li Ting Lu Xiao-Tong Wang Ye-Bing Chang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 030601 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201204

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201204>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铯原子光晶格钟碰撞频移的测量

Measurement of collision frequency shift in strontium optical lattice clock

物理学报. 2019, 68(23): 233401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191147>

铯原子光晶格钟黑体辐射频移评估

Evaluation of blackbody-radiation frequency shift in strontium optical lattice clock

物理学报. 2019, 68(9): 093701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182294>

铯原子光晶格钟

Strontium optical lattice clock

物理学报. 2018, 67(16): 160604 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181097>

铯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 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172759>

原子喷泉频标:原理与发展

Atomic fountain frequency standard: principle and development

物理学报. 2018, 67(16): 163202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180540>

小型化铯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 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172584>

可搬运锶光晶格钟系统不确定度的评估*

孔德欢¹⁾²⁾ 郭峰¹⁾²⁾ 李婷¹⁾²⁾ 卢晓同¹⁾²⁾ 王叶兵^{1)†} 常宏^{1)2)‡}

1) (中国科学院国家授时中心, 时间频率基准重点实验室, 西安 710600)

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2020年7月27日收到; 2020年9月7日收到修改稿)

可搬运光学原子钟在科学研究和工程应用中具有重要意义. 本文测量了可搬运⁸⁷Sr光晶格钟系统的主要频移, 包括黑体辐射频移、碰撞频移、晶格光交流斯塔克频移、二阶塞曼频移等. 首先实验上测量了磁光阱腔体表面的温度分布, 分析了不同热源对原子团的影响, 得到黑体辐射总的相对频移修正量为 50.4×10^{-16} , 相对不确定度为 5.1×10^{-17} . 然后利用分时自比对方法, 评估了碰撞频移、晶格光交流斯塔克频移和二阶塞曼频移. 结果表明, 由黑体辐射引起的频移量最大, 晶格光交流斯塔克频移的不确定度最大, 系统总的相对频移修正量为 58.8×10^{-16} , 总不确定度为 2.3×10^{-16} . 该工作为可搬运⁸⁷Sr光晶格钟之后的性能提升和应用提供了条件.

关键词: 可搬运⁸⁷Sr光晶格钟, 系统频移, 不确定度, 分时自比对方法

PACS: 06.30.Ft, 32.70.Jz, 37.10.Jk, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.70.20201204

1 引言

光钟作为下一代时间频率标准的候选之一, 已经成为了人们的研究热点^[1-12], 目前单离子光钟的稳定度可达 10^{-17} 量级^[13], 不确定度可达 10^{-19} 量级^[14]. 中性原子光晶格钟的稳定度可达 10^{-19} 量级, 不确定度可达 10^{-18} 量级^[15]. 相比微波钟^[16], 光钟的稳定度和不确定度高出约两个量级. 由于高的不确定度和稳定度, 光钟在科学研究和技术领域有广泛的应用, 例如暗物质探测^[17]、引力波探测^[18]、相对论验证^[19]等.

目前, 地面光钟由于体积庞大、系统复杂, 仅限于在实验室使用, 这限制了光钟在科技方面的应用. 相比地面光钟, 可搬运光钟具有体积小、易操作、对外界环境适应性高的特点, 使不同光钟系统

之间的频率比对不再受距离限制. 相比长距离光纤链接和卫星传递信号的方法^[20,21], 可搬运光钟成本更低. 另外, 可搬运光钟的研制对于测地学、计量学、空间光钟的研制等方面也具有重要意义^[22,23].

近年来, 国内外一些研究小组在可搬运光钟研制和应用等方面进行了广泛的研究. 2014年, 佛罗伦萨大学研制出一套可搬运⁸⁸Sr光钟系统, 体积小于 2 m^3 , 稳定度为 $4.0 \times 10^{-15}/\tau^{1/2}$, 不确定度为 7.0×10^{-15} ^[7]. 2017年, 北京大学基于热原子研制了一套小型Rb光钟^[24,25], 主体固定在 $50 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ 的光学面板上, 稳定度为 $1.2 \times 10^{-14}/\tau^{1/2}$. 2017年, 德国物理技术研究院(PTB)报道了一套基于⁸⁷Sr原子的车载光钟^[26], 稳定度为 $1.3 \times 10^{-15}/\tau^{1/2}$, 不确定度为 7.4×10^{-17} . 2017年, 中国科学院武汉物理与数学研究所搭建了一套可搬运

* 国家自然科学基金(批准号: 61775220, 11803042)、中国科学院前沿科学重点研究项目(批准号: QYZBD-SSW-JSC004)和中国科学院青年创新促进会(批准号: 2019400)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangyebing@ntsc.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

$^{40}\text{Ca}^+$ 光钟系统^[27], 除电学部分外, 系统体积为 0.54 m^3 , 不确定度为 7.8×10^{-17} , 稳定度为 $2.3 \times 10^{-14}/\tau^{1/2}$. 2020年, 日本 Katori 研究小组研制了两台可搬运铯原子光晶格钟, 稳定度和不确定度为 10^{-18} 量级, 并验证了爱因斯坦广义相对论^[28]. 中国科学院国家授时中心在铯原子地面光钟的基础上^[29], 于2020年完成了可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟的闭环工作^[30], 物理光学系统的体积为 0.65 m^3 , 分时自比对测量的频率稳定度为 $3.6 \times 10^{-15}/\tau^{1/2}$.

本文首先介绍了中国科学院国家授时中心可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟的实验装置, 其次详细介绍了黑体辐射频移、碰撞频移、晶格光交流斯塔克频移和二阶塞曼频移的测量方法和测量结果, 最后对系统频移和不确定度的测量结果进行了分析.

