

近距离牛顿反平方定律实验检验进展

谭文海 王建波 邵成刚 涂良成 杨山清 罗鹏顺 罗俊

Recent progress in testing Newtonian inverse square law at short range

Tan Wen-Hai Wang Jian-Bo Shao Cheng-Gang Tu Liang-Cheng Yang Shan-Qing Luo Peng-Shun  
Luo Jun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160401 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180636

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180636>

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

基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验

Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers

物理学报.2018, 67(16): 160402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180621>

## 专题: 精密测量物理

## 近距离牛顿反平方定律实验检验进展\*

谭文海<sup>1)</sup> 王建波<sup>1)</sup> 邵成刚<sup>1)</sup> 涂良成<sup>1)</sup> 杨山清<sup>1)†</sup>  
罗鹏顺<sup>1)‡</sup> 罗俊<sup>1)2)††</sup>

1)(华中科技大学物理学院, 基本物理量测量教育部重点实验室, 引力与量子物理湖北省重点实验室, 武汉 430074)

2)(中山大学天文引力物理研究中心, 珠海 519082)

(2018年4月10日收到; 2018年5月28日收到修改稿)

为了统一描述自然界的四种基本相互作用, 科学家提出了很多理论模型, 其中很多理论认为牛顿反平方定律在近距离下会发生偏离, 或存在其他的非牛顿引力作用, 而理论的正确与否需要高精度的实验检验。国际上很多研究组在不同间距下采用不同的技术对反平方定律进行了高精度的实验检验, 本文重点介绍华中科技大学引力中心采用密度调制法分别在亚毫米与微米范围进行的实验研究进展。在亚毫米范围采用精密扭秤技术, 在对牛顿引力进行双补偿、抑制电磁干扰后, 结合零实验与非零实验结果, 在作用程为 70—300 μm 区间对 Yukawa 形式的破缺给出国际上精度最高的限制。在微米范围采用悬臂梁作为弱力传感器, 通过测量金球和密度调制吸引质量间水平力的变化来检验非牛顿引力是否存在, 实验结果不需进行 Casimir 力和静电力背景扣除, 是此间距下不依赖于 Casimir 力和静电力理论计算模型的两个结果之一。

**关键词:** 牛顿反平方定律, 非牛顿引力, 精密测量, Patch 电荷静电力

**PACS:** 04.80.Cc

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180636

## 1 引言

目前物理学界公认自然界存在四种基本相互作用, 分别是引力、电磁力、强相互作用和弱相互作用, 其中引力是近代物理学中最早被认识的相互作用。牛顿于1687年在《自然哲学的数学原理》中提出万有引力定律, 将天体的运动规律与地面自由落体的规律统一起来。爱因斯坦的广义相对论将引力描述为物质和能量引起的时空弯曲所导致, 而牛顿万有引力定律是静态、缓变的弱引力场下的近似。作为迄今描述引力最成功的理论, 广义相对论得到了各种实验与天文观测的检验: 包括水星近日点进动、光线在太阳引力场作用下的偏折效应、引力红移效应的观测等, 其预言的引力波现象也

被激光干涉引力波天文台 LIGO 于 2016 年直接探测到<sup>[1]</sup>, 2017 年 MICROSCOPE 卫星在更高精度  $[-1 \pm 9(\text{stat}) \pm 9(\text{syst})] \times 10^{-15}$  水平<sup>[2]</sup> 证明其基本原理——弱等效原理的正确性。另一方面, 粒子物理标准模型把电磁力与强、弱相互作用统一起来, 精确地描述了微观世界的各种物理现象。建立包含引力的大统一理论是物理学的前沿问题之一, 但广义相对论是“经典”理论, 引力仍然没有被成功地量子化, 与粒子物理标准模型本质上并不兼容。典型的困难是等级问题: 引力量子效应凸显的能量标度——普朗克能量标度是  $1.2 \times 10^{16}$  TeV, 而电弱统一的能量标度约 1 TeV, 两者相差 16 个数量级<sup>[3,4]</sup>; 天文观测表明, 宇宙正在加速膨胀, 这种加速膨胀可以引入暗能量来解释。然而, 科学家发现天文观

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号: 91436212, 91736312)、国家自然科学基金(批准号: 11705061, 11722542, 11275076)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB832802)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: [ysq2011@hust.edu.cn](mailto:ysq2011@hust.edu.cn)

‡ 通信作者。E-mail: [phuo2009@hust.edu.cn](mailto:phuo2009@hust.edu.cn)

†† 通信作者。E-mail: [junluo@hust.edu.cn](mailto:junluo@hust.edu.cn)

测到的暗能量密度比根据量子理论计算的真空能量密度小约  $10^{60}$  倍(以电弱统一能标作为能量截断计算)<sup>[5–7]</sup>.

为此, 物理学家们提出了很多理论模型, 其中很多理论认为牛顿反平方定律在近距离下会破缺. 如1998年Arkani-Hamed等<sup>[3]</sup>和Antoniadis等<sup>[8]</sup>提出额外维理论, 认为时空存在额外维空间, 引力子可以在包括额外维空间的全空间自由传播, 而标准模型的粒子只能在我们熟悉的3+1维时空中传播. 若所有  $n$  个额外维的尺度  $R_*$  相同, 在间距  $r \gg R_*$  范围, 牛顿反平方定律成立; 在  $r \ll R_*$  范围, 反平方定律变成正比于  $1/r^{2+n}$ ; 在  $r \gg R_*$  范围, 引力势可引入 Yukawa 形式的修正<sup>[9]</sup>:

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \left(1 + \alpha e^{-r/\lambda}\right), \quad (1)$$

式中  $G$  为万有引力常数;  $m_1, m_2$  为物体的质量;  $\alpha$  是破缺效应的作用强度;  $\lambda$  是作用程.

此外, 弦论及其他非标准模型理论预言了新的玻色子的存在, 如 moduli, dilaton<sup>[10–12]</sup> 和 axion 等<sup>[13]</sup>. 粒子间通过交换这些新的玻色子可产生新的有效相互作用, 使引力偏离牛顿反平方定律<sup>[5]</sup>. 因此, 在近距离下对牛顿反平方定律进行高精度的实验检验, 寻找可能存在的新相互作用, 一方面可以检验引力理论的正确性, 另一方面也可探索非标准模型的新物理, 为统一理论的建立提供实验依据和指导, 因而具有重要意义.

## 2 实验检验概况

最早进行牛顿反平方定律的检验实验可以追溯到1798年, Cavendish声称他在测  $G$  实验中同时检验了反平方定律, 但并没有给出任何实验细节. Mackenzie<sup>[14]</sup>在1895年采用扭秤检验了牛顿反平方定律, 这是首次公开发表的实验结果. 广泛引起人们检验牛顿反平方定律兴趣的是 Long<sup>[15]</sup> 的实验: 1974年, 他在《Physical Review D》上发表了题为“为什么我们要相信实验室尺度下的牛顿引力呢?”的文章, 通过对近百年各种测  $G$  实验结果的研究后发现:  $G(R) = G_0 [1 + 0.002 \ln R]$ . 两年后, Long<sup>[16]</sup> 再次在《Nature》杂志上发表了他利用扭秤测量不同间距下的两个圆环的牛顿引力大小的实验结果, 发现牛顿引力的测量值与理论值的偏差在  $(0.37 \pm 0.07)\%$  的水平, 该结果与他之前分析出的  $G$  值与距离  $R$  相关的结论符合. 虽然 Long 的实

验结果被后来的实验所否定, 但该结果引起了物理学家们的广泛关注, 使对牛顿反平方定律的实验检验活跃起来.

当前, 物理学家们已经在很宽的尺度下对牛顿反平方定律进行了实验检验. 不同理论模型预言的反平方定律破缺强度与作用程范围均不相同, 针对不同的尺度需要采取不同的实验检验办法. 在厘米到亚毫米尺度主要使用精密扭秤作为测量工具<sup>[17–23]</sup>, 在此范围内, 实验检验精度已远小于牛顿引力, 如何精确补偿与评估牛顿引力干扰是关键. 在微米范围内, 主要采用微机械振子和悬臂梁作为弱力测量工具<sup>[24–32]</sup>, 此时 Casimir 力和静电力成为主要的干扰信号, 如何消除 Casimir 力和静电力的影响是实验需要解决的关键问题; 在纳米及以下尺度可通过中子散射实验或原子核的结合能与电荷半径等性质给出<sup>[33–38]</sup>, 在更大尺度则可通过不同地点的重力加速度测量、天体或卫星的运动轨迹等观测数据给出, 更详细的介绍可参考文献[39–47]. 近距离下检验牛顿反平方定律的实验结果如图1所示<sup>[19–32]</sup>, 图中右上角的浅色区域为牛顿反平方定律仍然成立的参数空间, 左下角空白区域有待更高精度的实验进行检验, 本文重点介绍亚毫米与微米范围的实验.

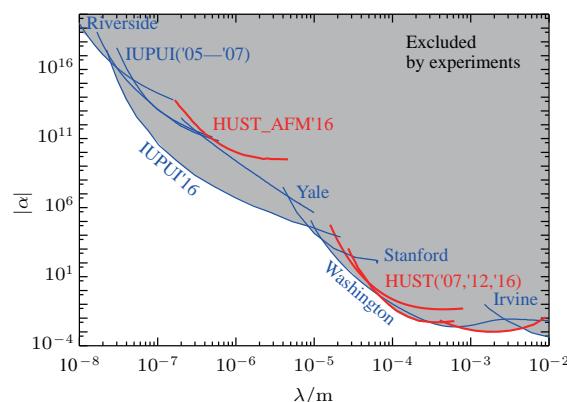


图1 近距离检验牛顿反平方定律的实验结果  
Fig. 1. Constraints on the violation of the Newtonian inverse-square law at short range.

在厘米范围, 加州大学Irvine分校的Spero等<sup>[48]</sup>用扭秤检验物体在一长空心不锈钢圆管内受到的引力是否满足反平方定律. 若牛顿反平方定律成立, 则管内的引力势基本相同, 小铜柱所受的引力几乎为零, 水平往返移动圆管的过程中扭秤几乎不发生偏转, 结果表明在检验质量与吸引质量的间距为2—5 cm范围内均未发现反平方定律破

缺。由于该实验对 Long 提出的真空极化效应<sup>[49]</sup>不灵敏, 他们又进行了引力不为零的实验<sup>[19]</sup>, 实验原理是将大小不同的吸引质量放置在离扭秤距离不同的位置, 其中大吸引质量重 7.3 kg, 距离扭秤中心 105 cm, 小吸引质量重 43 g, 距离扭秤中心 5 cm, 如果反平方定律严格成立, 它们对扭秤产生的引力将相互抵消, 扭秤受到的总力矩不变。该实验检验精度比 1980 年的实验提高了约 5 倍, 结果表明在作用程  $\lambda > 400$  mm 范围, 仍然没有发现牛顿反平方定律的破缺。

华中科技大学引力中心长期进行近距离牛顿反平方定律的检验实验, 该研究组利用厚度 0.2 mm 的金片作为吸引质量与检验质量, 以扭秤为工具进行间距调制实验, 于 2007 年完成了亚毫米范围牛顿反平方定律的零检验实验<sup>[21]</sup>。实验使用的扭秤左右对称, 检验金片黏在扭秤的一端, 面对吸引金片, 扭秤另一端面对引力补偿块。通过设计检验金片离吸引金片距离较近, 但质量较小, 而补偿质量离扭秤距离较远, 但质量较大, 可使吸引质量与补偿质量对扭秤的牛顿引力矩刚好抵消, 但非牛顿引力因随间距增大以 e 指数衰减, 因此不会被抵消。检验质量与吸引质量的间距调制范围从 176  $\mu\text{m}$  到 341  $\mu\text{m}$ , 实验中同步驱动一个小铜柱产生确定的引力源实时标定扭秤的灵敏度。实验在  $2\sigma$  精度内未发现牛顿反平方定律的偏离, 若要求破缺强度  $|\alpha| \geq 1$ , 则作用程  $\lambda$  要求小于 66  $\mu\text{m}$ , 接近当时国际最好水平。在毫米范围, 为了增加待测效应, 该研究组改进了实验方案<sup>[22]</sup>, 将检验质量与吸引质量钨片的厚度增大为 1.787 mm, 间距调制范围为 0.4—1.0 mm。由于质量增大, 对各部件的加工误差要求也相应提高, 这也成为此实验的难点之一。实验通过“零”实验设计与精密加工装配, 牛顿力矩误差被控制到  $(0.65 \pm 1.59) \times 10^{-16}$  Nm, 其中钨片厚度精度为 0.12  $\mu\text{m}$ , 扭丝定位精度为 1.5  $\mu\text{m}$ ; 通过改进电磁屏蔽, 解决了平移台的电磁干扰问题。此外, 进行了“非零”实验, 测量了牛顿引力矩随吸引质量间距的变化, 以此验证系统的可靠性。最后在  $2\sigma$  力矩精度为  $2.6 \times 10^{-16}$  Nm 下未发现牛顿反平方定律的偏离, 在作用程  $\lambda$  为 3 mm 附近取得检验精度最高的实验结果。

华盛顿大学 Eöt-Wash 研究组也长期使用扭秤在亚毫米范围检验牛顿反平方定律<sup>[9,20]</sup>, 他们实验的主要特点是检验质量与吸引质量均为轴对称

的多重密度调制结构。检验质量通过扭丝水平悬挂, 吸引质量安装于检验质量正下方, 通过匀速驱动吸引质量旋转, 将待测信号调制到驱动频率的高倍频, 从而降低系统干扰。以 2007 年的实验为例, 其检验质量圆盘轴对称地分布有 21 个圆孔, 吸引质量则由两层各有 21 个圆孔的圆盘叠在一起构成, 上下两层圆孔的方位角错开  $\pi/21$ , 从而部分抵消了牛顿引力, 有助于提高实验精度。扭秤与吸引质量有良好的接地与静电屏蔽措施, 以降低静电干扰。该实验间距为 55  $\mu\text{m}$ —9.53 mm, 结果表明在作用程  $\lambda$  为 56  $\mu\text{m}$  的尺度下牛顿反平方定律仍然成立(即破缺强度  $|\alpha| \leq 1$ ), 对于一个额外维的模型, 实验要求额外维尺度  $R_* \leq 44 \mu\text{m}$ 。在其改进实验中, 扭秤与吸引质量的对称性提高到 120 重, 以进一步提高实验精度。

科罗拉多大学 Long 等<sup>[24,50]</sup> 使用机械振子在几十微米的间距检验了非牛顿引力。他们采用 35 mm  $\times$  7 mm  $\times$  0.305 mm 的钨悬臂梁作为吸引质量, 由压电陶瓷(PZT)驱动其振动, 检验质量位于吸引质量下方, 由两块对称的矩形钨片构成, 钨片可绕对称轴扭转。在吸引质量作用下, 检验质量钨片发生扭转振动, 扭转位移通过电容位移传感器测量。实验未发现新的相互作用, 排除了理论预言的 strange 和 gluon moduli 传递的相互作用的大部分参数空间, 对于作用强度  $\alpha = 2000$  的 dilaton, 要求其作用程  $\lambda$  小于 23  $\mu\text{m}$ , 对于 radion, 要求其作用程  $\lambda$  小于 88  $\mu\text{m}$ 。

斯坦福大学 Kapitulnik 研究组<sup>[27,51,52]</sup> 使用悬臂梁为弱力传感器, 在低温下进行了非牛顿引力检验实验。他们在一大小为 250  $\mu\text{m}$   $\times$  50  $\mu\text{m}$   $\times$  0.335  $\mu\text{m}$  的单晶硅悬臂梁末端粘上一长方体金块, 悬臂梁的位移由光纤干涉仪测量得到, 为了降低悬臂梁的热噪声, 实验在 10 K 的低温下进行。吸引质量由相互平行的 5 列金条和 5 列硅条相互交替排列组成。由于金与硅的密度不同, 通过选择适当幅度驱动吸引质量振动, 他们将待测信号的频率调制到驱动频率的 3 倍频。此外, 为了减小静电效应的干扰, 在吸引质量与检验质量之间插入一块厚 3  $\mu\text{m}$  的镀金氮化硅平板作为静电屏蔽膜。该系列实验最终给出了作用程在 6—20  $\mu\text{m}$  范围内对非牛顿引力最强的限制。

印第安纳大学与普渡大学印第安纳波利斯联合分校 Decca 研究组采用微机械扭转振子(micro-

electromechanical torsional oscillator, MTO)对微米间距的非牛顿引力进行了检验。2005年他们报道了测量一个镀金蓝宝石球和金-锗吸引质量间的相互作用力的实验<sup>[26]</sup>, 实验结果在 $\lambda \sim 200$  nm处比之前国际最好水平提高了10倍。2016年, 他们进一步将检验结果提高了约3个数量级。在新的实验中, 他们使用气浮转台驱动吸引质量转动来进行密度调制实验<sup>[29]</sup>。吸引质量为在硅片上半径不等的圆环“跑道”上制备的金-硅周期调制结构, 结构重复个数从50至300不等。当驱动吸引质量转动时, 检验质量的受力被调制到转动频率的50至300倍频, 从而将待测信号与干扰信号在频域分离。实验选择气浮转台的驱动频率为 $\omega_d = \omega_0/n$  ( $n$ 为金-硅结构重复个数,  $\omega_0$ 为MTO的共振角频率), 从而将待测信号调制到MTO的共振频率处, 实现共振测量。该实验最终给出了作用程在40—8000 nm范围内新的限制, 在 $\lambda = 300$  nm时比之前国际最好水平提高了1000倍。

由于微米间距实验主要的背景作用力之一为Casimir力, 因此多个研究组通过对Casimir力的精确测量给出了此间距下对非牛顿引力的限制。如耶鲁大学Lamoreaux等<sup>[53]</sup>采用扭秤技术在0.7—7  $\mu\text{m}$ 的间距通过测量镀金球面透镜和镀金平板之间的Casimir力给出了对非牛顿引力的限制。他们将实验数据扣除基于Drude模型的Casimir力理论计算值和静电力贡献后得到残差, 将该残差作为非牛顿引力的上限, 在0.4—4  $\mu\text{m}$ 作用程给出了对非牛顿引力的限制, 该结果比之前国际最好水平提高了30倍。加利福利亚大学河滨分校Mohideen等<sup>[54]</sup>采用悬臂梁作为弱力传感器测量了镀金球面和镀金平板之间的Casimir力。实验中补偿接触电势后, 镀金球和镀金平板间的剩余电势产生的静电力在最近间距小于Casimir力的1%。实验测量结果与基于Plasma模型的Casimir力理论值在1%的误差范围内符合, 综合考虑扣除Casimir力后的残差和实验误差, 在1—150 nm范围给出了非牛顿引力作用强度的上限为 $10^{14}$ — $10^{18}$ 。

目前所有实验在其检验精度范围内均未发现牛顿反平方定律破缺, 或存在新的非牛顿引力作用, 仅给出了相应作用程非牛顿引力的上限。显然, 图1所示的左下角参数空间还需更多更高精度的实验去检验。无论肯定与否, 新的检验结果都将对引力物理、粒子物理和统一理论的发展具有重要意义。

此前, 华中科技大学引力中心采用精密扭秤技术, 通过间距调制法进行了亚毫米和毫米间距的牛顿反平方定律的检验实验, 并获得国际领先的实验结果。近年来, 我们分别采用精密扭秤和原子力显微镜技术, 在亚毫米和微米区间下, 采用密度调制法检验反平方定律是否仍然成立<sup>[23,30]</sup>, 是否存在非牛顿引力。下面对这两个实验的进展进行重点介绍。

### 3 亚毫米范围检验牛顿反平方定律

我们分别在2007年与2012年完成了采用间距调制法在亚毫米与毫米范围的牛顿反平方定律检验实验<sup>[21,22]</sup>, 其特点是以两块正对的大密度平板为检验质量与吸引质量, 利用精密扭秤测量其相互作用是否满足牛顿反平方定律。实验的优点是将待测效应最大化并集中在扭秤的灵敏方向, 通过补偿设计抵消扭秤两端的牛顿引力, 实现“零”检验, 直接在实验精度下检验是否存在新效应。在更高精度的改进实验中, 我们发现用于调制吸引质量间距的平移台会产生与待测信号同频的干扰。为了克服这一困难, 在新的方案中<sup>[55]</sup>, 将吸引质量制作成多重对称的密度调制结构, 把待测信号调制到驱动频率的8倍频。同时保留原实验的优点, 测量正对钨片之间的法向力使待测效应最大化, 并且通过“双补偿”设计将牛顿引力矩减小到扭秤的分辨率以下, 改进静电屏蔽的措施进一步降低电磁干扰, 实现“零”检验, 最终给出更高精度的实验结果<sup>[23]</sup>, 本文对其进行详细介绍。

#### 3.1 实验原理与装置

实验原理如图2所示, 主要部件包括扭秤、角度探测与反馈控制单元、吸引质量及其驱动单元、静电屏蔽单元、引力标定单元。其中扭秤长90.74 mm、重60 g, 呈左右对称, 大小12 mm×14.63 mm、厚200  $\mu\text{m}$ 的检验钨片粘贴在扭秤两端的玻璃基底前表面。吸引质量为8重对称结构, 吸引钨片与补偿钨片交替分布, 各部件中心到圆心的距离为38.8 mm, 整体固定在精密转轴上, 通过转台匀速驱动。待测效应为吸引钨片与检验钨片之间可能存在的非牛顿引力, 其频率为驱动频率的8倍频, 在频域与干扰信号有效地分开。由于在实验室尺度下宏观物体之间的引力作用非常微弱, 各种环

境扰动都会对实验产生严重影响, 因此实验选择在山洞实验室进行, 充分利用其天然的恒温、低震动、人类活动干扰少等优越条件。为了降低空气分子碰撞引起的噪声, 扭秤与吸引质量安装在  $10^{-5}$  Pa 高真空容器中。扭秤通过长 70 cm、直径 25  $\mu\text{m}$  的钨丝悬挂, 其偏转角用精度 0.01 角秒的电子自准直仪进行测量。由于扭秤与静电屏蔽膜的间距小, 导体

表面的残余电势会影响扭秤的稳定性, 因此需要用静电反馈对扭秤进行控制, 使它工作在稳定的位置上。吸引质量与转轴整体安装在六自由度操作台上, 以调节吸引质量与扭秤的相对位置与姿态, 实现“零”检验与“非零”实验的切换。实验过程中同步旋转一个质量与位置确定的引力源, 对扭秤的灵敏度进行实时标定。

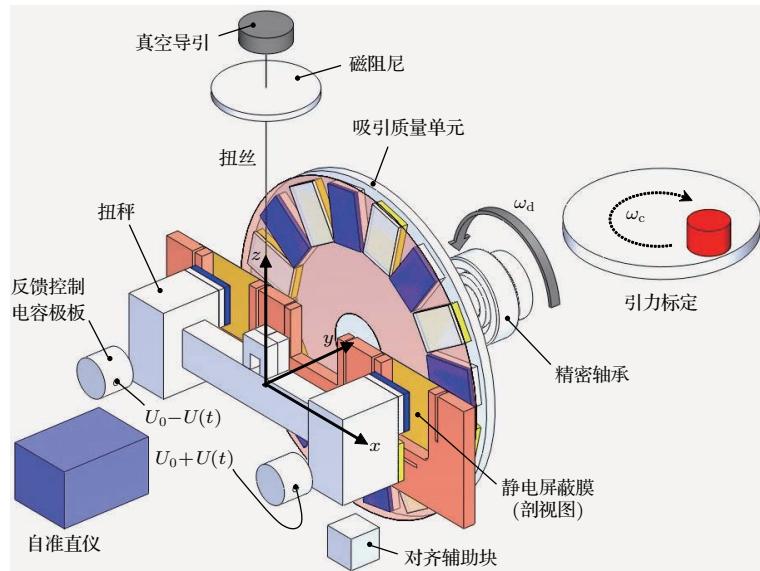


图 2 实验方案示意图  
Fig. 2. Schematic diagram of the experiments.

根据已有实验结果, 在亚毫米范围内可能出现的破缺效应远小于牛顿引力, 为了使实验结果可靠, 我们使用“零”检验, 即精确计算吸引质量对扭秤产生的牛顿引力, 通过优化设计将其补偿到扭秤的噪声水平。通过求扭秤与吸引质量各部件之间的牛顿引力势对扭秤偏转角的偏导数, 可得到引力矩

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= -\frac{\partial U_{ij}}{\partial \theta}\Big|_{\theta=0} \\ &= \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{G \rho_i \rho_j}{r} \right) dV_j dV_i \Big|_{\theta=0}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $i$  表示扭秤各部件;  $j$  表示吸引质量各部件;  $\rho$  为密度;  $r = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  为体积元  $dV_i$ ,  $dV_j$  之间的距离, 是扭秤偏转角  $\theta$  与吸引质量转动的角度  $\phi$  的函数。总力矩为所有力矩贡献之和, 即  $\tau(\phi) = \sum_{ij} \tau_{ij}$ , 利用数值积分计算吸引质量在不同转角  $\phi$  下扭秤受到的牛顿引力矩  $\tau(\phi)$ , 再利用傅里叶级数展开求出实验关注的 8 倍频力矩分量。为了降低实验部件的几何误差要求, 分别在扭秤与吸引质量上增加补偿质量, 即“双补偿设计”, 使扭秤在吸引质量转动过程中感受到的引力势几乎不

变, 从而在实验关注的频率上使牛顿力矩为零。另一方面, 利用待测的破缺效应随间距增大呈  $e$  指数衰减的特性, 设计时增大补偿质量的间距, 使非牛顿引力不会被抵消。

实验主要针对 Yukawa 形式的破缺效应, 对于特定的作用强度  $\alpha$  与作用程  $\lambda$ , 破缺力矩的计算方法与牛顿力矩类似, 只需把积分中的牛顿引力势换成(1)式中的 Yukawa 势。为了方便数据处理, 选取初始转角  $\phi = 0$  时, 8 倍频 Yukawa 力矩主要落在  $\sin$  分量上, 即

$$\tau_{Y8\omega} = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N \tau_Y(\phi) \sin(8\phi), \quad (3)$$

式中  $\tau_Y(\phi)$  表示吸引质量在转角  $\phi$  处对扭秤作用的 Yukawa 力矩,  $n$  表示转角次序。在后续的分析中称 8 倍频信号的  $\sin$  分量为同相分量,  $\cos$  分量为正交分量。

为了实现“零”检验, 各部件严格按照设计要求进行加工与组装, 其中检验钨片厚度误差 0.4  $\mu\text{m}$ , 相对扭秤中心的位置误差小于 8  $\mu\text{m}$ , 扭秤与吸引质量的整体定位精度好于 7  $\mu\text{m}$ 。另外, 轴承转动

过程中存在径向与轴向跳动, 使吸引质量除了转动还有平动与晃动, 从而对扭秤产生额外的引力误差。用红外位移探测器测量轴转动过程中沿  $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向的抖动, 以  $x$  方向为例, 转轴抖动的峰-峰值约  $3 \mu\text{m}$ , 通过谱分析可发现存在高次谐波。提取实验关注的8倍频信号, 其大小为  $(0.04 \pm 0.01) \mu\text{m}$ , 相应的牛顿引力矩误差为  $(0.33 \pm 0.03) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ 。类似地, 用自准直仪监测吸引质量转动过程中的晃动,  $\theta_z$  方向8倍频分量为  $(0.11 \pm 0.23) \mu\text{rad}$ , 可得到其贡献的牛顿力矩误差为  $(0.12 \pm 0.24) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ 。

根据扭秤与吸引质量各部件的实际测量尺寸、质量、位置、姿态、驱动精度等参数, 可以计算出吸引质量作用到扭秤上的牛顿引力矩, 在实验关注的  $8\omega$  处为  $(0.72 \pm 0.50) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ , 其中与待测信号同相位的分量为  $0.72 \times 10^{-17} \text{ Nm}$ , 正交分量为  $-0.07 \times 10^{-17} \text{ Nm}$ 。同样可得  $16\omega$  处牛顿力矩为  $(0.7 \pm 12.0) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ , 误差主要由吸引质量与扭秤的相对定位精度导致。

在良好接地的情况下, 理想导体表面没有自由电荷分布。但由于不同材料的费米能级不同, 会导致不同导体接触时存在接触势差, 而且导体表面晶格取向、缺陷、杂质等因素, 都会影响扭秤与吸引质量表面的电荷分布, 从而产生干扰力矩<sup>[56]</sup>。为减小静电干扰, 对扭秤与吸引质量进行表面镀金, 以及在吸引质量表面增加一层  $10 \mu\text{m}$  厚的铍铜膜, 使电荷分布更均匀。另外, 还在扭秤与吸引质量之间插入  $30 \mu\text{m}$  厚的屏蔽膜, 并利用合金铝屏蔽罩对吸引质量及转轴进行全封闭屏蔽, 以隔离吸引质量的电荷对扭秤的直接作用。实验过程中对扭秤与屏蔽膜之间的电势差进行高精度测量与补偿, 平均电势的补偿精度优于  $1 \text{ mV}$ 。

### 3.2 闭环扭秤系统及其力矩噪声

实验中扭秤到屏蔽膜的间距只有  $200 \mu\text{m}$ , 近距离下残余电荷的作用使扭秤处于不稳定状态, 需要通过电容极板进行比例-积分-微分控制(proportional-integral-differential feedback, PID), 使扭秤偏转角基本保持不动, 即工作在闭环状态。为得到控制电压对扭秤产生的力矩, 以周期  $T_c = 400 \text{ s}$  连续转动一个铜柱作为引力源来标定扭秤的灵敏度。通过选择合适的初始转角, 使标定信号的相位  $\phi_c = 0$ , 则运动方程为

$$I\ddot{\theta} + k(1 + i/Q)\theta = \tau_c \cos(\omega_c t), \quad (4)$$

其中  $\tau_c \cos(\omega_c t)$  是待测的标定力矩, 扭丝回复系数  $k = (8.05 \pm 0.06) \times 10^{-9} \text{ Nm/rad}$ , 系统品质因数  $Q = (2552 \pm 1)$ , 根据几何与质量参数计算得到扭秤的转动惯量  $I = (6.977 \pm 0.002) \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{m}^2$ 。从测量数据拟合出标定频率处扭秤偏转角的幅值  $\theta_c$ , 可得对应的引力标定信号大小为  $\tau_c = (65.6 \pm 2.1) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ 。

在反馈控制状态下, 闭环扭秤系统的运动方程为

$$I\ddot{\theta} + k(1 + i/Q)\theta - k_e\theta = \tau_{\text{ext}} - \beta V(t), \quad (5)$$

其中  $k_e$  为正对扭秤的屏蔽膜表面电势导致的等效负刚度,  $\beta$  是控制电压与力矩之间的系数。根据扭秤偏转角  $\theta$  计算 PID 控制电压  $V(t) = k_p\theta + k_d\dot{\theta} + k_i \int \theta dt$ , 比例、积分、微分项的控制参数  $k_p$ ,  $k_i$ ,  $k_d$  根据实验状态设定。另外两个待定参数  $k_e$  和  $\beta$  则根据闭环系统对引力标定信号的响应求出,

$$\begin{aligned} k_e &= (2 \pm 6) \times 10^{-9} \text{ Nm/rad}, \\ \beta &= (4.7 \pm 0.3) \times 10^{-13} \text{ Nm/V}. \end{aligned} \quad (6)$$

根据闭环系统的传递函数, 记录反馈控制电压, 可求出作用到扭秤上的力矩, 再提取关注频率上的待测信号。

扭秤非常灵敏, 容易受到各种因素的干扰, 通过选择良好的实验环境, 采取高真空、恒温、隔震、电磁屏蔽等措施, 可以有效地降低大部分干扰。当外部干扰降到足够低的水平时, 扭秤的力矩噪声会达到热噪声极限。在高真空下扭秤的阻尼主要源于扭丝的内部耗散, 称为结构阻尼, 根据涨落耗散定理, 扭秤热噪声的力矩功率谱密度为<sup>[57]</sup>

$$\langle \tau_{\text{th}}^2 \rangle = 4k_B T \frac{I\omega_0^2}{Q\omega}, \quad (7)$$

式中  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是环境温度。结构阻尼的特点是其力矩噪声功率密度与频率成反比, 在高频处力矩热噪声更小。另一方面, 由于惯性作用, 扭秤在高频处的角度响应非常小, 此时角度探测噪声成了最主要的噪声源。实验测得闭环扭秤系统的力矩功率谱密度如图 3 所示, 在  $\text{mHz}$  附近接近热噪声极限, 高频处受限于自准直仪的角度探测噪声, 中间的峰是引力标定信号。实验时将待测信号频率设定到噪声最低的位置上。

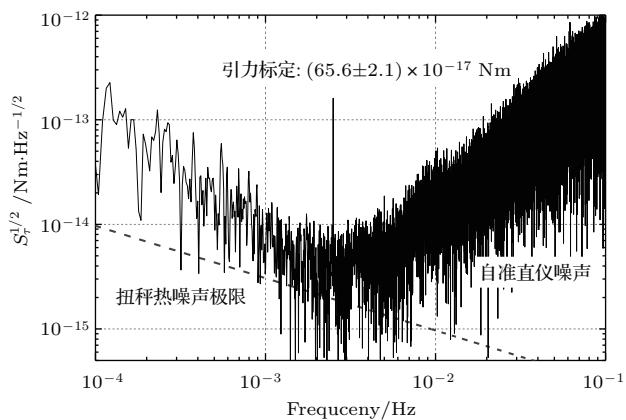


图3 闭环扭秤的力矩噪声功率谱密度

Fig. 3. Power spectrum density of the torque acting on the torsion balance.

### 3.3 静电屏蔽膜的干扰

为降低静电干扰, 通过源表在屏蔽膜上施加电压来补偿它与扭秤之间的残余电势。但实验表明, 补偿后仍然存在较大的静电作用, 原因是电荷的空间分布有涨落, 施加固定的电压无法同时补偿表面各处的势差<sup>[58,59]</sup>。检验钨片与屏蔽膜可以近似成平行板电容器, 电容器面积  $S = (1.7537 \pm 0.0001) \text{ cm}^2$  为钨片面积,  $U$  为扭秤与膜之间的电势差,  $d$  为钨片表面到膜的间距,  $L = (38.04 \pm 0.01) \text{ mm}$  为钨片中心到扭丝的距离, 则检验质量钨片与屏蔽膜之间的静电作用力矩为

$$\tau = -L \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 S}{d^2} U^2. \quad (8)$$

因此, 无论电势差  $U$  的波动还是间距  $d$  的变化都会对扭秤产生变化的力矩, 从而干扰实验结果。若电势差  $U$  随时间波动为  $\Delta U$ , 则对扭秤产生的力矩波动为

$$\Delta\tau_U = -L \frac{\varepsilon_0 S}{d^2} U \Delta U. \quad (9)$$

实验中用源表补偿扭秤与屏蔽膜的电势差, 其电压噪声小于  $10 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ , 在实验间距下贡献的力矩噪声小于扭秤的本征噪声。当扭秤与屏蔽膜的间距变化  $\delta d$  时, 扭秤受到的静电力矩的变化量为

$$\delta\tau = L \frac{\varepsilon_0 S}{d^3} U^2 \delta d. \quad (10)$$

静电屏蔽膜稳定性引起的干扰力矩与扭秤到屏蔽膜间距  $d$  的立方成反比, 与间距的波动量  $\delta d$  成正比, 需要对其进行实验研究与排除。

实验采用一个表面平整的镀金玻璃圆盘代替真正的吸引质量, 由于圆盘表面平整, 在转动

过程中不会对扭秤产生  $8\omega$  的牛顿与非牛顿引力信号。但当用自准直仪测量屏蔽膜的晃动时, 发现圆盘转动过程中膜的位置稳定性受到明显扰动, 基频大小为  $(7.3 \pm 0.2) \mu\text{rad}$ , 8倍频大小为  $(120 \pm 10) \text{ nrad}$ , 对应的间距波动约为  $5 \text{ nm}$ 。在此状态下测量扭秤的响应, 发现明显的干扰信号, 其中基频力矩  $\tau_\omega = (45 \pm 22) \times 10^{-15} \text{ Nm}$ , 8倍频  $\tau_{8\omega} = (93 \pm 45) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ , 比实验目标高了约 2 个量级。

静电屏蔽膜位置稳定性变差的原因是它与吸引质量驱动单元安装在同一个底盘上, 转轴与转台不同轴导致转动过程中出现周期性变化的应力, 使屏蔽膜产生微小运动。为此我们减小静电屏蔽膜与吸引质量的机械耦合, 以及转轴与驱动转台之间的应力, 膜的位置稳定性得到显著提高。重新驱动吸引质量旋转并监测膜的稳定性, 晃动的基频信号降到  $(11 \pm 5) \text{ nrad}$ , 8倍频信号降到仪器噪声水平  $(1.7 \pm 1.8) \text{ nrad}$ , 改善近 2 个数量级, 满足实验要求。在此状态下测试结果表明 8 倍频处未出现明显的干扰力矩, 在  $2 \text{ mHz}$  附近扭秤基本达到热噪声水平, 积累 5 天数据表明  $8\omega$  力矩结果为  $(1.4 \pm 1.6) \times 10^{-17} \text{ Nm}$ , 主要受限于扭秤的随机噪声, 延长测量时间可以进一步提高精度。从以上结果可以看出静电屏蔽膜的稳定性在近距离牛顿反平方定律检验中是一项非常关键的干扰因素, 在高精度检验实验中必须给予足够的重视。

### 3.4 “非零”实验检验系统误差

根据“零”实验设计, 吸引质量对扭秤的牛顿引力矩 8 倍频与 16 倍频分量在误差范围内接近零, 但沿特定方向改变其相对位置后, 8 倍频与 16 倍频牛顿力矩会明显增大, 利用这一变化规律可以检验实验装置是否存在系统误差。根据各部件的实际测量参数, 可以计算出当吸引质量中心沿  $x$  轴错开时, 作用到扭秤上的牛顿力矩变化如图 4 所示, 图中上半部分是 8 倍频力矩, 下半部分是 16 倍频力矩, 灰色带宽表示考虑各参量的误差后理论上牛顿力矩的范围, 其不确定度的置信水平均为  $2\sigma$ 。同时, 在相应位置上用扭秤测量到的力矩则是图中的黑点, 可以发现实际测量结果与根据几何参量计算得到的牛顿力矩理论值在误差范围内符合, 充分说明整套实验装置的设计与加工组装均与预期一致, 各参数均满足实验要求。

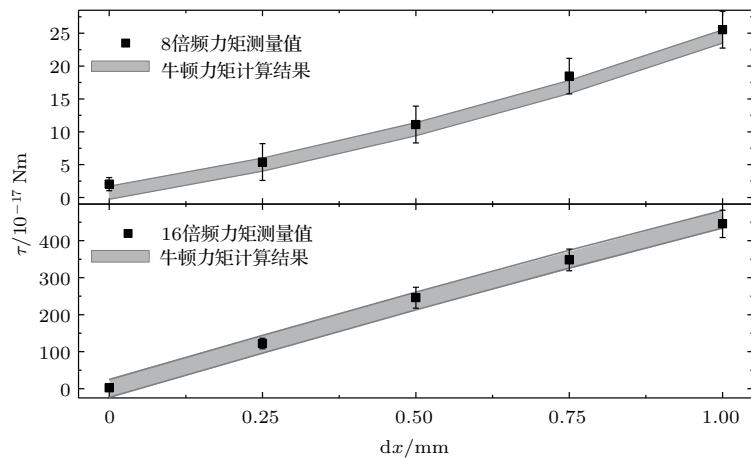


图 4 非“零”实验的 8 倍频与 16 倍频力矩与理论值比较

Fig. 4. Torques measured as a function of the displacement of the source mass along  $x$ -axis.