2 实验系统

可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟主要包括物理系统、光路系统和控制系统. 物理系统主要包括原子炉、二维准直窗口、塞曼减速器、磁光阱腔 (MOT 腔)、蓝宝石窗口和离子泵. 图 1 所示为可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟的物理系统, 双层无磁不锈钢面板的上层主要用于承载真空部分, 下层面板用于放置实验分光系统以便于将所需光束耦合到物理系统^[30]. 整体物理系统采用了小型化设计, 便于搬运, 体积为 $100\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 60\text{ cm}$.

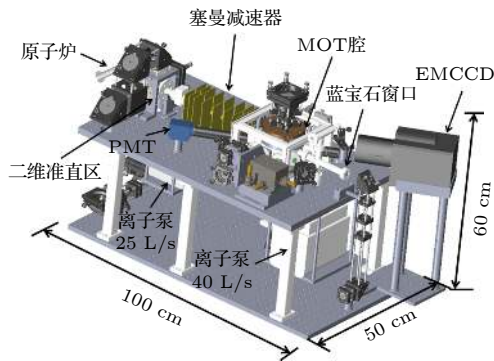


图 1 可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟的物理系统 (PMT, 光电倍增管; EMCCD, 电子倍增电荷耦合相机)

Fig. 1. Physical system of the transportable strontium optical lattice clock (PMT, photo-multiplier tube; EMCCD, electron-multiplying charge coupled device).

在真空系统中, 固态铯样品放置于原子炉中, 炉体长度为 15 cm , 通过外部缠绕的加热丝将炉温升至 $460\text{ }^\circ\text{C}$. 铯原子被加热从原子炉喷出, 经过二

维准直窗口和塞曼减速器后进入磁光阱腔. 原子炉到磁光阱腔中心的距离为 58 cm . 二维准直区为一个立方体腔, 水平、竖直方向上四束 461 nm 激光通过 CF35 窗口导入腔内, 以减小原子束的发散角. 塞曼减速器由 8 个相互独立供电的线圈组成, 通过铯原子的 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ 跃迁对热原子束减速, 进而提高磁光阱的装载效率. 461 nm 减速光通过塞曼减速器正对的一个窗口片导入物理系统. 为避免铯原子气体沉积在窗口片上, 该窗口片采用蓝宝石材料制作并加热到 $132\text{ }^\circ\text{C}$.

磁光阱腔直径为 18 cm , 通过 4 个支撑架固定在不磁不锈钢上层面板上, 腔体竖直方向有两个 CF16 法兰窗口, 距腔体中心的距离为 4.8 cm , 水平方向均匀分布 12 个 CF16 法兰窗口, 每个窗口距离腔体中心为 9.8 cm . 蓝宝石窗口到磁光阱腔中心的距离为 24.3 cm . 其他窗口片镀有多波段增透膜, 以减少光功率的损耗.

原子炉区和磁光阱腔的真空环境分别由 1 个 25 L/s 和 40 L/s 的离子泵维持. 系统正常工作时, 原子炉区域的真空环境可维持在 $3.6 \times 10^{-6}\text{ Pa}$ 左右, 磁光阱腔的真空环境可维持在 $1.9 \times 10^{-7}\text{ Pa}$ 左右. 图 1 中 EMCCD 为电子倍增电荷耦合相机, 用于拍摄原子团的图像. PMT 为光电倍增管, 用于探测原子团发出的荧光信号.

实现冷原子样品的制备需要经过一级冷却过程、二级冷却过程和晶格装载过程^[30]. 一级冷却过程中 461 nm 激光作为俘获光, 679 和 707 nm 激光作为重抽运光. 一级冷却的时间为 500 ms . 通过观测荧光信号可知一级冷却的原子团中原子数目为 1.7×10^7 , 利用飞行时间法测量温度约为 5.1 mK .

二级冷却过程中需要波段为 689 nm 的激光作为俘获光和匀化光, 频率相差 1.46 GHz . 实验中将一台主激光器锁在腔长为 2.5 cm 的超稳立方体腔上, 并采用注入锁定技术以获得不同频率的俘获光和匀化光. 二级冷却的原子团温度为 $4.4\text{ }\mu\text{K}$, 原子数目为 2.0×10^6 .

获得二级冷却原子团后, 利用 813 nm 的激光将原子俘获于一维光晶格内. 晶格光源为半导体激光器系统, 由一个外腔反馈半导体激光器和一个锥形放大器组成, 输出功率约为 1 W . 晶格光的频率通过锁定到超稳腔上, 并调节到“魔术波长”点附近, 以减小晶格光交流斯塔克频移对钟跃迁频率的影响. 从外腔半导体激光器输出的激光分为两部

分:一部分光经过声光调制器和光纤后,输入到自由光谱区为 1.5 GHz,精细度为 30000 的超稳腔上,并利用 Pound-Drever-Hall 方法将激光器锁定在超稳腔上;另一部分光通过光纤传递到物理系统,入射到磁光阱腔内,形成水平方向的一维光晶格.晶格束腰半径为 48 μm ,阱深为 $I_0 = 65E_r$,其中 E_r 是光子反冲能量.