### 3.5 “零”实验结果

对于牛顿反平方定律 Yukawa 形式的破缺，当距离增大时破缺效应呈 e 指数衰减，对比不同间距的测量结果可以进一步提高实验的可靠性，为此分别在检验质量与吸引质量间距为 295, 695 与 1095  $\mu\text{m}$  下进行实验。由于实验需要极高的力矩分辨率，为了减小随机噪声，需要进行长时间数据积累，其中在 295  $\mu\text{m}$  处积累了约 80 天数据，在 695  $\mu\text{m}$  与 1095  $\mu\text{m}$  处分别积累了约 50 天数据。间距为 295  $\mu\text{m}$  的实验是检验非牛顿引力效应的主要实验，扣除残余牛顿力矩后，剩余的 8 倍频力矩为：

$$\tau_{in} = (0.8 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.5_{\text{syst}}) \times 10^{-17} \text{ Nm}, \quad (11)$$

$$\tau_{qu} = (-1.0 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.5_{\text{syst}}) \times 10^{-17} \text{ Nm}, \quad (12)$$

其中  $\tau_{in}$  是与待测破缺信号相位相同的分量， $\tau_{qu}$  是其正交分量，误差的置信水平均为  $1\sigma$ ；下标 stat 表示力矩的随机误差，下标 syst 表示系统误差，其主要来源是残余牛顿力矩误差。实验结果在 95% 置信水平下与零符合，即没有出现新的相互作用，牛顿反平方定律在此精度下仍然成立。

在间距 295, 695 与 1095  $\mu\text{m}$  下，扭秤测量的 8 倍频力矩扣除残余牛顿效应之后，结果如图 5 所示，图中圆点表示每 5 个吸引质量转动周期的分段数据提取出的力矩大小，方块是整组数据的平均值及其  $2\sigma$  误差，右下角的数据分别是正交分量与同相分量的中心值。可以看出，在  $2\sigma$  误差范围内，不同间距下的力矩测量结果均为零结果，并相互符合，充分说明在实验精度下没有出现牛顿反平方定律的破缺效应。

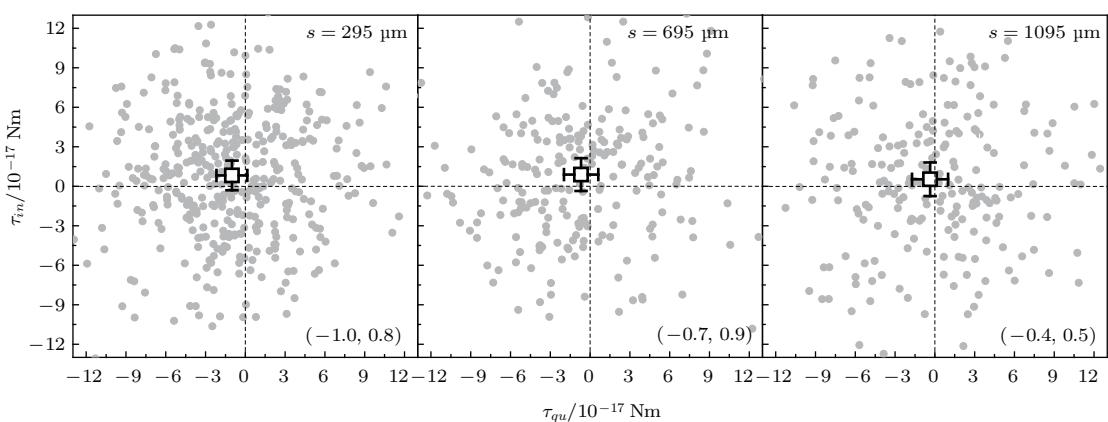


图 5 不同间距下的实验结果

Fig. 5. In phase and quadrature components of the torques measured at different separations.

### 3.6 实验结果对 Yukawa 非牛顿引力的限制

实验采用扭秤与吸引质量间距为  $295 \mu\text{m}$  处力矩的同相分量  $\tau_{in}$  给出对牛顿反平方定律 Yukawa 形式破缺的限制。由于实验测得 8 倍频力矩为零结果，把测量结果作为 Yukawa 力矩  $\tau_Y$  的上限，可以得到作用程  $\lambda$  与作用强度  $\alpha$  的关系为

$$\alpha(\lambda) \leq \frac{\Delta\tau_Y}{\sum_{ij} \iint_{V_i V_j} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \frac{G\rho_i\rho_j e^{-r_{ij}/\lambda}}{r_{ij}} \right) dV_i dV_j}. \quad (13)$$

结合扭秤与吸引质量各部件的形状、位置、密度等参量可给出实验结果在不同的  $\lambda$  上对  $\alpha$  的限制，从而绘出  $\alpha$ - $\lambda$  图。将测量结果的同相分量  $\tau_{in}$  的中心值与误差按平方和合成，并取  $2\sigma$ ，可得在 95% 的置信水平上 Yukawa 破缺力矩上限为

$$\begin{aligned} \Delta\tau_Y &= 2 \times \sqrt{0.8^2 + 0.3^2 + 0.5^2} \times 10^{-17} \text{ Nm} \\ &= 2.0 \times 10^{-17} \text{ Nm}. \end{aligned} \quad (14)$$

由此可以得到实验结果对 Yukawa 破缺的限制，如图 6 所示，图中右上角的浅色区域表示牛顿反平方定律仍然成立的区域，左下角空白区域是有待更高精度实验进行检验的区域。本实验未发现反平方定律破缺的信号，在  $\lambda$  为  $70$ — $300 \mu\text{m}$  区间给出国际上检验精度最高的限制，在  $\lambda \geq 59 \mu\text{m}$  的区间，实验允许的破缺强度  $|\alpha| \leq 1$ 。

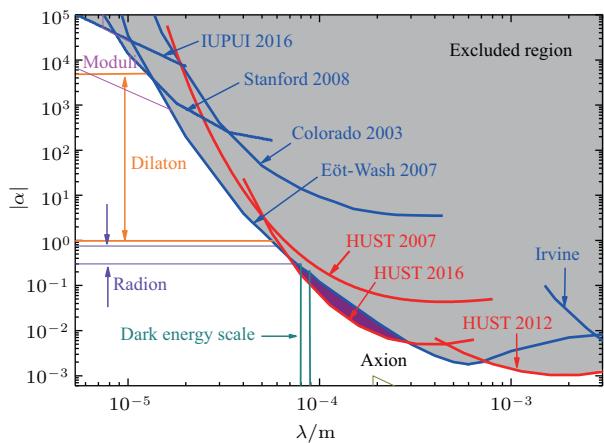


图 6 实验结果对 Yukawa 破缺限制的  $\alpha$ - $\lambda$  图

Fig. 6. Constraints on the Yukawa-type violation of ISL.

### 4 微米范围检验非牛顿引力

在微米及以下间距进行非牛顿引力实验检验面临着两个主要困难：1) 当作用程一定时，非牛顿

引力随间距呈  $e$  指数衰减，作用程越短，能够贡献非牛顿引力效应的体积越有限，非牛顿引力信号越弱；2) Casimir 力和静电力的干扰越来越大，成为主要的背景相互作用。目前，此间距的众多检验通过精确测量 Casimir 力，然后从理论上扣除 Casimir 力和静电力理论值后给出对非牛顿引力的限制。然而，目前对 Casimir 力和静电力的理论计算仍存在争议<sup>[60]</sup>，因此进行不依赖于 Casimir 力理论计算模型的实验检验将非常有意义。

### 4.1 实验原理与装置

在微米间距我们采用悬臂梁作为弱力传感器进行一个不依赖于 Casimir 力和静电力理论计算模型的实验检验<sup>[30,61]</sup>，实验原理如图 7(a) 所示。检验质量探针为粘有金球的悬臂梁，该探针垂直于吸引质量表面放置，用于测量金球所受到的水平力的变化，而对垂直方向受力不灵敏，悬臂梁的位移由自制的光纤干涉仪<sup>[62]</sup>测量得到。吸引质量采用密度调制设计，即由大密度（金）和小密度（硅）的质量块相间组成，为了消除 Casimir 力和静电力的影响，在密度调制结构的表面蒸镀一层均匀、平整的金膜。当驱动吸引质量在  $y$  方向运动时，金球将受到一个周期变化的引力，其中牛顿引力比探针热噪声小很多，可直接忽略，如存在大于实验测量噪声水平的非牛顿引力将被实验探测到。

待检验效应为金球受到的非牛顿引力，可通过计算每个质量块与金球之间的力，然后叠加得到，即

$$\begin{aligned} F_y^Y &= - \sum_j \frac{\partial U_j}{\partial y} \\ &= - \sum_j \int \int \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\alpha G \rho_j \rho_t e^{-r/\lambda}}{r} \right) dV_j dV_t, \end{aligned} \quad (15)$$

其中  $\rho_j$  为第  $j$  块吸引质量块的密度， $\rho_t$  为金球密度， $r = |\mathbf{r}_t - \mathbf{r}_j|$  为金球体积元  $dV_t$  与质量块体积元  $dV_j$  之间的距离。

若在吸引质量表面  $(x, y)$  处，金球受力为  $F(x, y)$ ，当吸引质量以  $y_0 + A_d \cos(\omega_d t)$  做简谐运动时，金球将受到一个随时间变化的力，其在  $n$  倍频的贡献为：

$$\begin{aligned} F_{n=2l}(x_0, y_0) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} (-1)^l \operatorname{Re} [f(x_0, k) e^{iky_0}] J_{2l}(kA_d) dk, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & F_{n=2l+1}(x_0, y_0) \\ & = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} (-1)^{l+1} \operatorname{Im} [f(x_0, k) e^{iky_0}] J_{2l+1}(kA_d) dk, \end{aligned} \quad (17)$$

其中  $f(x_0, k)$  为  $F(x_0, y)$  的傅里叶变换结果;  $(x_0, y_0)$  为吸引质量平衡位置;  $k = 2\pi/\Lambda$  为空间角频率,  $\Lambda$  为密度调制周期;  $A_d$  为吸引质量的运动振幅;  $\omega_d$  为驱动角频率;  $J_n(kA_d)$  为  $n$  阶贝塞尔函数;  $l$  为整数. 由(16)和(17)式可知,  $n$  倍频信号与驱动信号或者同相, 或者反相. 综合考虑 PZT 位移台运动范围等因素, 实验选择将非牛顿引力信号调制到 8 倍频, 通过选择合适大小的驱动振幅  $A_d$ , 可使 8 倍频处的非牛顿引力信号达到最大化. 由(16)式可知 8 倍频信号随平衡位置  $y_0$  周期变化, 变化周期为密度调制周期  $\Lambda$ , 因此可在一调制周期内进行测量来检验是否存在非牛顿引力.

实验在一台超高真空扫描探针显微镜上进行, 其真空系统由快速进样室、样品制备室和 SPM 室 (scanning probe microscope, SPM) 三部分组成, 其中样品制备室与 SPM 室的真空中度优于  $4 \times 10^{-10}$  mbar, 样品制备室安装有离子枪、热蒸发源和样品加热台, 可对样品进行离子束轰击、热蒸发镀金膜和真空退火等处理. 整个平台支撑在四个气浮隔振腿上, 用于隔离地面振动. SPM 扫描头是

实验核心测量装置, 由三根弹簧悬挂安装在 SPM 室中, 它由固定在钛框架上的探针单元、吸引质量及其驱动单元和激光干涉测距单元组成, 如图 7(b) 所示. 激光干涉测距单元中的聚焦探头安装在 3 个堆叠的纳米位移台上, 可分别沿  $x$ ,  $y$ ,  $z$  轴运动, 将激光聚焦到悬臂梁的反射板上, 实现悬臂梁的位移测量. 吸引质量驱动单元由 6 个纳米位移台层叠组装而成, 自下而上依次为  $z$ ,  $x$ ,  $y$  步进位移台、 $xyz$  扫描位移台、 $y$  扫描位移台和倾斜调节台. 3 个步进位移台可实现吸引质量与检验质量相对位置的粗调节,  $xyz$  扫描位移台可以驱动吸引质量在  $x$ ,  $y$ ,  $z$  三个方向精细移动, 实现扫描探针显微镜的功能.  $y$  扫描位移台为一大量程线性位移台, 在室温下运动范围为  $80 \mu\text{m}$ , 用于驱动吸引质量做简谐运动. 倾斜调节台可调节吸引质量绕  $x$  轴转动, 使得吸引质量表面与  $y$  扫描位移台的运动轴平行, 从而在吸引质量振动时保持检验质量与吸引质量间的距离不变. 探针单元由插槽和固定在插片上的探针组成. 针对不同的用途, 设计了两种探针: ISL 探针和 q-plus 探针. 使用 q-plus 探针可实现原子力显微镜 (atomic force microscopy, AFM) 表面形貌成像; 使用 ISL 探针可进行非牛顿引力实验检验, 也可作为开尔文探针获得吸引质量表面的电势分布.

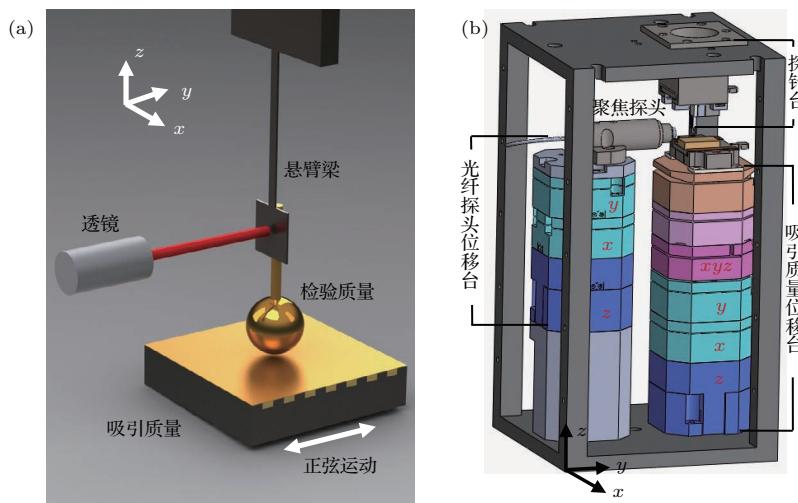


图 7 (a) 实验原理示意图, 尺寸不成比例; (b) SPM 扫描头设计图

Fig. 7. (a) Schematic diagram of the experiment, dimensions are not in scale; (b) design of the scanning probe microscope head.

金球与吸引质量间的间距采用隧道电流法设定, 即将金球与吸引质量间隧道电流达到  $200 \text{ pA}$  时的位置设置为“接触位置”, 然后从“接触位置”通过  $xyz$  扫描位移台驱动吸引质量远离金球特定

的距离来设定间距. 金球到密度调制结构的总距离包括 PZT 驱动位移、间距设定过程中悬臂梁受力弯曲导致的位移修正、吸引质量表面金膜厚度和二氧化硅层的厚度. 吸引质量表面与  $y$  扫描位

移台运动轴的夹角可通过倾斜调节台控制到小于1 mrad。检验质量探针相对吸引质量的姿态在扫描头安装过程中进行了很好的控制。实验选择用正弦信号驱动吸引质量运动，驱动频率为2.1 Hz，振幅为18.44(16)  $\mu\text{m}$ 。

## 4.2 检验质量探针与弱力测量噪声

检验质量金球采用氢氧焰熔融直径约10  $\mu\text{m}$ 的高纯金丝制备，将其黏在氮化硅悬臂梁末端制成检验质量探针，图8为探针的扫描电子显微镜(scanning electron microscope, SEM)图。为了获得更小的悬臂梁弹性系数，采用聚焦离子束刻蚀(focused ion beam etching, FIBE)将购买的悬臂梁宽度减小，刻蚀后的悬臂梁柔性部分长76.6(4)  $\mu\text{m}$ ，宽5.2(2)  $\mu\text{m}$ ，反射板长27.2(3)  $\mu\text{m}$ ，宽24.6(3)  $\mu\text{m}$ 。金球半径为13.7(1)  $\mu\text{m}$ ，在把金球从金丝切下时保留一段金丝用于操作金球，该段金丝长145(2)  $\mu\text{m}$ ，直径为8.8(3)  $\mu\text{m}$ 。为了将金球良好接地，探针传入样品制备室后，在正反两面各镀上20 nm厚的金导电层。

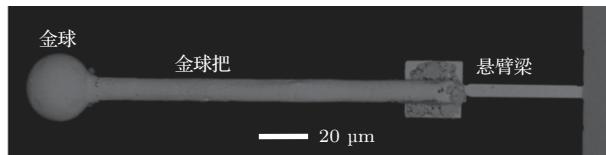


图8 检验质量探针SEM图

Fig. 8. SEM images of the assembly of the test mass and the cantilever.

悬臂梁的位移由光纤干涉仪测量得到，即 $y = S_{\text{int}}V_{\text{int}}$ ，其中 $S_{\text{int}}$ 为干涉仪的灵敏度系数，由干涉条纹曲线标定给出， $V_{\text{int}}$ 为干涉光强转化的电压信号。悬臂梁在外力驱动下的位移响应函数为

$$y(\omega) = \frac{F_{\text{ext}}(\omega)}{k_{\text{eff}}} \frac{\omega_0^2}{\omega_{\text{eff}}^2 - \omega^2 + i\omega_0^2/Q_{\text{eff}}}, \quad (18)$$

其中 $F_{\text{ext}}(\omega)$ 为作用在探针上的外力。由于激光光场和悬臂梁的耦合作用，悬臂梁的共振频率和品质因数都会被光场改变， $\omega_{\text{eff}}$ 和 $Q_{\text{eff}}$ 为光力耦合作用下悬臂梁的有效共振频率和品质因数； $\omega_0 = \sqrt{k_{\text{eff}}/m}$ 为悬臂梁固有共振频率； $k_{\text{eff}}$ 为有效弹性系数； $m$ 为有效质量。通过测量悬臂梁一阶共振峰的 $\omega_{\text{eff}}$ ， $Q_{\text{eff}}$ 随激光光强的变化，然后外推出无光时可得到悬臂梁的固有共振频率 $f_0 = 189.20(2)$ 和固有品质因数 $Q_0 = 319(7)$ 。由于待测信号频率为16.8 Hz，远小于悬臂梁的共振频率，因此悬臂

梁的位移响应近似为 $y = F_{\text{ext}}/k_{\text{eff}}$ ，金球受力可由 $F_{\text{ext}} = k_{\text{eff}}S_{\text{int}}V_{\text{int}}$ 计算。

探针的有效弹性系数 $k_{\text{eff}}$ 可通过测量探针位移谱给出。考虑探针结构复杂，我们根据SEM实测的探针尺寸，用有限元分析的方法计算了探针的振动传递函数，如图9中短虚线所示。通过唯一调节悬臂梁厚度参数，让计算得到的一阶和二阶振动的本征频率都与测量的共振频率在1%误差范围内符合，可得到探针的有效弹性系数 $k_{\text{eff}} = 1.3(2)$  mN/m，采用的悬臂梁厚度参数为216 nm，比标称值(200 nm)略大。

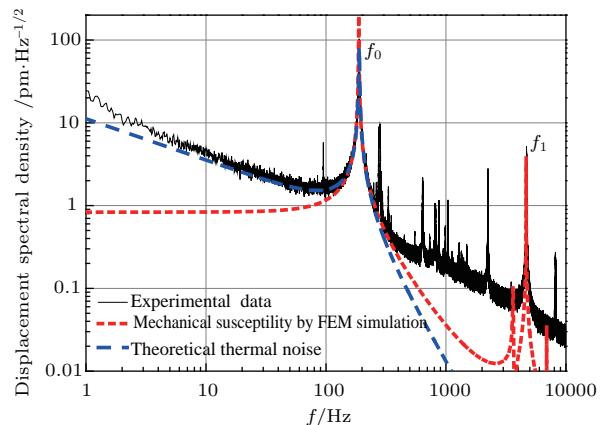


图9 探针位移谱曲线

Fig. 9. The displacement spectral density of the cantilever.

探针弱力测量水平主要由两方面决定：探针热噪声和干涉仪位移测量噪声。在待测信号频率处，自制的激光干涉仪位移噪声本底为 $2 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，对应的力的测量噪声约为 $2.6 \text{ fN}/\sqrt{\text{Hz}}$ 。考虑光力耦合作用和悬臂梁的内部阻尼，探针的热噪声可表示为

$$F_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2k_s k_B T_{\text{eff}}}{\pi f Q_{\text{eff}}}}, \quad (19)$$

其中 $k_s$ 为悬臂梁柔性部分弹性系数，由有限元分析计算得到 $k_s = 8.8(1)$  mN/m； $T_{\text{eff}}$ 为光力耦合作用下探针的有效温度，可根据能量均分定理，由 $T_{\text{eff}} = k_s \langle y_s^2 \rangle / k_B$ 计算得到，其中 $y_s$ 为悬臂梁柔性部分末端的热激发振动位移。有效品质因数可通过拟合探针位移谱中的共振峰得到 $Q_{\text{eff}} = 112$ 。根据获得的参数由(18)和(19)式计算得到图9中长虚线对应的理论热噪声曲线。图9显示：在待测信号频率处测力的总噪声为 $4.5 \text{ fN}/\sqrt{\text{Hz}}$ ，约为光纤干涉仪噪声与探针热噪声贡献之和。

### 4.3 密度调制吸引质量

密度调制吸引质量由密度不同的金条和硅条组成, 基于 SOI (silicon on insulator) 硅片制备。SOI 硅片由  $3.3\text{ }\mu\text{m}$  的器件层、 $400\text{ }\mu\text{m}$  的体硅层和夹在之间  $60\text{ nm}$  厚的  $\text{SiO}_2$  层组成, 构成“三明治”结构。制备过程中, 首先采用光刻技术和反应离子深刻蚀(deep reactive ion etching, DRIE)在器件层刻蚀出周期排列的槽, 槽宽  $6.3(2)\text{ }\mu\text{m}$ 、深  $3.3(1)\text{ }\mu\text{m}$ 、周期  $12.2(3)\text{ }\mu\text{m}$ , 然后采用电镀法将沟槽填充金, 形成金-硅密度调制结构, 如图 10(a) 所示。

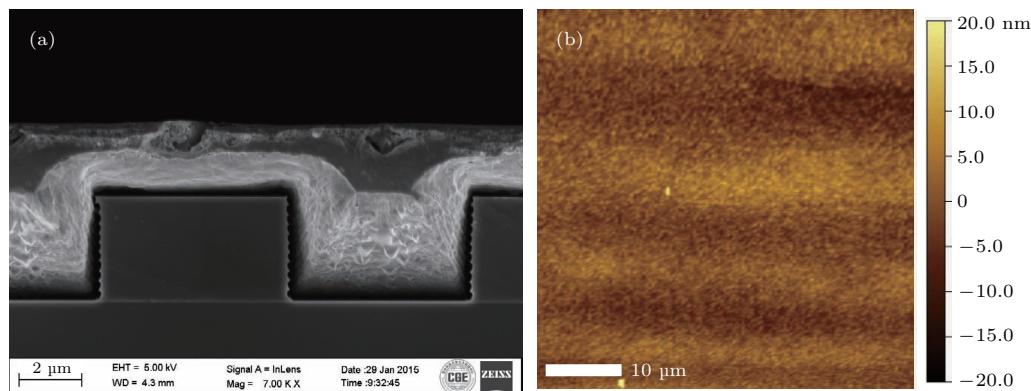


图 10 (a) 吸引质量 SEM 截面图; (b) 吸引质量 AFM 表面形貌图 ( $46\text{ }\mu\text{m} \times 46\text{ }\mu\text{m}$ )

Fig. 10. (a) SEM image of the source mass cross-section after electroplating; (b) AFM image taken on the source mass with  $500\text{ nm}$  thick of gold coating and then thermal annealing. Image size:  $46\text{ }\mu\text{m} \times 46\text{ }\mu\text{m}$ .

### 4.4 Patch 静电力干扰

在微米间距实验中, 静电力是一项主要的实验干扰, 由于吸引质量表面存在不均匀电荷分布(Patch 电荷), 静电力无法通过施加单一电压进行补偿, 只能尽可能地制备电子性质均匀的吸引质量表面来减小该项干扰。图 11(a)是检验质量-吸引质量间距为  $640\text{ nm}$  时测得的探针位移谱曲线, 结果显示在驱动频率倍频处有信号峰。为了甄别这些信号的来源, 在间距约为  $3\text{ }\mu\text{m}$  时我们进行了以下对照实验: 1) 吸引质量静止, 结果如图 11(c)所示, 在驱动频率倍频处未发现信号峰; 2) 驱动吸引质量振动, 在基频和 2 倍频处出现干扰信号, 未在其他倍频处发现信号, 如图 11(b) 所示。基频和 2 倍频处的信号应该为吸引质量振动耦合到探针上引起, 该信号随频率升高而衰减, 未在更高倍频出现。通过对照实验, 可推测在间距为  $640\text{ nm}$  时观测到的信号峰应与检验质量与吸引质量间的相互作用有关。

将制备好的金-硅密度调制结构用紫外胶粘到石英玻璃块上, 再采用机械研磨抛光和 DRIE 将体硅层刻蚀掉, 露出平整的  $\text{SiO}_2$  层表面。由于 DRIE 刻蚀 Si 和  $\text{SiO}_2$  的速度比大于  $100 : 1$ ,  $\text{SiO}_2$  层作为刻蚀停止层保证了吸引质量的表面平整度。为了使表面电子性质均匀, 吸引质量传入样品制备室后, 首先用离子束轰击清洁表面, 然后再在表面上蒸镀一层金膜。原子力显微镜测量结果显示制备的吸引质量表面随密度调制结构的平均起伏被控制在约  $3\text{ nm}$ , 如图 10(b) 所示。

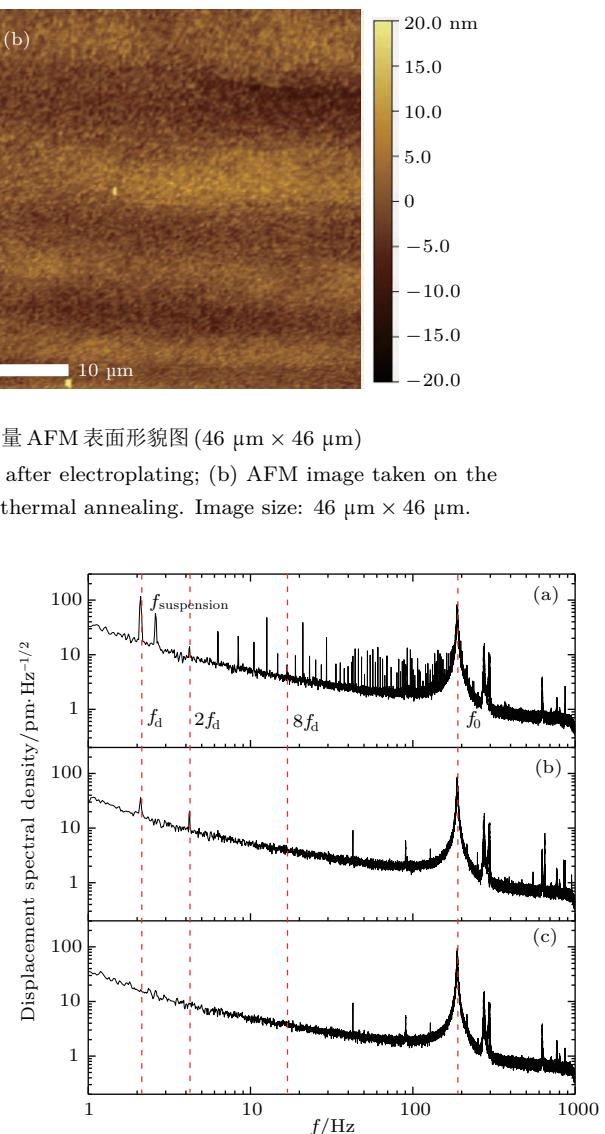


图 11 探针位移谱密度曲线 (a) 吸引质量运动, 间距  $640\text{ nm}$ ; (b) 吸引质量运动, 间距约  $3\text{ }\mu\text{m}$ ; (c) 吸引质量静止

Fig. 11. The displacement spectral density when the source mass is (c) at rest, or oscillating at a distance of (b)  $\sim 3\text{ }\mu\text{m}$ , (a)  $640\text{ nm}$  away from the test mass.

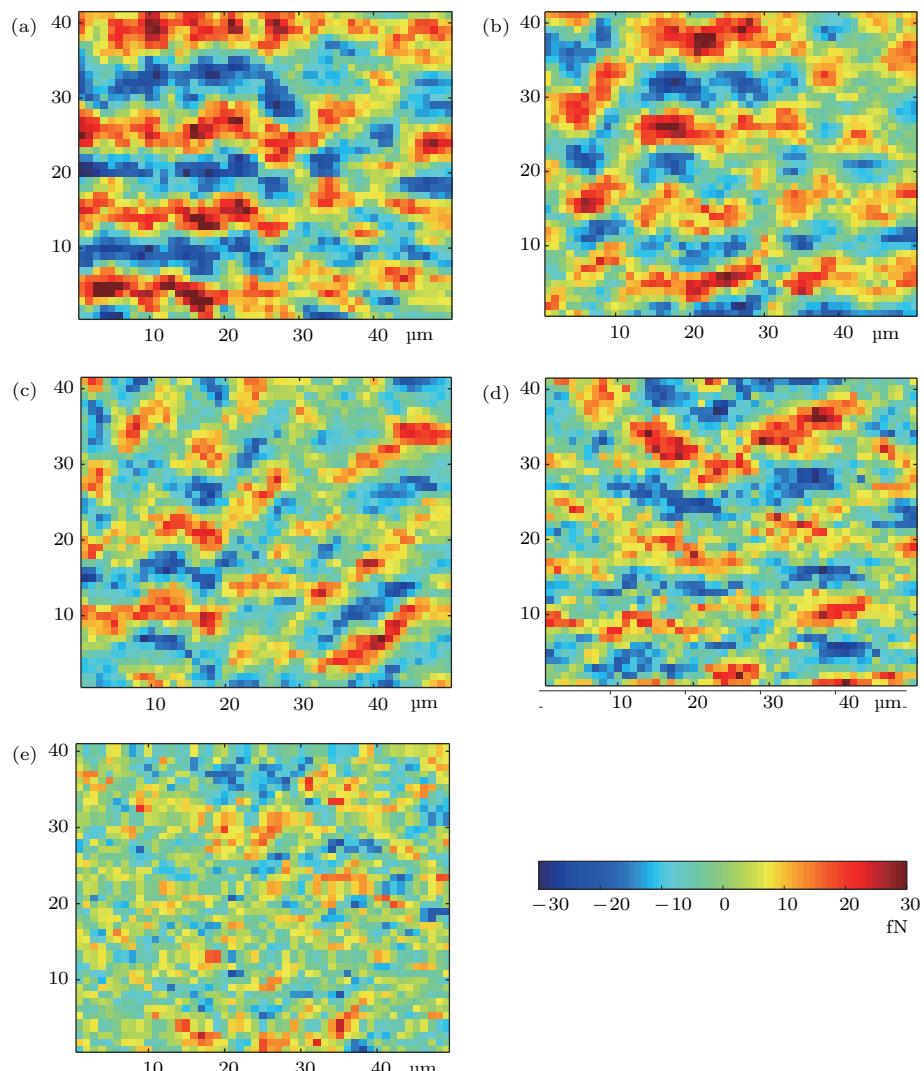


图12 金球到密度调制结构间距相同的情况下, 不同金膜厚度和处理下测得的8倍频信号的二维分布图 (a) 150 nm; (b) 300 nm; (c) 400 nm; (d) 500 nm; (e) 500 nm (150 °C 退火 12 h)

Fig. 12. 2D maps of the force signal at  $8f_d$ . Thickness of gold coating: (a) 150 nm; (b) 300 nm; (c) 400 nm; (d) 500 nm; (e) the source mass is further annealed at 150 °C for 12 h.

为了进一步研究观测到的信号是由非牛顿引力还是其他干扰信号引起, 我们测量了8倍频信号的二维分布图。测量方法为: 保持检验质量与吸引质量间距不变, 在二维平面内的不同平衡位置进行8倍频信号的测量, 即驱动吸引质量相对该平衡位置振动, 采集悬臂梁位移的时序信号, 提取信号的8倍频振幅并转换成力信号, 由此获得8倍频信号的二维分布图, 如图12所示。

图12(a)为吸引质量表面镀金层为150 nm时获得的结果, 可以看到8倍频信号呈条带分布, 且条带的周期与密度调制周期一致, 类似分布花样既可由非牛顿引力导致, 也可由受调制结构影响的静电力导致。为了减小调制结构对表面电荷分布的影响, 实验逐步增加表面镀金层的厚度至300, 400

和500 nm, 并在保持金球到密度调制结构间距不变的情况下测量8倍频信号的二维分布图。实验发现随着金膜厚度的增加, 8倍频信号分布与调制结构的相关性逐渐降低。由于金球到密度调制结构间距不变( $905(54)\text{ }\mu\text{m}$ ), 非牛顿引力效应大小不变, 因此8倍频信号分布的改变应由静电力或表面电荷分布改变导致。虽然8倍频信号未再呈现明显的条带结构, 但信号涨落大小基本未改变, 其标准偏差分别为12.6 fN (150 nm), 10.7 fN (300 nm), 10.6 fN (400 nm)和12.5 fN (500 nm), 说明表面电荷涨落的程度未改变。为了进一步减小表面电荷的不均匀分布, 对金膜厚度为500 nm的吸引质量进行了退火处理, 通过在150 °C退火12 h, 8倍频信号趋于随机分布, 随位置的涨落也减小为7.6 fN,

如图 12(e) 所示。由此可见，随着金膜厚度的增加和后期的退火处理，8 倍频信号趋于随机分布，且信号涨落减小，这些规律与由表面随机电荷分布导致的静电力影响预期是相符的。

此外，需指出的是本实验 Casimir 力的贡献远小于测量到的信号大小。对于实验测量的最小面间距 354(38) nm，采用近邻力近似(proximity force approximation, PFA)估算理想导体间的 Casimir 力为 0.76 fN，小于所测量的信号，而且实验发现 8 倍频信号涨落随间距的变化呈  $1/d^{0.6}$  衰减，不符合 Casimir 力随间距变化的特性。以上结果表明 Patch 静电力可能为 8 倍频信号的主要来源，也是限制本实验检验精度的主要原因。下面将采用吸引质量退火处理后获得的静电力干扰最小的实验数据，在不进行 Casimir 力和静电力背景扣除的情况下，采用最似然估计法给出对非牛顿引力的限制。

#### 4.5 实验结果对 Yukawa 型非牛顿引力的限制

为了充分利用二维分布数据中所有实验数据，可采用最似然估计法来给出对非牛顿引力的限制。对于二维图中每个格点对应的实验测量值，可以认为是对相互作用强度为  $\alpha$ ，作用程为  $\lambda$  的 Yukawa 力理论值  $F_{ij}^T$  的测量，假设其测量结果满足正则分布，则在吸引质量表面  $(x_i, y_i)$  处测量值为  $F_{ij}^{\exp}$  的概率可表示为

$$P_{ij}(F_{ij}^{\exp}|y_{00}, \alpha, \lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ij}} \exp\left[-\frac{(F_{ij}^{\exp} - F_{ij}^T)^2}{2\sigma_{ij}^2}\right], \quad (20)$$

其中  $y_{00}$  为理论与实验的位置偏置；总不确定度为  $\sigma_{ij} = \sqrt{(\delta F_{ij}^{\exp})^2 + (\delta F_{ij}^T)^2}$ ， $\delta F_{ij}^{\exp}$  为力的测量不确定度，包括统计误差、探针的弹性系数误差、干涉仪灵敏度误差的贡献； $\delta F_{ij}^T$  为理论计算值的不确定度，主要由吸引质量与检验质量的尺寸、密度、相对角度、实验间距等测量误差导致的不确定度。对于相互作用强度为  $\alpha$ ，作用程为  $\lambda$  的 Yukawa 力，实验所测得的二维图与理论预期的二维图相似的条件概率为

$$P(F^{\exp}|y_{00}, \alpha, \lambda) = \frac{1}{A} \prod_{i,j} P_{ij}(F_{ij}^{\exp}|y_{00}, \alpha, \lambda), \quad (21)$$

其中  $A$  为归一化系数。

基于退火处理后获得的实验数据，计算得到概率分布函数  $P(y_{00}, \alpha, \lambda)$ ，如图 13 所示。理论与实验匹配最好时，相似概率最大，对应的  $\alpha$  值为最似然值。对  $y_{00}$  积分可得到相似概率随  $\alpha$  的变化曲线，为获得 95% 置信水平下实验对非牛顿引力作用强度的限制，可计算总概率为 95% 时对应的  $\alpha$  值范围的上限。对不同的  $\lambda$  值，均可分析得到 95% 置信水平的  $\alpha$  值上限，由此可得到实验结果对 Yukawa 型非牛顿引力的限制，如图 14 中蓝色曲线所示。本实验获得的结果与 Yale 大学的 Casimir 实验结果相比，不需要进行 Casimir 力和静电力背景扣除，具有更高的可信度，该结果也是此间距下不依赖于 Casimir 力和静电力理论计算模型的两个结果之一。

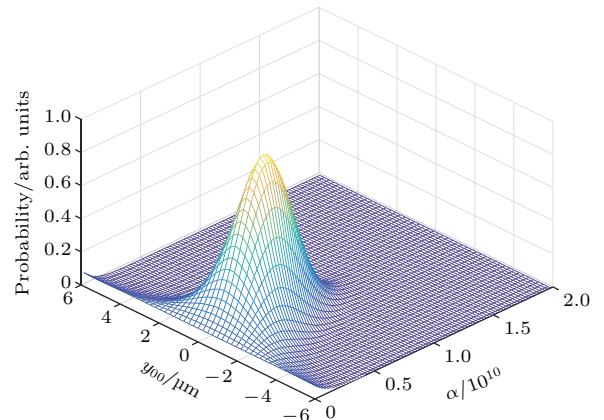


图 13  $\lambda = 1.0 \mu\text{m}$  时，相似概率随  $\alpha$  和  $y_{00}$  的分布  
Fig. 13. Probability function as a function of  $\alpha$  and  $y_{00}$  for  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ .

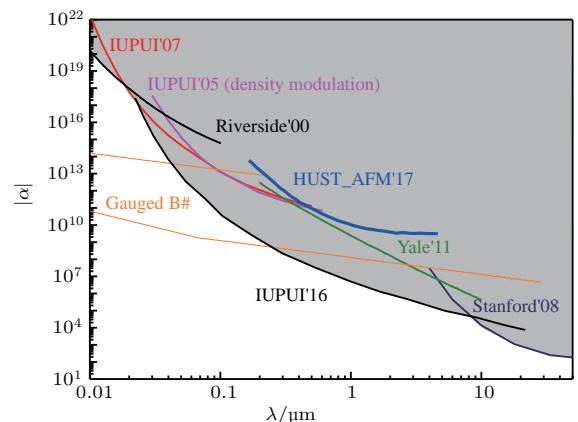


图 14 实验结果对非牛顿引力限制的  $\alpha$ - $\lambda$  图  
Fig. 14. Constraints on the Yukawa-type forces. The heavy solid line (blue) shows result from this work.

## 5 总结与展望

在近距离下对牛顿反平方定律进行高精度的实验检验有助于加深人们对引力的理解，并寻找可能存在的新相互作用。牛顿反平方定律的实验检验最早可追溯到1789年，至今已有很多研究组都对此进行了深入研究。华中科技大学引力中心长期从事这方面的研究，分别在毫米、亚毫米和微米范围进行了高精度的实验检验，2012年在毫米范围给出了对反平方定律破缺最强的限制。近年来，我们在亚毫米范围利用精密扭秤采用密度调制的方法，实现了当前最高精度的检验，实验结果未发现反平方定律的破缺信号，在作用程 $\lambda$ 为70—300 μm的区间给出了国际上最强的限制。在微米范围利用原子力显微镜采用悬臂梁作为弱力传感器，通过测量金球和密度调制结构吸引质量间水平力的变化来检验非牛顿引力是否存在，在95%的置信水平下给出了对Yukawa型非牛顿引力的限制，该实验结果不需要进行Casimir力和静电力背景扣除，具有更高的可信度。

至今，所有的实验检验都未发现牛顿反平方定律的破缺，或存在新的相互作用，实验结果仅给出了对相关理论参数的限制，新的参数空间的探索需要更高精度的实验检验。目前限制检验精度的一个重要因数来自静电力干扰，如在亚毫米范围实验中的屏蔽膜静电干扰，在微米间距实验中吸引质量表面Patch静电力干扰。要实现更高精度的实验检验，一般可从以下几个方面着手：增大检验质量与吸引质量的面积，从而增强待测的非牛顿引力信号；进一步压制各种干扰效应，比如亚毫米间距的牛顿引力效应、屏蔽膜静电干扰等，微米间距的背景Casimir力和Patch静电力干扰等；当干扰效应暂时不再是主要限制因素时，需提高力或力矩的测量精度，可选择进行低温实验降低热噪声，或采用新的技术，如光悬浮微球或利用光力学等精密测量技术。

在近距离下进行牛顿反平方定律的实验检验是华中科技大学引力中心众多师生和工作人员共同努力的成果，作者感谢他们的支持与贡献；作者感谢中国科学院理论物理研究所张元仲研究员、俄罗斯莫斯科大学Sternberg天文研究所Milyukov Vadim教授、美国加州大学Irvine分校Newman Riley教授、马里兰大学Paik Ho Jung教授、中

国香港科技大学陈浩斌教授等的讨论与建议；感谢华中科技大学、物理学院的大力支持；感谢兄弟院校与同行专家的支持。

## 参考文献

- [1] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102
- [2] Touboul P, Métris G, Rodrigues M, André Y, Baghi Q, Bergé J, Boulanger D, Bremer S, Carle P, Chhun R, Christophe B, Cipolla V, Damour T, Danto P, Dittus H, Fayet P, Foulon B, Gageant C, Guidotti P Y, Hagedorn D, Hardy E, Huynh P A, Inchauspe H, Kayser P, Lala S, Lämmerzahl C, Lebat V, Leseur P, Liorzou F, List M, Löffler F, Panet I, Pouilloux B, Prieur P, Rebray A, Reynaud S, Rievers B, Robert A, Selig H, Serron L, Sumner T, Tanguy N, Visser P 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 231101
- [3] Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G 1998 *Phys. Lett. B* **429** 263
- [4] Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G 1999 *Phys. Rev. D* **59** 086004
- [5] Adelberger E G, Heckel B R, Nelson A E 2003 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53** 77
- [6] Beane S R 1997 *Gen. Relativ. Gravit.* **29** 945
- [7] Riess A G, Filippenko A V, Challis P, Clocchiatti A, Diercks A, Garnavich P M, Gilliland R L, Hogan C J, Jha S, Kirshner R P, Leibundgut B, Phillips M M, Reiss D, Schmidt B P, Schommer R A, Smith R C, Spyromilio J, Stubbs C, Suntzeff N B, Tonry J 1998 *Astron. J.* **116** 1009
- [8] Antoniadis I, Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G 1998 *Phys. Lett. B* **436** 257
- [9] Hoyle C D, Kapner D J, Heckel B R, Adelberger E G, Gundlach J H, Schmidt U, Swanson H E 2004 *Phys. Rev. D* **70** 042004
- [10] Dimopoulos S, Giudice G F 1996 *Phys. Lett. B* **379** 105
- [11] Kaplan D B, Wise M B 2000 *J. High Energy Phys.* **2000** 037
- [12] Antoniadis I, Dimopoulos S, Dvali G 1998 *Nucl. Phys. B* **516** 70
- [13] Moody J E, Wilczek F 1984 *Phys. Rev. D* **30** 130
- [14] Mackenzie A S 1895 *Phys. Rev. Ser. I* **2** 321
- [15] Long D R 1974 *Phys. Rev. D* **9** 850
- [16] Long D R 1976 *Nature* **260** 417
- [17] Chen Y T, Cook A H, Metherell A J F 1984 *Proc. R. Soc. Lond. Math. Phys. Sci.* **394** 47
- [18] Spero R, Hoskins J K, Newman R, Pellam J, Schultz J 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1645
- [19] Hoskins J K, Newman R D, Spero R, Schultz J 1985 *Phys. Rev. D* **32** 3084
- [20] Kapner D J, Cook T S, Adelberger E G, Gundlach J H, Heckel B R, Hoyle C D, Swanson H E 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 021101

- [21] Tu L C, Guan S G, Luo J, Shao C G, Liu L X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 201101
- [22] Yang S Q, Zhan B F, Wang Q L, Shao C G, Tu L C, Tan W H, Luo J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 081101
- [23] Tan W H, Yang S Q, Shao C G, Li J, Du A B, Zhan B F, Wang Q L, Luo P S, Tu L C, Luo J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 131101
- [24] Long J C, Chan H W, Churnside A B, Gulbis E A, Varney M C M, Price J C 2003 *Nature* **421** 922
- [25] Bordag M, Mohideen U, Mostepanenko V M 2001 *Phys. Rep.* **353** 1
- [26] Decca R S, López D, Chan H B, Fischbach E, Krause D E, Jamell C R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 240401
- [27] Geraci A A, Smullin S J, Weld D M, Chiaverini J, Kapitulnik A 2008 *Phys. Rev. D* **78** 022002
- [28] Decca R S, López D, Fischbach E, Klimchitskaya G L, Krause D E, Mostepanenko V M 2007 *Phys. Rev. D* **75** 077101
- [29] Chen Y J, Tham W K, Krause D E, López D, Fischbach E, Decca R S 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 221102
- [30] Wang J B, Guan S G, Chen K, Wu W J, Tian Z Y, Luo P S, Jin A Z, Yang S Q, Shao C G, Luo J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 122005
- [31] Sushkov A O, Kim W J, Dalvit D A R, Lamoreaux S K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 171101
- [32] Masuda M, Sasaki M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 171101
- [33] Kamiya Y, Itagaki K, Tani M, Kim G N, Komamiya S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 161101
- [34] Nesvizhevsky V V, Protasov K V 2004 *Class. Quantum Gravity* **21** 4557
- [35] Greene G L, Gudkov V 2007 *Phys. Rev. C* **75** 015501
- [36] Pokotilovski Y N 2006 *Phys. At. Nucl.* **69** 924
- [37] Nesvizhevsky V V, Pignol G, Protasov K V 2008 *Phys. Rev. D* **77** 034020
- [38] Xu J, Li B A, Chen L W, Zheng H 2013 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **40** 035107
- [39] Moody M V, Paik H J 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1195
- [40] Cornaz A, Hubler B, Kündig W 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1152
- [41] Romaides A J, Sands R W, Fischbach E, Talmadge C L 1997 *Phys. Rev. D* **55** 4532
- [42] Speake C C, Niebauer T M, McHugh M P, Keyser P T, Faller J E, Cruz J Y, Harrison J C, Mäkinen J, Beruff R B 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1967
- [43] Shirata A, Shiromizu T, Yoshida N, Suto Y 2005 *Phys. Rev. D* **71** 064030
- [44] Adelberger E G, Heckel B R, Nelson A E 2003 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53** 77
- [45] Newman R D, Berg E C, Boynton P E 2009 *Space Sci. Rev.* **148** 175
- [46] Long J C, Price J C 2003 *Comptes Rendus Phys.* **4** 337
- [47] Adelberger E G, Gundlach J H, Heckel B R, Hoedl S, Schlamminger S 2009 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62** 102
- [48] Spero R, Hoskins J K, Newman R, Pellam J, Schultz J 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1645
- [49] Long D R 1980 *IL Nuovo Cimento B* (1971–1996) **55** 252
- [50] Yan H, Housworth E A, Meyer H O, Visser G, Weisman E, Long J C 2014 *Class. Quantum Gravity* **31** 205007
- [51] Chiaverini J, Smullin S J, Geraci A A, Weld D M, Kapitulnik A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 151101
- [52] Weld D, Xia J, Cabrera B, Kapitulnik A 2008 *Phys. Rev. D* **77** 062006
- [53] Kim W J, Sushkov A O, Dalvit D A R, Lamoreaux S K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 060401
- [54] Harris B W, Chen F, Mohideen U 2000 *Phys. Rev. A* **62** 052109
- [55] Tan W H 2016 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [谭文海 2016 博士学位论文 (武汉:华中科技大学)]
- [56] Yin H, Bai Y Z, Hu M, Liu L, Luo J, Tan D Y, Yeh H C, Zhou Z B 2014 *Phys. Rev. D* **90** 122001
- [57] Saulson P R 1990 *Phys. Rev. D* **42** 2437
- [58] Pollack S, Schlamminger S, Gundlach J H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 071101
- [59] Behunin R O, Dalvit D A R, Decca R S, Speake C C 2014 *Phys. Rev. D* **89** 051301
- [60] Klimchitskaya G L, Mohideen U, Mostepanenko V M 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1827
- [61] Wang J B 2017 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [王建波 2017 博士学位论文 (武汉:华中科技大学)]
- [62] Hoogenboom B W, Frederix P L T M, Yang J L, Martin S, Pellmont Y, Steinacher M, Zäch S, Langenbach E, Heimbeck H J, Engel A, Hug H J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 074101

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements****Recent progress in testing Newtonian inverse square law at short range\***

Tan Wen-Hai<sup>1)</sup> Wang Jian-Bo<sup>1)</sup> Shao Cheng-Gang<sup>1)</sup> Tu Liang-Cheng<sup>1)</sup>  
 Yang Shan-Qing<sup>1)</sup>† Luo Peng-Shun<sup>1)</sup>‡ Luo Jun<sup>1,2)</sup>††

1) (MOE Key Laboratory of Fundamental Physical Quantities Measurements, Hubei Key Laboratory of Gravitation and Quantum Physics, School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

2) (TianQin Research Center for Gravitational Physics, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China)

(Received 10 April 2018; revised manuscript received 28 May 2018)

**Abstract**

Many theoretical speculations assume that the Newtonian inverse square law (ISL) needs to be modified in short range, such as the modifications due to gravitation propagating in extra dimensions and the hypothetical interactions mediated by bosons predicted by the physics beyond the standard model. High precision tests of the non-Newtonian gravitational forces are important for verifying the proposed models and help us to further understand gravity. Scientists have performed many tests in different interaction ranges by using different techniques and have not find any non-Newtonian gravitational force up to now. Adopting a gap modulation scheme, the experimental group in Huazhong University of Science and Technology had accomplished the tests of ISL in the millimeter and submillimeter range with torsional balance. The experiment in the millimeter range set the strongest constraints on the Yukawa-type violation from ISL. Recently, they have conducted two other tests in the submillimeter and micrometer range by modulating the density of the source attractor. In the submillimeter range, torsional balance is used to measure the torque acting on the pendulum by a rotating density modulated source attractor. The Newtonian gravitational torque at the frequency of interest is suppressed below the thermal noise of the pendulum by a dual compensation design, whereas the non-Newtonian gravitational torque is preserved if it exists, so that a “Null” test can be realized. The experimental system is verified by comparing the theoretical torque with the measured one when intentionally shifting the attractor away from the position for “Null” test. The strongest constraints on the Yukawa-type violation are achieved in a range of 70–300 μm in this experiment. In the micrometer range, an isoelectronic test of the non-Newtonian forces is performed by sensing the lateral force between a gold sphere and a density modulated source attractor by using a soft cantilever. The attractor is fabricated based on silicon-on-insulator wafer to make its surface isoelectronic and possess a density modulated structure underneath. Two-dimensional (2D) mapping of the force signal indicates that the experimental sensitivity is mainly limited by the electrostatic force arising from the surface patch charges. We analyze the 2D mapping data by using maximum likelihood estimation method and set constraints on the Yukawa-type non-Newtonian gravitational forces without subtracting the model-dependent Casimir force or electrostatic force background. Both experiments show no sign of the non-Newtonian gravitational force, and further experiments with high precision are required to explore the unconstrained parameter space.

**Keywords:** Newtonian inverse square law, non-Newtonian gravitational force, precision measurement, patch electrostatic force

**PACS:** 04.80.Cc

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180636

\* Project supported by the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91436212, 91736312), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11705061, 11722542, 11275076), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB832802).

† Corresponding author. E-mail: [ysq2011@hust.edu.cn](mailto:ysq2011@hust.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [pluo2009@hust.edu.cn](mailto:pluo2009@hust.edu.cn)

†† Corresponding author. E-mail: [junluo@hust.edu.cn](mailto:junluo@hust.edu.cn)

基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验

王谨 詹明生

Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers

Wang Jin Zhan Ming-Sheng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160402 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180621

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180621>

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

[近距离牛顿反平方定律实验检验进展](#)

Recent progress in testing Newtonian inverse square law at short range

物理学报.2018, 67(16): 160401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180636>

[自由质点测地线仿射参数时空坐标系](#)

Free particle geodesic affine parameter time-space coordinate systems

物理学报.2012, 61(17): 170401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.170401>

## 专题: 精密测量物理

## 基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验\*

王谨<sup>1)2)†</sup> 詹明生<sup>1)2)</sup>

1)(中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2)(中国科学院冷原子物理中心, 武汉 430071)

(2018年4月8日收到; 2018年6月12日收到修改稿)

等效原理是广义相对论的两个基本假设之一, 也是爱因斯坦对弱等效原理的推广。目前, 大量实验证明弱等效原理在一定的实验精度内是成立的。将引力与标准模型统一起来的新理论都要求弱等效原理破缺, 因此更高精度的弱等效原理检验具有重要的科学意义。本文介绍了原子干涉仪的原理, 回顾了利用原子干涉仪开展微观粒子弱等效原理检验实验研究的历史和现状, 介绍了双组分原子干涉仪检验弱等效原理实验涉及的振动噪声抑制、拉曼光移频与相位噪声抑制、四波双衍射拉曼跃迁原子干涉、信号探测与数据处理等关键问题及研究进展, 分析了高精度微观粒子弱等效原理检验研究的发展趋势, 介绍了长基线原子干涉仪、空间原子干涉仪、超冷原子源以及纠缠原子源制备等方面的研究动态, 展望了微观粒子弱等效原理检验研究的发展前景。

**关键词:** 弱等效原理检验, 原子干涉仪, 精密测量**PACS:** 04.80.Cc, 37.25.+k, 04.20.-q**DOI:** 10.7498/aps.67.20180621

## 1 引言

广义相对论建立在等效原理和广义协变原理两个基本假设之上。等效原理(也称为强等效原理或爱因斯坦等效原理)包括弱等效原理、局域洛伦兹不变性和局域位置不变性三个部分。弱等效原理(weak equivalence principle, WEP)即自由落体普适性, 它有两个等价表述: 1) 惯性质量等于引力质量; 2) 自由落体的加速度与其质量和材料无关。迄今为止的大量实验证明, 弱等效原理在一定的精度内是成立的。但几乎所有将引力与标准模型统一起来的新理论(如弦理论、圈量子引力理论、额外维理论、非对易几何以及第五种力等)都要求WEP破缺<sup>[1]</sup>。要验证这些新理论、探究WEP的适用范围, 就需要开展更高精度的WEP检验。利用宏观物体检验WEP的实验已经达到了较高的精度。宏观旋转落体<sup>[2,3]</sup>的检验精度为 $10^{-7}$ , 高塔自由落体<sup>[4]</sup>的检验精度为 $10^{-10}$ , 扭秤<sup>[5]</sup>和激光测月<sup>[6]</sup>的检验精