冷原子装载进光晶格后,利用超窄线宽钟激光 (698 nm) 激励原子进行钟跃迁信号探测.钟激光的光源锁定在一个精细度为 4×10^5 的超稳腔上,水平入射到腔内的钟激光与晶格光重合.在原子团的重力方向上施加一个偏置磁场,由于 ^{87}Sr 的核自旋为 $I = 9/2$,所以钟跃迁的基态和激发态各拥有 10 个塞曼子能级,实验中利用 π 偏振光进行钟跃迁塞曼谱的探测.为了获得信噪比更高的跃迁谱线,在重力方向增加一束 689 nm 的 σ^+ 或 σ^- 偏振光,这束光作为极化光将原子抽运到 $m_F = +9/2$ 或 $-9/2$ 的基态上.此时利用 π 偏振的钟激光进行探测并扫描频率能够获得信噪比较高的自旋极化谱 ($m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 跃迁或 $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 跃迁对应的塞曼峰).当钟激光的探测时间为 180 ms 时,实验得到的自旋极化谱线宽约为 6 Hz,接近傅里叶极限 5 Hz.将钟激光锁定到两个自旋极化谱中心频率的平均值上,以实现可移动 ^{87}Sr 光晶格钟的闭环锁定.

为了便于系统的搬运,光学系统在紧凑的基础上采用了模块化设计,各部分光路分别集成在独立的光学面板上.光学系统与物理系统之间利用单模保偏光纤连接.

3 测量过程及测量结果

3.1 黑体辐射频移

由于晶格内的铯原子并非处于绝对零度的环境,所以周围环境的热辐射电磁波会对原子的能级产生影响,使其发生频移.同时由于原子上下能级的频移量不同,导致钟跃迁的频率发生变化.通常黑体辐射引起的钟跃迁频移表示为

$$\Delta V_{\text{BBR}}(T) = V_s \times \left(\frac{T}{T_0}\right)^4 + V_d \times \left(\frac{T}{T_0}\right)^6, \quad (1)$$

其中, T 为环境温度, $T_0 = 300 \text{ K}$, $V_s = -2.13023(6)$ 为静态频移系数^[31], $V_d = -0.1487(7)$ 为动态频移

系数^[5].从图 1 可以看出,系统中有多辐射源,且温度不同,对所有辐射源导致的频移进行加权平均,总的黑体辐射频移可表示为

$$\begin{aligned} \Delta V_{\text{BBR}} = & \left(\frac{W_1}{4\pi}\right) \Delta V_{\text{BBR}}(T_1) + \eta \left(\frac{W_2}{4\pi}\right) \Delta V_{\text{BBR}}(T_2) \\ & + \left(\frac{W_3}{4\pi}\right) \Delta V_{\text{BBR}}(T_3) + \left(\frac{W_4}{4\pi}\right) \Delta V_{\text{BBR}}(T_4) \\ & + \left(\frac{W_5}{4\pi}\right) \Delta V_{\text{BBR}}(T_5), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, T_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) 分别表示光钟正常运行并处于稳定状态时的磁光阱腔体温度、室温、原子炉温度、蓝宝石窗口温度和塞曼减速窗口温度; W_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) 分别为磁光阱腔体、普通窗口、原子炉、蓝宝石窗口和塞曼减速器相对原子团的立体角; η 表示室温辐射透过普通窗口进入磁光阱腔体内的透射系数.评估时选取透射系数 η 为 0.2^[32].对磁光阱腔体而言,相对原子团的立体角为 $W_1 = 3.87101\pi$.经测量计算可得其余立体角为: $W_2 = 0.12153\pi$, $W_3 = 0.00019\pi$, $W_4 = 0.00108\pi$, $W_5 = 0.00619\pi$.

黑体辐射频移公式 (2) 中第一项表示磁光阱腔体的温度对钟跃迁频率的影响.对第一项进行测量时,选取腔体上的 5 个点进行温度测试并记录 (图 2).测温点 1 位于磁光阱线圈的水冷入口,该处的温度最低.在磁光阱腔体附近,因为塞曼减速器通电流会产生热量,蓝宝石窗口一直处于加热状态,所以靠近二者的位置 (图 2 中的测温点 2 和测温点 5) 温度较高.测温点 3 位于晶格光反射窗口附近,测温点 4 位于探测光入射窗口附近,这两处的温度介于腔体上最高温度和最低温度之间.实验中利用中国计量科学研院校准过的铂电阻温度传感器来监测磁光阱腔体表面的温度,测量准确度

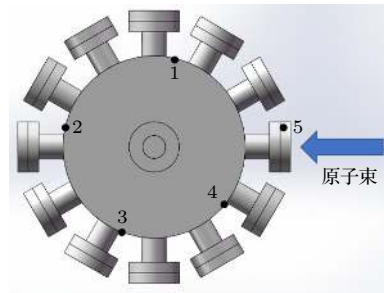


图 2 磁光阱腔体上测量点的分布示意图

Fig. 2. Distribution of the temperature points on the magneto-optical trap cavity.

为 0.1 K.

磁光阱腔体温度的测量结果如图 3 所示, 图 3 中曲线 (1)—(5) 为系统运行时监测的磁光阱腔体上测温点 1—5 的温度. 从图 3 可知, 磁光阱线圈水冷入口的测温点 1 的温度最低, 塞曼减速器附近测温点 5 的温度最高, 并且所测温度中最低温度 $T_{\min} = 294.2$ K, 最高温度 $T_{\max} = 296.7$ K, 计算磁光阱腔体的温度为 $(T_{\max} + T_{\min})/2 = 295.4$ K, 波动为 $(T_{\max} - T_{\min})/\sqrt{12} = 0.7$ K^[33], 引起的频移为 $-2.138(22)$ Hz.

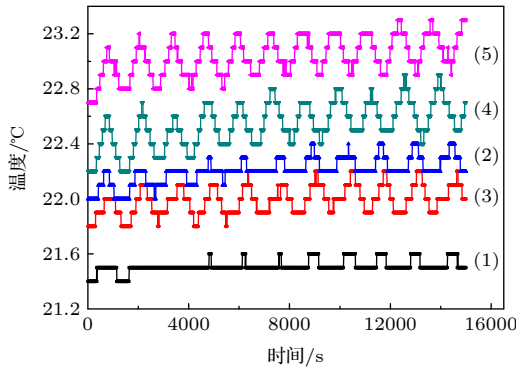


图 3 磁光阱腔体各测温点的温度波动

Fig. 3. Temperature fluctuations at the temperature points on the magneto-optical trap cavity.

公式 (2) 中第二项代表室温对钟跃迁频移的影响. 实验中室温 T_2 为 294.9 K, 波动值为 1.3 K, 计算可得室温引起的钟跃迁频移为 $-0.0131(2)$ Hz. 第三项表示由原子炉的加热引起的钟跃迁频移. 光钟运行过程中, 原子炉的温度 T_3 为 733.2 K, 波动值为 10.0 K, 引起的频移为 $-0.0051(3)$ Hz. 第四项表示蓝宝石窗口的加热引起的钟跃迁频移. 实验中蓝宝石窗口温度 T_4 为 405.2 K, 波动值为 5.0 K, 由此引起的频移为 $-0.0021(1)$ Hz. 第五项表示塞曼减速窗口的加热引起的钟跃迁频移. 由于塞曼减速器由一系列通电线圈组成, 系统运行过程中塞曼减速器温度升高, 经测量温度 T_5 为 301.0 K, 波动为 2.0 K, 由此引起的频移为 $-0.0036(1)$ Hz.

综合以上各项黑体辐射频移得到总的修正量为 $-2.16(2)$ Hz, 根据 2017 年国际计量局 BIPM 的 ^{87}Sr 标准频率推荐值 423229004229873 Hz^[34], 可以得出相对频移修正量为 50.37×10^{-16} , 总的不确定度为 5.13×10^{-17} . 在黑体辐射频移中, 由磁光阱腔体的温度以及波动引起的频移量和不确定度占主导. 将磁光阱腔体置于恒温环境或者黑体辐射腔

内, 会使磁光阱腔体周围环境的温度波动减小, 那么黑体辐射频移的不确定度会降低. 如果同时将磁光阱腔体置于低温环境中, 可进一步减小黑体辐射频移和不确定度.

3.2 碰撞频移

原子之间的碰撞会对原子的跃迁频率产生影响. 理论上, 根据泡利不相容原理, 全同费米子之间不会发生 s 波碰撞, 但是由于晶格光和钟激光不完全重合, 以及钟激光对原子的非均匀激发使费米子之间存在差异, 进而导致 s 波碰撞的存在. 对于 p 波散射, 原子间的碰撞能量足以克服 p 波散射的离心势垒而允许 p 波碰撞的发生.

在可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟运行过程中, 铯原子被制备到相同的核自旋初态上 ($m_1 = +9/2$ 或 $9/2$). 由于两个原子处于核自旋对称态, 电子单态 $(|eg\rangle - |ge\rangle)/\sqrt{2}$ 只受 s 波相互作用的影响, 电子三重态 $\{|gg\rangle, |ee\rangle, (|eg\rangle + |ge\rangle)/\sqrt{2}\}$ 只受 p 波相互作用的影响, 其中 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 分别表示钟跃迁的基态 ($5s^2\ ^1S_0(F=9/2)$) 和激发态 ($5s5p\ ^3P_0(F=9/2)$). s 波碰撞频移可表示为^[35]

$$\Delta v_s \sim \left[\frac{\sin(\Delta\Omega t_1/2)}{\sin(\bar{\Omega} t_1/2)} \right]^2 \frac{U_{eg}(N_g - N_e)}{4\pi}, \quad (3)$$

式中, t_1 表示钟激光作用时间, $\bar{\Omega}$ 表示表示双原子系统的平均拉比频率, $\Delta\Omega$ 表示由于非均匀激发导致的拉比频率变化量, U_{eg} 表示基态与激发态间的 s 波相互作用. p 波碰撞引起的频移可以表达为^[35]

$$\Delta v_p \sim \frac{V_{ee} - V_{gg} + (2V_{eg} - V_{gg} - V_{ee}) \left(\frac{N_g - N_e}{2} \right)}{4\pi}, \quad (4)$$

式中, N_g 和 N_e 分别表示基态和激发态的原子数; V_{ee} , V_{gg} 和 V_{eg} 分别表示基态与基态、激发态与激发态和基态与激发态间的 p 波相互作用.

由 (3) 式和 (4) 式可知, 铯原子之间的碰撞频移和原子所处基态和激发态的密度差成正比, 当激发率一定时, 碰撞频移和总的铯原子密度成正比关系.

实验中采用分时自比对的方法测量碰撞频移, Rabi 的激发时间为 180 ms. 在单次分时自比对的过程中, 将钟跃迁频率分别锁定在高原子密度和低原子密度状态下的同一个极化谱, 高低原子密度通过改变一级冷却的原子装载时间实现. 当一级冷却

时间为 500 或 250 ms 时, 原子团分别处于高密度或低密度状态. PMT 用来接收原子荧光信号, 荧光强度即表征原子数. 由于测试过程中其他条件均不变, PMT 的输出电压值可表示原子密度. 高密度原子数目约为低密度原子数目的两倍. 记录两种状态下系统锁定时的一系列钟跃迁频率差值, 将这些值的加权平均值作为本次测量的频移值, 标准差作为本次的测量误差 [36]. 由于钟激光存在线性漂移, 每次测量碰撞频移时应扣除线性漂移, 再根据 PMT 输出电压的差值计算出原子的碰撞频移系数.