度为 $10^{-13}$ 。利用空间微重力环境的“显微镜(MICROSCOPE)”计划通过比较不同材料(钛、铂-铑合金)测试质量的自由下落加速度来检验WEP, 检验精度为 $10^{-15}$ <sup>[7]</sup>。在微观粒子检验WEP方面, 从20世纪60年代以来, 人们就在理论和实验两个方面对微观粒子在引力场中的自由落体运动开展了研究。1976年完成的中子干涉仪WEP检验实验的精度为 $10^{-4}$ 水平<sup>[8,9]</sup>。近年来, 原子干涉仪技术<sup>[10-13]</sup>发展迅速, 为利用微观粒子验证WEP提供了新的途径。原子干涉条纹的相位受重力场影响, 通过对干涉条纹相位的实验测量, 就可以实现对重力加速度的测量。目前, 原子干涉仪已广泛应用于重力<sup>[14-18]</sup>、重力梯度<sup>[19,20]</sup>、牛顿引力常数<sup>[21-24]</sup>、精细结构常数<sup>[25-27]</sup>、转动<sup>[28-34]</sup>、微弱力<sup>[35,36]</sup>、引力红移<sup>[37]</sup>和后牛顿引力<sup>[38]</sup>的精密测量。原子重力仪与激光干涉绝对重力仪FG-5的对比测量实验<sup>[14,39]</sup>是在微观粒子与宏观物体之间的WEP检验实验。用原子干涉仪测量、比较不同原子的重力加速度, 就可以检验微观粒子的WEP。基于

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号: 91536221, 91736311)和国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0302002)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: wangjin@wipm.ac.cn

原子干涉法检验 WEP [40–47] 既是对宏观物体检验实验的补充, 又是对 WEP 检验在微观粒子范畴的扩展。原子干涉仪用量子体系(原子)测量引力, 将量子力学与广义相对论直接联系在一起, 有利于为促进两大理论的协调提供线索。近十几年, 微观粒子 WEP 检验实验有了较大的进展, 这些都得益于原子干涉仪实验技术的发展。

## 2 原子干涉仪

原子干涉仪的原理类似于光学干涉仪, 在原子干涉仪中用原子物质波包取代了光波, 用 $\pi/2$ ,  $\pi$ 拉曼光脉冲取代分束(合)镜、反射镜来实现原子物质波包的分束、反射和合束<sup>[10]</sup>, 使物质波包形成干涉。常见的马赫-曾德尔(Mach-Zehnder, M-Z)型原子干涉仪如图 1 所示, 磁光阱制备的基态冷原子团在重力场中自由下落; 在 $t = 0$ 时刻, 基态冷原子与 $\pi/2$ 拉曼脉冲作用后发生拉曼跃迁, 处于基态和激发态的叠加态, 激发态的原子获得两个光子的反冲动量 $2\hbar k$ , 路径发生改变。在 $t = T$ 时刻, 基态和激发态的原子均与 $\pi$ 拉曼脉冲作用, 发生内态交换, 获得双光子反冲动量 $2\hbar k$ , 路径发生改变; 在 $t = 2T$ 时刻, 基态和激发态的原子与第二个 $\pi/2$ 拉曼脉冲作用, 相干合束发生干涉。周期性地扫描第二个 $\pi/2$ 拉曼脉冲的相位, 探测末态(基态或激发态)的粒子数布居随第二个 $\pi/2$ 拉曼脉冲相位的变化, 可得到原子干涉条纹信号。如果不考虑重力( $g = 0$ ,  $g$ 为重力加速度), 则两路原子运动的轨迹没有路径差。受重力的影响( $g \neq 0$ ), 原子将沿抛物线运动, 两路原子运动的轨迹有重力场导致的额外路径差, 原子干涉条纹产生与重力相关的相移, 可简单表示为

$$\Delta\varphi = \mathbf{k}_{\text{eff}} g T^2, \quad (1)$$

其中 $\Delta\varphi$ 为相移,  $g$ 为重力加速度,  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 为作用于原子的拉曼光有效波矢,  $T$ 为 $\pi/2$ ,  $\pi$ 拉曼光脉冲之间的时间间隔。在重力场中, 原子干涉条纹的相对相移与 $g$ ,  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 以及 $T$ 有关,  $\mathbf{k}_{\text{eff}}$ 和 $T$ 是实验设定参数, 可以精确控制, 只要精确测出原子干涉条纹在重力场中的相位移动值 $\Delta\varphi$ , 就能够实现重力加速度绝对值的精确测量。

用原子干涉仪同时测量并比较不同原子(例如<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb)在重力场中的加速度( $g_{85}$  和  $g_{87}$ ), 二者的差异可以用 Eötvös 系数表示为

$$\eta = \frac{g_{87} - g_{85}}{(g_{87} + g_{85})/2}, \quad (2)$$

其中 $\eta$ 为 Eötvös 系数,  $g_{85}$  和  $g_{87}$  分别为<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 原子的重力加速度。如果 $\eta = 0$ , 则 WEP 成立。WEP 的检验精度取决于重力加速度差分测量( $g_{85} - g_{87}$ )的精度。为减小实验环境的影响, 需要将两种原子在空间、时间上严格同步, 这样两种原子在干涉过程中经历的共同实验环境噪声(如实验室的振动噪声)和拉曼光相位噪声可以作为共模噪声来抑制。

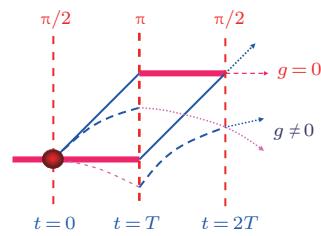


图 1 重力场对 M-Z 型原子干涉仪的影响

Fig. 1. Influence of gravity field on M-Z atomic interferometer.

## 3 微观粒子弱等效原理检验

自 2004 年以来, 物理学家利用原子干涉仪开展了不同方案的微观粒子 WEP 检验实验, 检验精度在 $10^{-4}$ — $10^{-9}$ , Eötvös 系数不确定度的直观图如图 2 所示。根据检验质量的性质, 原子干涉仪 WEP 检验实验可分为两类: 1) 不同状态的原子; 2) 不同质量的原子。

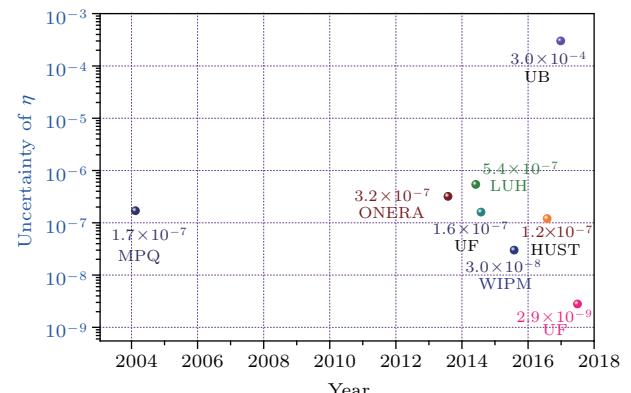


图 2 基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验实验 Eötvös 系数的不确定度 MPQ, 马普量子光学研究所; ONERA, 国家航天研究室; LUH, 莱布尼茨汉诺威大学; UF, 佛罗伦萨大学; WIPM, 武汉物理与数学研究所; HUST, 华中科技大学; UB, 波尔多大学

Fig. 2. Uncertainties of  $\eta$  in microscopic particles weak equivalence principle test based on atom interferometry. MPQ, Max Planck Institute of Quantum Optics; ONERA, The National Office for Studies and Aerospace Research; LUH, Leibniz University Hannover; UF, University of Florence; WIPM, Wuhan Institute of Physics and Mathematics; HUST, Huazhong University of Science and Technology; UB, University of Bordeaux.

### 3.1 不同质量的原子

2004年, 德国马普量子光学研究所的Fray等<sup>[40]</sup>首次利用原子干涉仪开展了微观粒子WEP的检验实验, 他们利用布拉格衍射完成原子的外态干涉, 分别测量了<sup>85</sup>Rb和<sup>87</sup>Rb原子的重力加速度值, 获得的Eötvös系数为 $\eta = (1.2 \pm 1.7) \times 10^{-7}$ ,  $\eta$ 值的不确定度为 $1.7 \times 10^{-7}$ . 由于对<sup>85</sup>Rb和<sup>87</sup>Rb原子进行非时间同步测量, 未采取共模噪声抑制措施, 相位噪声、振动噪声大, 信噪比差. 2013年, 法国国家航天研究室的Bonnin等<sup>[41]</sup>利用同步<sup>85</sup>Rb-<sup>87</sup>Rb双组分原子干涉仪开展了WEP检验实验, 拉曼光的光频移及地球转动引起的系统误差仍然较大, 获得的Eötvös系数为 $\eta = (1.2 \pm 3.2) \times 10^{-7}$ . 2014年, 德国莱布尼茨汉诺威大学的Schlippert等<sup>[42]</sup>开展了非同位素(<sup>87</sup>Rb和<sup>39</sup>K)原子干涉仪WEP检验实验, <sup>87</sup>Rb和<sup>39</sup>K的有效波矢相差较大, 两种原子的上抛和下落过程在时间上同步, 但在空间位置上有差异. 为了消除原子空间不同步带来的系统误差, 他们交替地对<sup>87</sup>Rb(<sup>39</sup>K)原子进行向上、向下反冲, 取相邻两次反冲测量的平均值作为<sup>87</sup>Rb(<sup>39</sup>K)原子的绝对重力加速度, 获得的Eötvös系数为 $\eta = (0.3 \pm 5.4) \times 10^{-7}$ , 测量精度主要受<sup>39</sup>K原子制约. 此后不久, 意大利佛罗伦萨大学的Tarallo等<sup>[43]</sup>利用光晶格中锶原子的费米子同位素<sup>87</sup>Sr和玻色子同位素<sup>88</sup>Sr开展了WEP检验, 实验结果为 $\eta = (0.2 \pm 1.6) \times 10^{-7}$ . 中国科学院武汉物理与数学所的Zhou等<sup>[44]</sup>提出并实

现了一种四波双衍射拉曼跃迁(four-wave double-diffraction Raman-transition, FWDR)原子干涉方案, 解决了<sup>85</sup>Rb-<sup>87</sup>Rb双组分原子干涉中多频光串扰问题, 抑制了共模噪声, 获得的Eötvös系数为 $\eta = (2.8 \pm 3.0) \times 10^{-8}$ .

### 3.2 不同状态的原子

除了采用新方案或者发展新技术来不断提高现有WEP检验的精度外, 探索可能引起WEP破缺的新机理并进行实验检验也是一个重要发展方向. 用不同自旋取向的原子检验WEP对探索自旋相关的量子引力问题有重要意义. 2016年, 华中科技大学的Duan等<sup>[46]</sup>完成了这种不同自旋取向原子(<sup>87</sup>Rb,  $m_F = \pm 1$ )WEP的实验检验, 实验精度达到 $10^{-7}$ 水平,  $\eta = (0.2 \pm 1.2) \times 10^{-7}$ . 意大利佛罗伦萨大学Rosi等<sup>[47]</sup>利用叠加态原子进行了WEP检验, 他们将铷原子制备到两个超精细态以及它们的相干叠加态, 利用布拉格衍射形成原子干涉仪, 通过测量自由下落的铷原子处于不同内态及其叠加态时重力加速度的差异来检验WEP, 实验获得的Eötvös系数为 $\eta = (3.3 \pm 2.9) \times 10^{-9}$ .

## 4 双组分原子干涉仪弱等效原理检验实验的关键问题

在不同体系、不同方案的原子干涉仪WEP检验实验中存在诸多不同来源的噪声, 需要逐一克服.

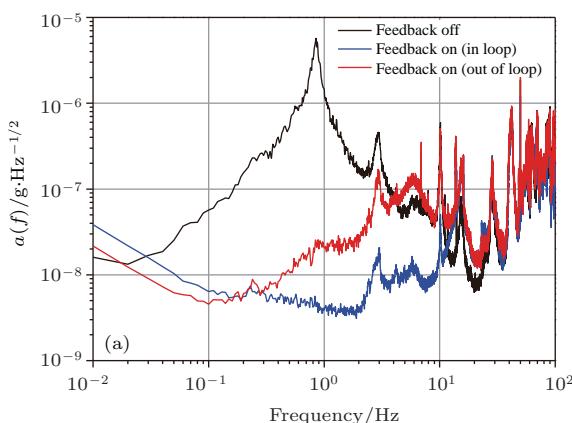
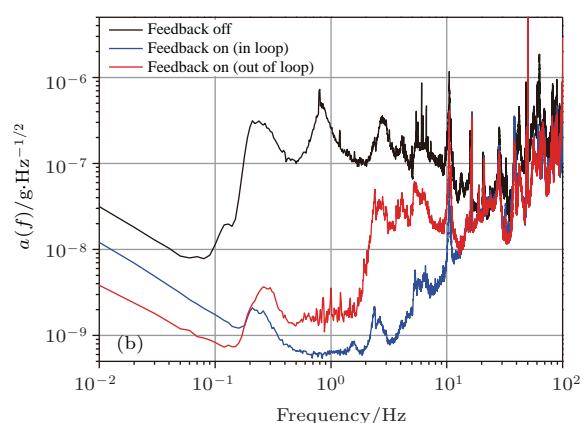


图3 主动隔振系统测试数据<sup>[48]</sup> 系统与主要噪声源隔离并降低环境噪声前(a)后(b)获得的数据; 对数坐标为地震仪测量的等效加速度噪声, 黑线为反馈回路关闭时被动平台上的振动噪声, 蓝线为内回路地震仪测得的残余振动, 红线表示反馈打开时外回路的测量结果

Fig. 1. The performance of our active vibration isolation<sup>[48]</sup>. The data acquired before (a) and after (b) we isolate the whole system from the main noise source and decrease the environmental noise. The logarithmic vertical axis shows the equivalent acceleration noise measured by the seismometer. The black line represents the vibrational noise on the passive platform with the feedback loop off, while the blue line represents the residual vibration measured by the in-loop seismometer and red line is the out-loop measurement with the feedback loop on.



原子干涉仪 WEP 检验实验需要首先解决的关键问题主要有振动噪声的抑制、拉曼光频率的控制、拉曼光相位噪声的抑制、双组分原子干涉共模噪声抑制、信号探测与数据处理方法。

#### 4.1 振动噪声的抑制

在原子干涉仪中，振动噪声通过拉曼光反射镜传递到原子干涉条纹的相位中。为了降低原子干涉仪的相位噪声，需要将拉曼光反射镜与环境振动源隔离。原子干涉仪对频率低于  $1/T$  的振动更敏感，即低频振动噪声对原子干涉测量造成的不利影响最大。为了提高原子干涉仪 WEP 检验实验的精度，需要将拉曼光反射镜安装在性能良好的低频隔振系统上。为有效抑制原子干涉仪中 0.01—10 Hz 的低频振动噪声，Tang 等<sup>[48]</sup>发展了一种可程控宽带低噪声主动隔振技术，采用这种技术的主动隔振系统能将背景的振动噪声抑制两个量级，使 0.01—10 Hz 频段的振动噪声谱密度低至  $10^{-9} \text{ g}/\sqrt{\text{Hz}}$  水平，实验结果如图 3 所示。图 4 是采用主动隔振系统前后一组原子干涉条纹的对比，可以看出采用主动隔振系统后，原子干涉条纹的短期稳定性有明显提高。

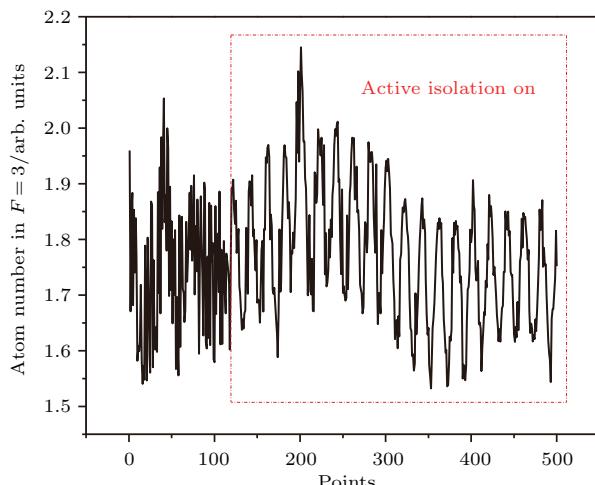


图 4 主动隔振工作时  $T = 70 \text{ ms}$  的原子干涉条纹得到显著改善<sup>[48]</sup>

Fig. 4. The atom interference fringe of  $T = 70 \text{ ms}$  is greatly improved after active isolation is on<sup>[48]</sup>.

#### 4.2 拉曼光频率的控制与相位噪声的抑制

在原子干涉仪中，为减小光频移的影响，需要增大并调节拉曼光的失谐量。通常用声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 或电光调制器

(electro-optic modulator, EOM) 调节激光的失谐量。常用 AOM 的移频量一般低于 5 GHz，不能满足大多原子干涉仪拉曼光移频的需求，而更高频的声光调制效率极低。Peng 等<sup>[49]</sup>利用 10 GHz 的光纤 EOM 实现了一种新的拉曼光移频、稳频方案 (图 5)，将光纤 EOM 的载波或任一高阶边带 (最高可到四阶) 锁定到原子参考谱线上，扫描 EOM 的驱动频率 (0—10 GHz)，可以将输出激光的频率设置在 80 GHz ( $-40$ — $40$  GHz) 范围内的任意点，解决了拉曼光的大失谐频率锁定问题。

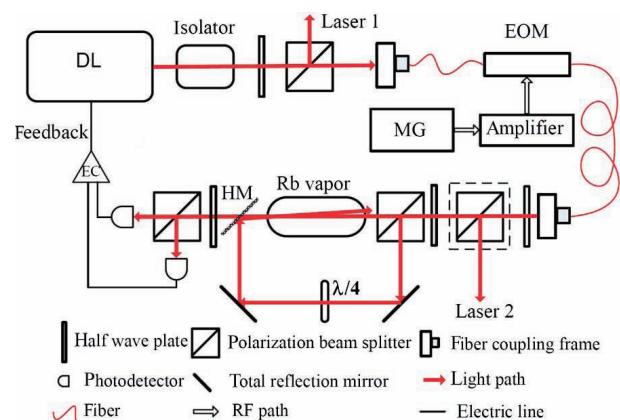


图 5 拉曼光大失谐频率锁定实验方案<sup>[49]</sup> DL, 二极管激光器；MG, 微波发生器；HM, 半反镜；EC, 控制电路

Fig. 5. Experimental scheme for frequency stabilization of far-detuning Raman lasers<sup>[49]</sup>. DL, diode laser; MG, microwave generator; HM, half-reflection mirror; EC, circuit controller.

原子干涉仪的相位噪声由灵敏度函数和拉曼激光的相位噪声决定，相位噪声会在整个频率范围内累积。高精度原子干涉仪需要拉曼光在整个频率范围内具有较低的相位噪声。光学锁相环 (optical phase lock loop, OPLL) 方案产生的拉曼光在低频范围 ( $< 100 \text{ kHz}$ ) 具有很低的相位噪声，但由于受伺服反馈电路带宽的限制<sup>[50]</sup>，在高频范围 ( $> 100 \text{ kHz}$ ) 的相位噪声较大。用电流调制或相位调制方案产生的拉曼激光的相位噪声主要受调制器微波驱动信号性能的限制。例如，在电光调制和电流调制中，一些不需要的冗余边带不能在空间上分开，冗余边带的交流斯塔克频移会在原子干涉重力测量中引入系统误差<sup>[51,52]</sup>。AOM 产生的拉曼激光在高频范围的相位噪声较低，但受分立光学元件振动噪声的限制，拉曼激光在低频范围内的相位噪声较大。Wang 等<sup>[53]</sup>用 AOM 与 OPLL 组合方案实现了宽带、低相噪拉曼光的制备。在该方案中，用 1.52 GHz AOM 的 ±1 阶衍射光作为频率差为

3.04 GHz 的一对拉曼激光, 通过反馈控制来抑制相位噪声。在低频段, 拉曼激光的相位噪声被抑制了 35 dB; 在高频段, 相位噪声小于  $-109 \text{ dBc/Hz}$ 。由于拉曼光的高频响应特性改善, 原子干涉仪的灵敏度不再受拉曼脉冲持续时间的限制, 因此使用组合方案制备的拉曼激光可以将原子干涉仪灵敏度提高。

当拉曼光与原子相互作用时, 拉曼光束的波前畸变会在原子干涉信号中引起相位噪声。Louchet-Chauvet 等<sup>[54]</sup> 测量了拉曼光束波前畸变导致的相位噪声。Schkolnik 等<sup>[55]</sup> 研究了拉曼光束波前畸变对原子干涉测量的具体影响。Zhou 等<sup>[56]</sup> 通过调制拉曼光束的尺寸测量了波前畸变对原子干涉测量的影响。为了抑制拉曼光束波前畸变相位噪声, Hu 等<sup>[57]</sup> 针对双组分原子干涉仪检验 WEP 实验, 提出了一种扩展速率选择方案来抑制同位素和非同位素原子干涉仪中的波前畸变相位噪声。利用这种方案可以将波前畸变噪声抑制 10 倍。

### 4.3 双组分原子干涉共模噪声抑制

共模测量是消除测量误差和共模噪声的有效途径, 在采用如图 6(a) 所示的传统单衍射拉曼跃迁原子干涉过程中, 由于原子干涉的路径不对称, 在双组分原子干涉测量中重力梯度的影响无法完全抵消, 不同频率拉曼光之间的串扰也会引入相位噪声。Léveque 等<sup>[58,59]</sup> 为了改善单组分原子干涉仪的相位噪声采用了一种双衍射拉曼跃迁技术。Zhou 等<sup>[44]</sup> 将双衍射拉曼跃迁技术应用到双组分原子干涉仪中, 提出并实现了 FWDR 原子干涉仪方案, 该方案选用四束拉曼激光来构成两组拉曼激光, 四束拉曼激光的频率依次为  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  和  $\omega_4$ ,  $\omega_1$  和  $\omega_2$  为 $^{85}\text{Rb}$  和 $^{87}\text{Rb}$  原子的共用拉曼光,  $\omega_3$  和  $\omega_4$  分别为 $^{85}\text{Rb}$  和 $^{87}\text{Rb}$  原子的专用拉曼光, 通过

选取  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  和  $\omega_4$  的最佳频率值、优化四束拉曼激光的光强比例, 可以消除拉曼光的交流斯塔克频移。FWDR 原子干涉方案如图 6(b) 所示, 原子的干涉路径完全对称, 重力梯度的影响可以在较大程度上抵消。由于 FWDR 构型的干涉环路只涉及同一个内态, 不同内态的影响也被减小。以 $^{87}\text{Rb}$  原子为例 ( $^{85}\text{Rb}$  与此类似) 来说明干涉过程。首先需要制备四束拉曼激光来构成两组拉曼激光对, 四束拉曼激光的波矢依次为  $\mathbf{k}_1$ ,  $\mathbf{k}_2$ ,  $\mathbf{k}_3$ ,  $\mathbf{k}_4$ 。拉曼激光的频率满足条件:

$$\begin{aligned} \omega_1 + \delta_1 &= \omega_2 - \delta_2 = \omega_3 - 3.036 \text{ GHz} \\ &= \omega_4 - 6.835 \text{ GHz}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  分别是  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  的失谐量, 且  $\delta_1 = -\delta_2$ 。如图 6(b) 所示, 两组拉曼激光的有效波矢的方向相反, 当这样的两组拉曼脉冲与初态  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的原子作用时, 原子将被转移到  $|F = 2, m_F = 0\rangle$  态, 同时获得方向相反的反冲动量。原子依次经过  $\pi/\sqrt{2}-\sqrt{2}\pi-\pi/\sqrt{2}$  双衍射拉曼跃迁脉冲序列, 实现分束、反射、合束, 最后完成干涉。处于态  $|F = 1, m_F = 0\rangle$  的原子数布居将包含干涉条纹的相位信息。

利用 FWDR 方案抑制相位噪声的实验数据及对比数据如图 7 所示。图 7(a) 为通过快速相位调制对 $^{85}\text{Rb}$  原子的拉曼光施加模拟相位噪声后, 用传统单衍射拉曼跃迁获得的 $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  原子干涉条纹, 受人为模拟相位噪声的影响,  $^{85}\text{Rb}$  原子干涉条纹消失。图 7(b) 为施加模拟相位噪声后用 FWDR 方法获得的 $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  原子干涉条纹, 可以看出 $^{85}\text{Rb}$  原子干涉条纹的对比度为 20%, 对相位噪声有很好的免疫力。利用这种 FWDR 双组分原子干涉仪方案检验 WEP 的统计不确定度优于  $1 \times 10^{-8}$  水平<sup>[44]</sup> (表 1)。

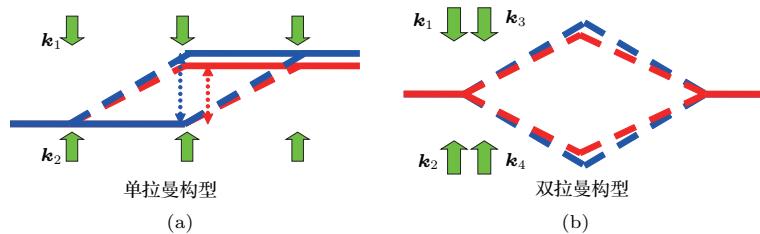


图 6 两种原子干涉环路的示意图 (a) 单衍射拉曼跃迁构型; (b) 双衍射拉曼跃迁构型

Fig. 6. Schematic diagram of two atomic interference loops: (a) Single-diffraction Raman transition configuration; (b) double-diffraction Raman transition configuration.

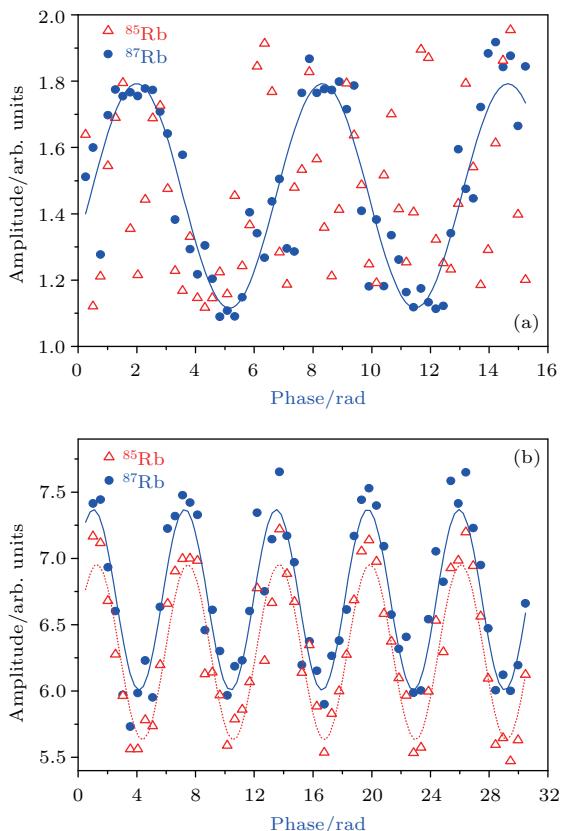


图7 FWDR方法对相位噪声的抑制效果<sup>[44]</sup> 对<sup>85</sup>Rb原子施加快速相位调制后,用传统单衍射拉曼跃迁获得的<sup>85</sup>Rb,<sup>87</sup>Rb原子干涉条纹(a)和用FWDR方法获得的<sup>85</sup>Rb,<sup>87</sup>Rb原子干涉条纹(b). 红色三角形是<sup>85</sup>Rb原子干涉条纹的实验数据,红色点线是正弦拟合曲线;蓝色圆点是<sup>87</sup>Rb原子干涉条纹的实验数据,蓝色实线是正弦拟合曲线

Fig. 7. Phase noise suppression by the FWDR method<sup>[44]</sup>. A rapid phase modulation is applied to <sup>85</sup>Rb atoms. (a) Simultaneous <sup>85</sup>Rb-<sup>87</sup>Rb interference fringes obtained by single-diffraction Raman transition method and (b) simultaneous <sup>85</sup>Rb-<sup>87</sup>Rb interference fringes by the FWDR scheme. The red triangles are experimental data points of <sup>85</sup>Rb atoms, and the red dotted line is a sine curve fitting. The blue dots are experimental data points of <sup>87</sup>Rb atoms, and the blue solid line is a sine curve fitting.

表1 影响重力加速度差分测量的主要因素<sup>[44]</sup>

Table 1. Main contributions affecting the differential gravitational acceleration measurement<sup>[44]</sup>.

	$\eta/10^{-8}$	Uncertainty/ $10^{-8}$
Experimental data	-491.6	0.8
Effective wave vector error	-494.4	0
Second order Zeeman shift	0	0.01
Gravity gradient	0.01	0.03
Coriolis effect	0	2.9
ac Stark shift	0	0.2
Total	2.8	3.0

#### 4.4 信号探测与数据处理

在原子干涉精密测量实验中,由于背景磁场、环境温度、激光强度、激光频率等实验参数的波动,磁光阱制备的冷原子数目、参与干涉过程的冷原子数目都会随时间波动,这些波动在原子干涉信号中以幅度噪声的形式呈现出来。不过,就每一次干涉过程而言,处于两个基态超精细能级之一的原子数占原子总数的比例是一定的,因此可以通过归一化探测来抑制幅度噪声。传统的归一化探测方案有两态顺序探测<sup>[60]</sup>和两态同时探测<sup>[61,62]</sup>两种。两态顺序探测将处于两个基态的原子波包在时间上分离探测,这需要更多的时间,使得探测程序复杂。两态同时探测将处于两个基态的原子波包空间上分离探测,需要探测激光束的直径比原子团尺寸大50%<sup>[62]</sup>,如果激光束尺寸较小,则会对原子温度或自由演化时间造成额外限制。Song等<sup>[63]</sup>提出并实现了一种简单的原子干涉信号归一化探测方案,利用初态制备期间的淬灭荧光信号对原子末态布居数进行归一化探测,使得探测系统和探测过程大为简化,从而降低了原子干涉幅度噪声。

为准确处理双原子干涉仪(重力梯度仪)的差分相位数据,通常采用三种方法:最小二乘拟合<sup>[64]</sup>,椭圆拟合<sup>[65]</sup>和贝叶斯估计<sup>[66]</sup>。最小二乘拟合只适用于共模相位噪声较低的情况;椭圆拟合可以抑制常见的相位噪声,但在差分相位测量中系统误差是非线性的,差分相位过大或过小时,拟合误差都较大,差分相位为 $\pi/2$ 的奇数倍时拟合误差最小。为了通过椭圆拟合方法测量微小的相位差,可施加偏置磁场来增大双原子干涉仪的差分相位,使其接近 $\pi/2$ ,典型的数据如图8(a)所示。然而,偏置磁场引入的相位的不确定性又会带来差分相位测量的系统误差。贝叶斯估计方法处理差分相位更加准确,但它需要先验相位噪声模型<sup>[67]</sup>。为减小差分相位拟合的误差,Barrett等<sup>[68]</sup>以及Pereira Dos Santos<sup>[69]</sup>对椭圆拟合和贝叶斯估计做了修正。Wang等<sup>[70]</sup>提出了一种用于提取原子重力梯度仪差分相位的组合方案,即只调制其中一个原子干涉仪的磁场,再利用椭圆和线性拟合的方法提取双原子干涉仪的差分相位,这样就能在较大的噪声环境下准确提取出小额差分相位,弥补椭圆拟合方法和贝叶斯统计方法的不足。这个方法可推广到双组分原子干涉仪WEP检验研究中,不过双组分原子干涉仪在空间、时间上同步,无法单独调制其中一

个原子干涉仪的磁场。替代方案是通过微调自由演化时间  $T$ , 使不同组分原子干涉仪的相位差接近  $\pi/2$  的奇数倍, 以此来减小椭圆拟合误差<sup>[44]</sup>。

试图统一量子力学与引力的标量-张量场的理论认为, 各种元素之间的 WEP 破缺系数和组成它们的中子的数目和种类相关, 相比于同位素原子, 非同位素原子之间具有更大的 WEP 破缺系数<sup>[71]</sup>。例如, 铷-钾之间的 WEP 破缺系数比铷同位素之间的大 20 倍, 因此非同位素原子更适于检验标量-张量场理论。但是现有的原子干涉 WEP 检验计划大多采用同位素原子, 原因是非同位素原子之间的振动噪声难以共模抑制, 这限制了非同位素原子干涉仪检验 WEP 的精度。Chen 等<sup>[72]</sup>分析了振动导致的原子干涉条纹噪声, 利用双组分原子干涉仪振动噪声的关联性, 提出了一种比例扫描位相方案, 可

以共模抑制任意双组分原子干涉仪的振动噪声, 共模抑制比高达 140 dB。采用比例扫描位相方案可得到一个没有显式表达式的李萨如图, 如图 8(b) 所示。利用新设计的贝叶斯估计算法对图 8(b) 中的数据进行相位差估计得到的标准差如图 9 所示。比例扫描位相方案有利于得到 WEP 破缺系数的最优无偏估计、拓展 WEP 检验候选的原子范畴、提高标量-张量场理论的检验精度。Hu 等<sup>[73]</sup>针对双组分原子干涉仪检验弱等效原理实验, 提出了一种抑制拉曼光波前畸变噪声的方案, 有利于在弱等效原理检验实验中抑制拉曼光波前畸变噪声、提高检验精度, 基于适当的实验参数进行的模拟表明, 使用  $^{85}\text{Rb}$ - $^{87}\text{Rb}$  和  $^{41}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  的 WEP 检验实验中波前像差引起 Eötvös 系数的标准偏差分别为  $1.3 \times 10^{-14}$  和  $3.0 \times 10^{-13}$ 。

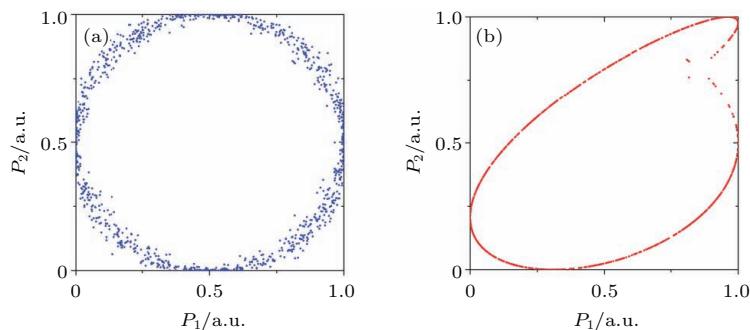


图 8 双原子干涉仪布居数的椭圆拟合 (a) 采用同步扫描得到的椭圆; (b) 采用比例扫描得到的李萨如图<sup>[72]</sup>  
Fig. 8. Ellipse fitting of population in two atom interferometers: (a) Ellipse figure obtained with synchronous and (b) Lissajous figure obtained with proportional scans<sup>[72]</sup>.

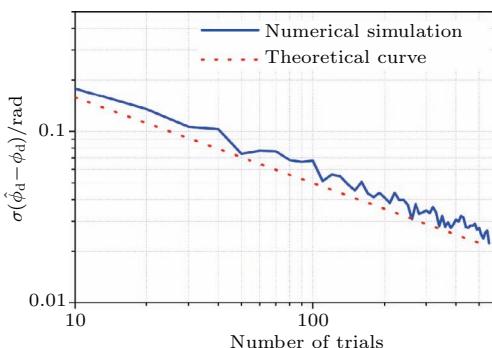


图 9 采用贝叶斯估计方法得到的位相差估计的标准差<sup>[72]</sup>  
Fig. 9. Standard deviation of phase difference estimation using Bayesian estimation method<sup>[72]</sup>.

## 5 微观粒子弱等效原理检验研究的发展趋势

目前, 原子干涉法检验 WEP 的实验精度比早期利用中子检验 WEP 的精度提高了 5 个量级, 但

仍未发现微观体系 WEP 的破缺, 因此有必要开展更高精度的 WEP 检验。原子干涉仪的灵敏度取决于参与干涉过程的原子数目和原子自由演化时间。提高微观粒子 WEP 检验精度有三个发展趋势: 一是利用长基线原子干涉仪或空间微重力环境提高原子的自由演化时间; 二是降低原子的温度、减小原子团的发散, 以此来增加参与干涉测量过程的原子数目; 三是制备纠缠态原子源、克服标准量子极限, 提高测量精度。

### 5.1 长基线原子干涉仪

长基线原子干涉仪是增加原子自由演化时间的一种有效途径。美国斯坦福大学的大型原子喷泉的最大上抛高度达 9 m<sup>[33,74]</sup>, 磁屏蔽内的有效干涉区为 8.2 m, 最长自由演化时间可以达到 1.34 s, 这为提高 WEP 的检验精度创造了条件<sup>[75,76]</sup>。德国莱布尼茨汉诺威大学设计的铷-镱双组分原子干

涉仪<sup>[77]</sup>, 高度为 10 m、磁屏蔽内的有效干涉区为 9 m, 目前还在建设之中。法国波尔多大学正在建设原子干涉仪阵列<sup>[78]</sup>, 拟开展引力波探测研究。武汉物理与数学所研制的用于高精度 WEP 检验的 10 m 原子干涉仪<sup>[79]</sup>如图 10 所示, 10 m 原子干涉仪由下磁光阱、喷泉管、上磁光阱三大部分组成, 整个系统高达 12 m, 磁屏蔽区内原子有效干涉区为 10 m。2011 年获得了上抛高度为 6 m 原子喷泉信号<sup>[79]</sup>, 近期获得的上抛高度为 12 m 的原子喷泉飞行时间信号如图 11 所示。为了进一步提高原子干涉仪 WEP 检验的精度, 美国斯坦福大学提出了建造 100 m 量级<sup>[75]</sup> 的大型原子干涉仪的设想。利用长基线原子干涉仪开展微观粒子 WEP 的高精度检

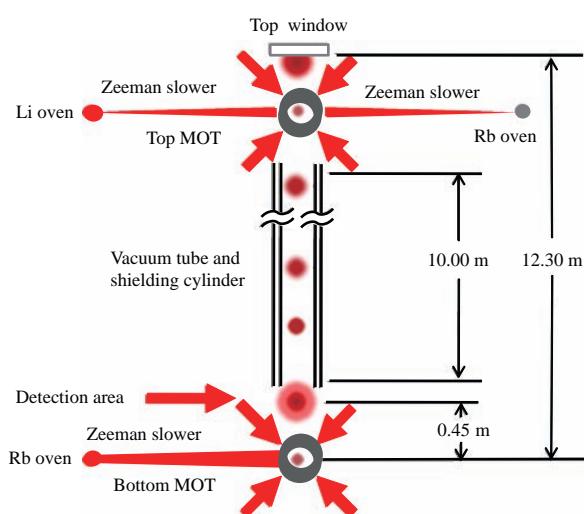


图 10 10 m 喷泉式原子干涉仪示意图

Fig. 10. Schematic diagram of the 10-meter fountain type atom interferometer.