对系统的碰撞频移进行 16 次独立测量和逐点修正后, 得到原子的碰撞频移系数如图 4 所示, 黑点为一次分时自比对的实验数据, 点上的实线是误差棒, 实线是 16 次独立测量的加权平均值, 对应的碰撞频移系数为 $-0.033(4)$ Hz/V, 虚线为加权平均值的 95% 置信区间. 将系统正常工作时 PMT 的输出电压值乘以碰撞频移系数即可得出碰撞频移为 $-0.20(2)$ Hz, 相对频移修正量为 4.66×10^{-16} , 相应的不确定度为 5.59×10^{-17} . 由于碰撞频移与原子密度成正比, 所以可以通过增大晶格束腰、降低晶格势阱, 来减小原子密度, 进而降低碰撞频移的不确定度.

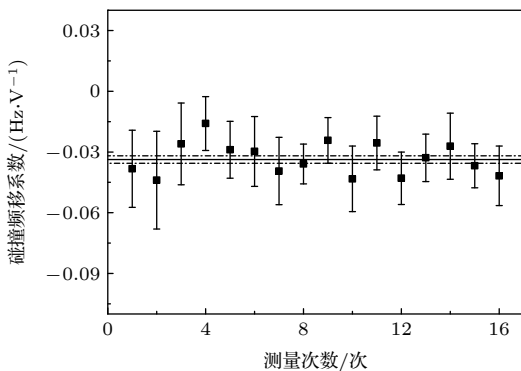


图 4 碰撞频移的测试结果
Fig. 4. Measurement for the collision shift.

采用分时自比对方法测得的高低原子密度下频率差的阿伦偏差如图 5 所示, 其中黑点为不同积分时间的频率不稳定性, 点上的实线是误差棒, 红色实线表示对阿伦偏差的线性拟合, 拟合斜率为 $1/\tau^{1/2}$. 从图 5 可看出, 分时自比对频率不稳定性为 4.5×10^{-15} @ 1 s, 当积分时间为 4000 s 时进入 10^{-17} 量级, 表明碰撞频移不确定度评估结果进入 10^{-17} 量级是准确可靠的.

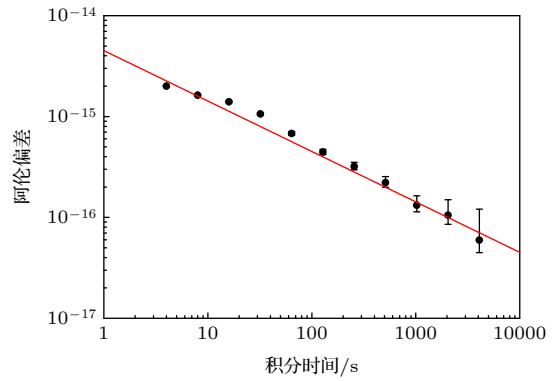


图 5 单次高低原子密度自比对的阿伦偏差

Fig. 5. The Allan deviation obtained by the time-interleaved self-comparison method between high and low atomic density.

3.3 晶格光交流斯塔克频移

由于交流斯塔克效应, 晶格激光光场的存在会对钟跃迁带来频移. 当晶格光处于魔术波长时, 交流斯塔克频移可以被消除 [37], 晶格光波长距离魔术波长越远, 交流斯塔克频移越大, 所以首先需要通过测量确定魔术波长的频率. 已知当晶格光的频率为某个定值时, 晶格光交流斯塔克的频移量与晶格光的阱深关系如下:

$$\delta(\omega) = \Delta\nu/\Delta I, \quad (5)$$

其中, ω 为晶格光的频率, $\delta(\omega)$ 为频移系数, $\Delta\nu$ 为晶格光交流斯塔克效应引起的钟跃迁频移量, ΔI 为晶格的阱深差. 所以当阱深差固定时, 通过改变晶格光的频率, 可以测量不同晶格光频率所对应的频移系数. 频移系数为零的频率点就是魔术波长的频率.

实验中利用分时自比对方法测量晶格光的魔术波长. 测量时首先选定晶格光频率 ω , 固定晶格阱深差 ΔI , 分时自比对测量得到一系列的钟跃迁频率差 [38], 对这些频率差进行统计平均, 同时扣除线性漂移和碰撞频移的影响后得出 $\Delta\nu$, 将 $\Delta\nu$ 和 ΔI 代入 (5) 式, 计算出晶格光频率为 ω 时的频移系数. 进一步改变晶格光频率, 在同一阱深差的条件下, 测量频移系数随晶格光频率的变化. 然后根据 ΔI 的频移系数, 推算出晶格阱深为 I_0 时频移系数随晶格光频率的变化.

在一个分时自比对周期中, 交替测量的晶格阱深分别为 $83 E_r$ 和 $65 E_r$. 因为晶格光锁定在自由光谱区为 1.5 GHz 的超稳腔上, 所以晶格光频率取值间隔为 1.5 GHz. 晶格阱深为 $I_0 = 65 E_r$ 时频移系

数随晶格光频率的变化如图 6 所示, 图 6 中黑点为频移系数的测量值, 点上的线为误差棒, 红色实线为线性拟合结果, 可得出频移系数随晶格光频率的变化率为 $-1.22 \text{ (Hz}/I_0\text{)}/\text{GHz}$, 频移系数为零的点为 $368554393(78) \text{ MHz}$, 即魔术波长的频率. 频率测量的相对不确定度为 2.21×10^{-16} . 实际闭环时, 晶格光波长设置在距离魔术波长最近的点, 相距 $107(5) \text{ MHz}$. 由图 6 的拟合结果可知, 当晶格阱深为 $65 E_r$ 时, 由晶格光引起的钟跃迁的频移量为 $-0.130(6) \text{ Hz}$, 相对频移修正量为 3.03×10^{-16} .