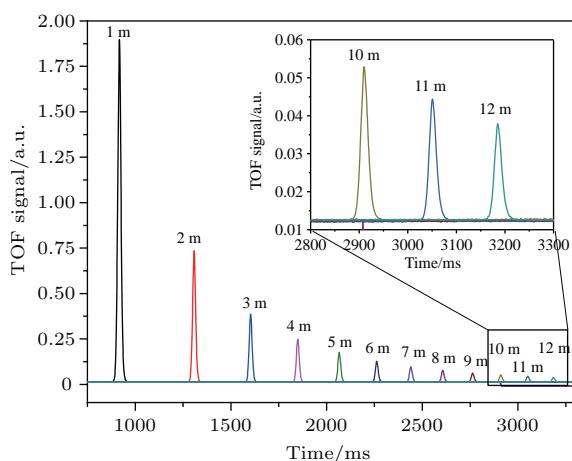


图 11 上抛高度为 1—12 m 的原子喷泉飞行时间信号  
Fig. 11. Time of flight signal of fountains with launching height of 1–12 m.

验, 可能会导致广义相对论的修正, 或为量子引力理论提供支持。

## 5.2 空间原子干涉仪

微重力环境下原子自由下落的时间很长, 让原子干涉仪装置自由下落<sup>[80]</sup>, 或者将原子干涉仪置于卫星<sup>[81,82]</sup>或空间站<sup>[83]</sup>可延长原子自由演化时间。2016 年, 法国波尔多大学的 Barrett 等<sup>[45]</sup>将<sup>87</sup>Rb 和<sup>39</sup>K 原子干涉仪置于飞机上(图 12), 利用飞机在抛物线飞行过程中的微重力条件开展了检验 WEP 的演示实验, 在飞机稳定飞行期间测得的 Eötvös 系数的不确定度为  $1.1 \times 10^{-3}$ , 在 0 g 环境测得的 Eötvös 系数为  $\eta = (0.9 \pm 3.0) \times 10^{-4}$ 。这次实验是对星载原子干涉仪 WEP 检验计划“STEREQUEST”<sup>[81,82]</sup>关键技术的验证。

## 5.3 超冷原子的制备

在原子干涉仪检验 WEP 的结果中, 影响测量不确定度的因素之一是原子的温度。如果原子温度不够低, 参与干涉过程的原子数不够多, 则原子干涉信号信噪比就差。因此, 需要尽可能地降低原子的温度、减小两种原子的初始速度与位置的涨落。在温度更低的气体中, 不同原子间的速度涨落更小, 原子团在自由飞行过程中的膨胀也更慢, 这样就能在 WEP 检验实验中将原子抛得更高, 使原子的自由演化时间更长、原子干涉仪的测量灵敏度更高。

为了制备超冷( $< 1 \mu\text{K}$ )原子, 在实现磁光阱冷却后, 一般要将原子载入磁阱或光阱中进行蒸发冷却。要提高蒸发冷却的效率, 原子间应有足够大的弹性碰撞散射截面和足够小的非弹性碰撞散射截面, 其中, 前者能让原子气体更快地达到热平衡, 而后者则让原子的损耗率更小。由于<sup>85</sup>Rb 原子的 s 波散射长度在温度为 350  $\mu\text{K}$  时有个零点, 这使得<sup>85</sup>Rb 原子在蒸发冷却温度范围的碰撞散射截面过低。另外,<sup>85</sup>Rb 原子的非弹性三体损耗的散射截面过高, 要实现超低温、高密度的<sup>85</sup>Rb 子气体极其困难。因此, 进一步理解<sup>85</sup>Rb 原子的碰撞散射性质, 寻找降低<sup>85</sup>Rb 损耗的方法, 对于制备<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 超冷原子混合气体十分重要。Dong 等<sup>[84]</sup>从理论和实验上研究了<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 原子在不同散射通道内的 Feshbach 共振, 这一研究结果有助于制备超冷高密度的<sup>85</sup>Rb 和<sup>87</sup>Rb 混合气体。

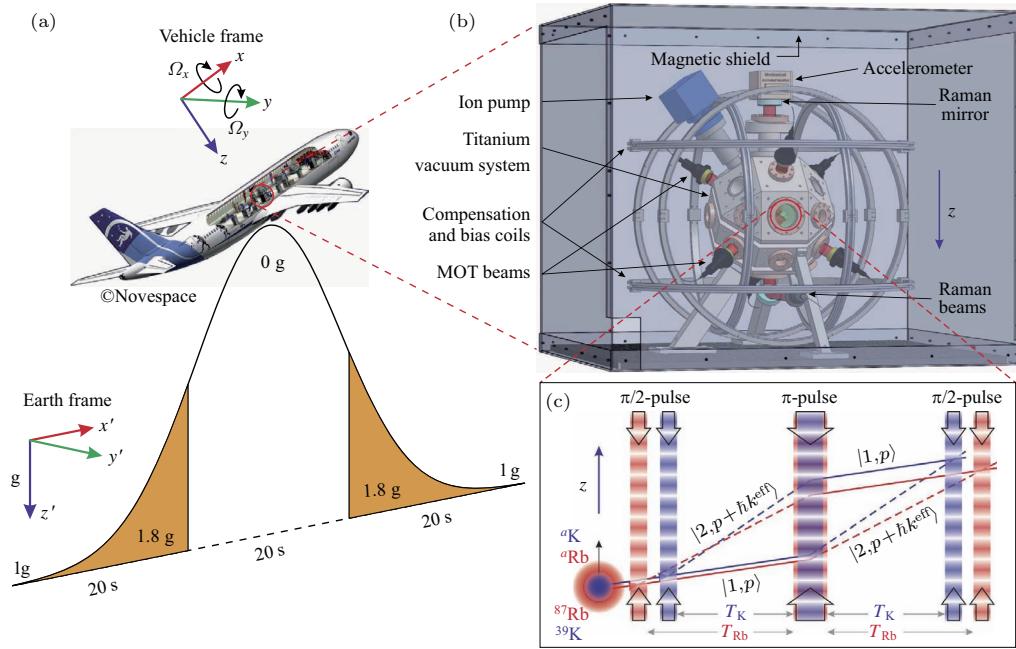


图12 飞机失重环境中的双组分原子干涉仪弱等效原理检验实验示意图<sup>[45]</sup> (a) 飞机抛物线飞行的基本轨迹; (b) 安装在飞机上的原子干涉仪; (c)  $^{87}\text{Rb}$ - $^{39}\text{K}$  原子同步双干涉仪示意图

Fig. 12. Schematic diagram of the experimental test of the weak equivalence principle using dual atom interferometers in an aircraft weightless environment<sup>[45]</sup>: (a) Basic trajectory during parabolic flight; (b) atom interferometers onboard the aircraft; (c) schematic of the simultaneous  $^{87}\text{Rb}$ - $^{39}\text{K}$  dual atom interferometers.

## 5.4 纠缠态原子的制备

基于原子干涉仪的WEP检验精度受限于标准量子极限。如果能制备纠缠态原子并将其用于原子干涉精密测量,可望突破标准量子极限、提高测量精度。Zeng等<sup>[85]</sup>将铷原子相干激发到里德伯态,充分利用 $^{85}\text{Rb}$ 和 $^{87}\text{Rb}$ 在光谱频率上的差别实现了对单个原子的寻址及操控,通过里德伯阻塞实现了异核单原子的纠缠态制备。如果原子干涉仪的输入态是由\$N\$个没有关联的原子组成经典态,这等同于对同一个原子进行\$N\$次测量,那么测量精度最终将受限于标准量子极限\$1/\sqrt{N}\$。利用原子之间的量子关联(比如自旋压缩态)可以实现超越标准量子极限的测量精度,而最大纠缠态NOON态和Dicke态可以实现接近海森伯极限的测量精度\$1/N\$,但目前这种量子态只在离子、光子和核自旋体系上有成功的实验报道,最多对应了10个左右的粒子。Luo等<sup>[86]</sup>通过调控量子相变过程制备了大粒子数(接近10000个)双数态(twin-Fock)原子玻色-爱因斯坦凝聚体,这是一种原子在两个模式上具有同等粒子数的多体纠缠Dicke态。这些工作为利用纠缠资源提高双组分原子WEP的检验精度

奠定了基础。

## 6 小结

提高现有实验方案的检验精度是WEP检验实验研究的重要目标,而探索可能引起WEP破缺的新机理并进行实验检验是另一个重要方面。自2004年以来,微观粒子WEP检验的实验研究取得了重要进展,用不同质量原子( $^{85}\text{Rb}$ - $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Sr}$ - $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ - $^{39}\text{K}$ )检验WEP的精度从\$10^{-7}\$提高到\$10^{-8}\$水平<sup>[44]</sup>,用不同自旋取向原子( $^{87}\text{Rb}$ , \$m\_F = \pm 1\$)检验WEP的精度达到\$10^{-7}\$水平<sup>[46]</sup>,利用叠加态原子的WEP的量子检验精度达到了\$10^{-9}\$水平<sup>[47]</sup>。Gao等<sup>[87]</sup>还利用 $^{85}\text{Rb}$ 和 $^{87}\text{Rb}$ 双组分原子干涉仪弱等效原理的实验结果给出了验证广义不确定性原理的Kempf-Mangano-Mann和Maggiore两种方案的参数上限。在振动噪声的抑制、拉曼光的移频与相位噪声抑制、FWDR原子干涉新方案、信号探测与数据处理等一些原子干涉仪WEP检验实验的关键方法与技术方面取得了突破。长基线原子干涉仪<sup>[33,76,78]</sup>的建设取得了进展,失重条件下用原子干涉仪检验WEP的演示实

验精度到达了  $10^{-4}$  水平<sup>[45]</sup>, 更高精度的空间原子干涉仪 WEP 检验计划<sup>[80,81]</sup>也正在实施之中。旨在超越标准量子极限的原子源制备技术也取得了突破<sup>[84,85]</sup>。随着研究工作的深入开展和实验技术的进步, 基于长基线原子干涉仪或空间原子干涉仪的微观粒子 WEP 检验的精度有望在将来达到  $10^{-15}$ — $10^{-17}$ <sup>[74]</sup> 的水平。

## 参考文献

- [1] Clifford M W 2006 *Living Rev. Relat.* **9** 3
- [2] Luo J, Nie Y X, Zhang Y Z, Zhou Z B 2002 *Phys. Rev. D* **65** 042005
- [3] Zhou Z B, Luo J, Yan Q, Wu Z G, Zhang Y Z, Nie Y X 2002 *Phys. Rev. D* **66** 022002
- [4] Dittus H, Greger R, Lochmann S, Vodel W, Koch H, Nietszsche S, Glyscinski J Z, Mehls C, Mazilu P 1996 *Class. Quantum Grav.* **13** A43
- [5] Wagner T A, Schlamming S, Gundlach J H, Adelberger E G 2012 *Class. Quantum Grav.* **29** 184002
- [6] Williams J G, Turyshev S G, Boggs D H 2012 *Class. Quantum Grav.* **29** 184004
- [7] Touboul P, Métris G, Rodrigues M, et al. 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 231101
- [8] Koester L 1976 *Phys. Rev. D* **14** 907
- [9] Bertolami O, Nunes F M 2003 *Class. Quantum Grav.* **20** L61
- [10] Kasevich M A, Chu S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 181
- [11] Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051
- [12] Wang J, Zhou L, Li R B, Liu M, Zhan M S 2009 *Front. Phys. China* **4** 179
- [13] Wang J 2015 *Chin. Phys. B* **24** 053702
- [14] Peters A, Chung K Y, Chu S 1999 *Nature* **400** 849
- [15] Peters A, Chung K Y, Chu S 2001 *Metrologia* **38** 25
- [16] Zhou L, Xiong Z Y, Yang W, Tang B A, Peng W C, Wang Y B, Xu P, Wang J, Zhan M S 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 013701
- [17] Hu Z K, Sun B L, Duan X C, Zhou M K, Chen L L, Zhan S, Zhang Q Z, Luo J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043610
- [18] Bidel Y, Carraz O, Charriere R, Cadoret M, Zahzam N, Bresson A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 144107
- [19] Snadden M J, McGuirk J M, Bouyer P, Haritos K G, Kasevich M A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 971
- [20] Sorrentino F, Bodart Q, Cacciapuoti L, Lien Y H, Prevedelli M, Rosi G, Salvi L, Tino G M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 023607
- [21] Bertoldi A, Lamporesi G, Cacciapuoti L, de Angelis M, Fattori M, Petelski T, Peters A, Prevedelli M, Stuhler J, Tino G M 2006 *Eur. Phys. J. D* **40** 271
- [22] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M, Kasevich M A 2007 *Science* **315** 74
- [23] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 050801
- [24] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2014 *Nature* **510** 518
- [25] Weiss D S, Young B C, Chu S 1994 *Appl. Phys. B* **59** 217
- [26] Bouchendira R, Clade P, Guellati-Khelifa S, Nez F, Biraben F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 080801
- [27] Parker R H, Yu C H, Zhong W C, Estey B, Müller H 2018 *Science* **360** 191
- [28] Lenef A, Hammond T D, Smith E T, Chapman M S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 760
- [29] Gustavson T L, Landragin A, Kasevich M A 2000 *Class. Quantum Grav.* **17** 2385
- [30] Canuel B, Leduc F, Holleville D, Gauguet A, Fils J, Virdis A, Clairon A, Dimarcq N, Borde C J, Landragin A, Bouyer P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 010402
- [31] Durfee D S, Shaham Y K, Kasevich M A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 240801
- [32] Müller T, Gilowski M, Zaiser M, Berg P, Schubert C, Wendrich T, Ertmer W, Rasel E M 2009 *Eur. Phys. J. D* **53** 273
- [33] Dickerson S M, Hogan J M, Sugarbaker A, Johnson D M S, Kasevich M A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 083001
- [34] Yao Z W, Lu S B, Li R B, Luo J, Wang J, Zhan M S 2018 *Phys. Rev. A* **97** 013620
- [35] Lepoutre S, Lonij V P A, Jelassi H, Treneec G, Buchner M, Cronin A D, Vigue J 2011 *Eur. Phys. J. D* **62** 309
- [36] Parazzoli L P, Hankin A M, Biedermann G W 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 230401
- [37] Müller H, Peters A, Chu S 2010 *Nature* **463** 926
- [38] Müller H, Chiow S W, Herrmann S, Chu S, Chung K Y 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 031101
- [39] Merlet S, Bodart Q, Malossi N, Landragin A, Pereira Dos Santos F, Gitlein O, Timmen L 2010 *Metrologia* **47** L9
- [40] Fray S, Diez C A, Hänsch T W, Weitz M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 240404
- [41] Bonnin A, Zahzam N, Bidel Y, Bresson A 2013 *Phys. Rev. A* **88** 043615
- [42] Schlippert D, Hartwig J, Albers H, Richardson L L, Schubert C, Roura A, Schleich W P, Ertmer W, Rasel E M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 203002
- [43] Tarallo M G, Mazzoni T, Poli N, Sutyrin D V, Zhang X, Tino G M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 023005
- [44] Zhou L, Long S T, Tang B, Chen X, Gao F, Peng W C, Duan W T, Zhong J Q, Xiong Z Y, Wang J, Zhang Y Z, Zhan M S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 013004
- [45] Barrett B, Antoni-Micollier L, Chichet L, Battelier B, Léveque T, Landragin A, Bouyer P 2016 *Nat. Commun.* **7** 13786
- [46] Duan X C, Zhou M K, Deng X B, Yao H B, Shao C G, Luo J, Hu Z K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 023001
- [47] Rosi G, D'Amico G, Cacciapuoti L, Sorrentino F, Prevedelli M, Zych M, Brukner Č, Tino G M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15529
- [48] Tang B, Zhou L, Xiong Z Y, Wang J, Zhan M S 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 093109

- [49] Peng W C, Zhou L, Long S T, Wang J, Zhan M S 2014 *Opt. Lett.* **39** 2998
- [50] Yim S H, Lee S B, Kwon T Y, Park S E 2014 *Appl. Phys. B* **115** 491
- [51] Weitz M, Young B C, Chu S 1994 *Phys. Rev. A* **50** 2438
- [52] Li R B, Zhou L, Wang J, Zhan M S 2009 *Opt. Commun.* **282** 1340
- [53] Wang K, Yao Z W, Li R B, Lu S B, Chen X, Wang J, Zhan M S 2016 *Appl. Opt.* **55** 989
- [54] Louchet-Chauvet A, Farah T, Bodart Q, Clairon A, Landragin A, Merlet S, Pereira Dos Santos F 2011 *New J. Phys.* **13** 065025
- [55] Schkolnik V, Leykauf B, Hauth M, Freier C, Peters A 2015 *Appl. Phys. B* **120** 311
- [56] Zhou M K, Luo Q, Chen L L, Duan X X, Hu Z K 2016 *Phys. Rev. A* **93** 043610
- [57] Hu J G, Chen X, Fang J, Zhou L, Zhong J G, Wang J, Zhan M S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023618
- [58] Lévéque T, Gauguet A, Michaud F, Pereira Dos Santos F, Landragin A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 080405
- [59] Malossi N, Bodart Q, Merlet S, Lévéque T, Landragin A, Pereira Dos Santos F 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013617
- [60] Rocco E, Palmer R N, Valenzuela T, Boyer V, Freise A, Bongs K 2014 *New J. Phys.* **16** 093046
- [61] Biedermann G W, Wu X, Deslauriers L, Takase K, Kasevich M A 2009 *Opt. Lett.* **34** 347
- [62] Biedermann G W 2007 *Ph. D. Dissertation* (California: Stanford University)
- [63] Song H W, Zhong J Q, Chen X, Zhu L, Wang Y P, Wang J, Zhan M S 2016 *Opt