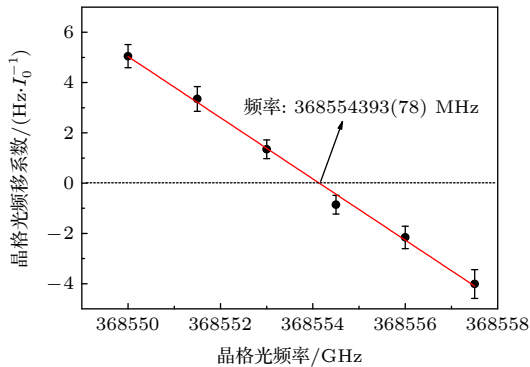


图 6 晶格光频移系数随晶格光频率的变化
Fig. 6. Clock sensitivity to lattice wavelength.

晶格光交流斯塔克频移的不确定度较大, 主要受限于半导体激光器. 半导体激光器输出的非相干光在载波附近有几十纳米的展宽, 对钟跃迁频移影响较大. 如果使用带宽为 0.1 nm 的滤波片将晶格光进行滤波^[39], 那么晶格光交流斯塔克频移的不确定度能降低到 10^{-17} 量级. 另外, 目前晶格光的频率由波长计测量, 测量精度为 10 MHz . 如果借助一台锁到氢钟信号上的光学频率梳对晶格光进行频率测量^[5], 那么测量精度将提高到 kHz 量级, 由测量引起的不确定度可低至 10^{-18} 量级. 综合利用光谱滤波和光学频率梳, 预计可以使交流斯塔克频移的不确定度进入 10^{-17} 量级.

3.4 二阶塞曼频移

在光钟闭环运行的过程中, 由于塞曼效应, 外部磁场会使钟跃迁的能级发生移动. 对于可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟而言, 闭环时采用了 $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 跃迁和 $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 跃迁并取频率平均值的方法, 探测两个跃迁峰时系统近似处于同一个磁场, 一阶塞曼频移是可以消除的. 但此时由于态混合而引起的二阶塞曼频移是不可

消除的, 钟跃迁二阶塞曼频移可表示为

$$\Delta V_B^{(2)} = -\alpha_c (\Delta V)^2, \quad (6)$$

其中, 系数 α_c 为 $0.248(2) \times 10^{-6}$ ^[40], ΔV 表示 $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 跃迁的劈裂频率.

实验中, 在重力方向施加一个 390 mG 的偏置磁场, 当极化光的偏振分别为右旋和左旋时, 原子分别被制备到 $m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2$ 自旋极化态上. 采用分时自比对方法交替测量两个极化谱的中心频率, 并将钟激光频率交替锁定到两个极化谱上. 此时在一个自比对周期中, 前两个周期钟激光锁定到 $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 所对应的极化谱上, 后两个周期锁定到 $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 所对应的极化谱上, 两个极化谱的中心频率差值即为劈裂频率.

测量两个极化谱的劈裂频率 ΔV 随时间的变化, 结果如图 7 所示, 图 7 中黑点为每一次自比对所测得的劈裂频率, 即两个极化峰的频率差. 对所测的劈裂频率进行统计平均可得平均值为 358 Hz , 对所测数据进行统计可得频率波动为 5 Hz , 即有 $\Delta V = 358(5) \text{ Hz}$, 将其代入 (6) 式可得二阶塞曼频移为 $-0.0318(9) \text{ Hz}$, 相对频移修正量为 0.74×10^{-16} , 频率不确定度为 2.07×10^{-18} .

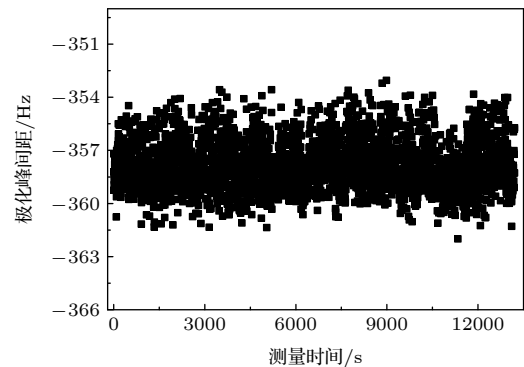


图 7 钟跃迁极化峰间距的测量结果
Fig. 7. Frequency gap between two different spin-polarized peaks.

系统还存在其他因素引起的频移及不确定度, 量级相对较小. 入射到磁光阱腔内的钟激光功率为 30 nW , 由此引起的交流斯塔克频移非常小, 参考文献^[41]的相关系数, 评估不确定度小于 1×10^{-17} . 原子被自旋极化后, 留在其他 m_F 态上的原子会引起线性不对称, 实验中钟激光作用到原子的时间为 180 ms , 自旋极化谱的线宽为 6 Hz , 相邻的

m_F 态的间隔为 40 Hz, 大约 5% 的原子会留在其他 m_F 态上, 结合以上参数可估算线牵引效应引起的不确定度小于 1×10^{-17} [42]. 直流斯塔克频移、二阶多普勒频移和隧穿频移的不确定度均为 10^{-18} 量级 [41]. 表 1 为可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟系统不确定度评估的结果, 系统总的不确定度为 2.3×10^{-16} . 从表 1 可以看出, 黑体辐射的频移量最大, 晶格光交流斯塔克频移的不确定度最大. 如果在降低黑体辐射频移和碰撞频移不确定度的同时, 利用光谱滤波和光学频率梳, 将晶格光斯塔克频移的不确定度降低到 10^{-17} 量级, 那么系统的总不确定度有望进入 10^{-17} 量级.

表 1 可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟的系统不确定度评估
Table 1. Uncertainty budget for the transportable strontium optical lattice clock.

频移项	相对频移修正/ 10^{-16}	相对不确定度/ 10^{-17}
黑体辐射	50.4	5.1
碰撞	4.7	5.6
晶格光交流斯塔克	3.0	22.1
二阶塞曼	0.7	0.2
钟激光交流斯塔克	0	1.0
线牵引	0	1.0
总和	58.8	23.4

4 结 论

本文对可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟进行了系统不确定度的评估, 主要对黑体辐射频移、碰撞频移、晶格光交流斯塔克频移和二阶塞曼频移进行了测量. 实验测得, 黑体辐射频移的修正量最大, 晶格光交流斯塔克频移的不确定度最大, 晶格光的魔术波长为 368554393(78) MHz. 可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟总的相对频移修正量为 58.8×10^{-16} , 不确定度为 2.3×10^{-16} . 下一步工作中考虑将磁光阱腔置于黑体辐射腔内以降低黑体辐射频移和不确定度, 同时利用光学频率梳对滤波后的晶格光进行测频以降低交流斯塔克频移的不确定度, 使系统不确定度进入 10^{-17} 量级. 可搬运 ^{87}Sr 光晶格钟系统不确定度的评估为下一步实际应用奠定了基础.

参考文献

[1] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schimdt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637

[2] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, Schmidt P O, Chou C W, Brusch A, Lorini L, Oskay W H, Drullinger R E, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Swann W C, Newbury N R, Itano W M, Wineland D J, Bergquist J C 2008 *Science* **319** 1808

[3] Diddams S A 2001 *Science* **293** 825

[4] Dube P, Madej A A, Zhou Z C, Bernard J E 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023806

[5] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Bloom B G, MacNally R L, Zhang W, Barrett M D, Safronova M S, Strouse G F, Tew W L, Ye J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6896

[6] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Darkwah O N, MacNally R L, Souderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B G, Ye J 2017 *Science* **358** 90

[7] Poli N, Schioppo M, Vogt S, Falke S, Sterr U, Lisdat C, Tino G M 2014 *Appl. Phys. B* **117** 1107

[8] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Zang E J, Sun Z, Fang F, Li T C, Fang Z J 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 090601

[9] Ohmae N, Sakama S, Katori H 2019 *Electr. Commun. JPN* **102** 43

[10] Liu H, Zhang X, Jiang K L, Wang J Q, Zhou Q, Xiong Z X, He L X, Lü B L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 020601

[11] Zhou M, Xu X Y 2016 *Physics* **45** 431 (in Chinese) [周敏, 徐信业 2016 物理 **45** 431]

[12] Guan H, Huang Y, Li C B, Gao K L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 164202 (in Chinese) [管桦, 黄焱, 李承斌, 高克林 2018 物理学报 **67** 164202]

[13] Huang Y, Guan H, Zeng M, Tang L, Gao K 2019 *Phys. Rev. A* **99** 011401

[14] Brewer S M, Chen J S, Hankin A M, Clements E R, Chou C W, Wineland D J, Hume D B, Leibrandt D R 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033201

[15] Oelker E, Hutson R B, Kennedy C J, Sonderhouse L, Bothwell T, Goban A, Kedar D, Samner C, Robinson J M, Marti G E, Matei D G, Legero T, Giunta M, Holzwarth R, Riehle F, Sterr U, Ye J 2019 *Nat. Photon.* **13** 714

[16] Paul S, Swanson T B, Hanssen J, Taylor J 2017 *Metrologia* **54** 247

[17] Derevianko A, Pospelov M 2014 *Nat. Phys.* **10** 933

[18] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, Lukin M D, Walsworth R L, Ye J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 124043

[19] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630

[20] Lopez O, Haboucha A, Chanteau B, Chardonnet Ch, Amy-Klein A, Santarelli G 2012 *Opt. Express* **20** 23518

[21] Bercy A, Lopez O, Pottie P E, Amy-Klein A 2016 *Appl. Phys. B* **122** 189

[22] McGrew W F, Zhang X, Fasano R J, Schäffer S A, Beloy K, Nicolodi D, Brown R C, Hinkley N, Milani G, Schioppo M, Yoon T H, Ludlow A D 2018 *Nature* **564** 87

[23] Grotti J, Koller S, Vogt S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C, Denker H, Voigt C, Timmen L, Rolland A, Fred N B, Margolis H S, Zampaolo M, Thoumany P, Pizzocaro M, Rauf B, Bregolin F, Tampellini A, Barbieri P, Zucco M, Costanzo G A, Clivati C, Levi F, Calonico D 2018 *Nat. Phys.* **14** 437

[24] Shang H S, Zhang X G, Zhang S N, Pan D, Chen H J, Chen J B 2017 *Opt. Express* **25** 30459

[25] Zhang S, Zhang X, Cui J, Jiang Z J, Shang H S, Zhu C W, Chang P Y, Zhang L, Tu J H, Chen J B 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 103106

[26] Koller S B, Grotti J, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 073601

- [27] Cao J, Zhang P, Shang J, Cui K, Yuan J, Chao S, Wang S, Shu H, Huang X 2017 *Appl. Phys. B* **123** 112
- [28] Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, Yahagi T, Kokado K, Shinkai H, Katori H 2020 *Nat. Photon.* **14** 411
- [29] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y, Chang H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 023701
- [30] Kong D H, Wang Z H, Guo F, Zhang Q, Lu X T, Wang Y B, Chang H 2020 *Chin. Phys. B* **29** 070602
- [31] Middlemann T, Falkes S, Listat C, Sterr U 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 263004
- [32] Li T, Lu X T, Zhang Q, Kong D H, Wang Y B, Chang H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 093701 (in Chinese) [李婷, 卢晓同, 张强, 孔德欢, 王叶兵, 常宏 2019 物理学报 **68** 093701]
- [33] Origlia S, Pramod M S, Schiller S, Singh Y, Bongs K, Schwarz R, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C 2018 *Phys. Rev. A* **98** 053443
- [34] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) *Consultative Committee for Time and Frequency (CCTF) Report of the 21st Meeting (June 8-9, 2017) to the International Committee for Weights and Measures* <https://www.bipm.org/utis/common/pdf/CC/CCTF/CCTF21.pdf>
- [35] Lemke N D, von Stecher J, Sherman J A, Rey A M, Oates C W, Ludlow A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 103902
- [36] Lu X T, Li T, Kong D H, Wang Y B, Chang H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 233401 (in Chinese) [卢晓同, 李婷, 孔德欢, 王叶兵, 常宏 2019 物理学报 **68** 233401]
- [37] Katori H, Takamoto M, Pal'chikov V G, Ovsianikov V D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005
- [38] Lin Y G, Fang Z J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 160604 (in Chinese) [林弋戈, 方占军 2018 物理学报 **67** 160604]
- [39] Westergaard P G, Lodewyck J, Lorini L, Lecallier A, Burt E A, Zawada M, Millo J, Lemonde P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 210801
- [40] Bloom B J, Nicholson T L, William J R, Campbell S L, Bishop M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L 2014 *Nature* **506** 71
- [41] Bailard X, Fouché M, Targat R L, Westergaard P G, Lecallier A, Coq Y L, Rovera G D, Bize S, Lemonde P 2007 *Opt. Lett.* **32** 1812
- [42] Bothwell T, Kedar D, Oelker E, Robinson J M, Bromley S L, L Tew W L, Ye J, Kennedy C J 2019 *Metrologia* **56** 065004

Evaluation of systematic uncertainty for transportable ^{87}Sr optical lattice clock*

Kong De-Huan¹⁾²⁾ Guo Feng¹⁾²⁾ Li Ting¹⁾²⁾ Lu Xiao-Tong¹⁾²⁾

Wang Ye-Bing^{1)†} Chang Hong^{1)2)‡}

1) (CAS Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards, National Time Service Center, Xi'an 710600, China)

2) (School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 27 July 2020; revised manuscript received 7 September 2020)

Abstract

Transportable optical clocks have broad applications in scientific research and engineering. Accurate evaluation of systematic uncertainty for the transportable ^{87}Sr optical lattice clock is a prerequisite for the practical realization of the optical clock. Four main frequency shifts of the ^{87}Sr optical lattice clock are measured, i.e. blackbody-radiation (BBR) shift, collision shift, lattice alternating current (AC) Stark shift, and second-order Zeeman shift. Firstly, by measuring the temperature distribution on the surface of the magneto-optical trap cavity and analyzing the influence of different heat sources on atomic cloud, the BBR shift correction is measured to be 50.4×10^{-16} Hz with an uncertainty of 5.1×10^{-17} . Secondly, the time-interleaved self-comparison method is used under high and low atom density condition to evaluate the collision shift of the system. The correction of collision shift is 4.7×10^{-16} with an uncertainty of 5.6×10^{-17} . Thirdly, the lattice AC Stark shift is evaluated by the time-interleaved self-comparison method. By measuring the dependence of the lattice AC Stark shift on the wavelength of the lattice light, the magic wavelength is measured to be 368554393(78) MHz. As a result, the lattice AC Stark shift correction is 3.0×10^{-16} with an uncertainty of 2.2×10^{-16} . Finally, using the time-interleaved self-comparison technology, the second-order Zeeman frequency shift is evaluated by measuring the fluctuation of the difference in center frequency between the $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ polarization spectrum and $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ polarization spectrum. The correction of second-order Zeeman shift is calculated to be 0.7×10^{-16} , and corresponding uncertainty is 0.2×10^{-17} . Experimental results indicate that the frequency shift correction due to the blackbody radiation is the largest, while the uncertainty caused by the lattice AC Stark effect is the largest in the evaluated shifts. The systematic shift is 58.8×10^{-16} , the total uncertainty is 2.3×10^{-16} . In the next work, the magneto-optical trap cavity will be placed in a blackbody-radiation cavity to reduce the blackbody-radiation shift. The uncertainty of the collision shift will be reduced by increasing the beam waist of the lattice and reducing the potential well depth of the lattice, which will reduce the density of atoms. What is more, the light source for the optical lattice after spectral filtering will be measured by an optical frequency comb locked to the hydrogen clock signal to reduce the uncertainty of the lattice AC Stark frequency shift. The systematic uncertainty is expected to be on the order of 10^{-17} . The evaluation of the systematic uncertainty for the transportable ^{87}Sr optical lattice clock lays the foundation for the practical application.

Keywords: transportable ^{87}Sr optical lattice clock, systematic shift, uncertainty, time-interleaved self-comparison method

PACS: 06.30.Ft, 32.70.Jz, 37.10.Jk, 42.62.Eh

DOI: 10.7498/aps.70.20201204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775220, 11803042), the Key Research Project of Frontier Science of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZBD-SSW-JSC004), and the Youth Innovation Promotion Association CAS (Grant No. 2019400).

† Corresponding author. E-mail: wangyebing@ntsc.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn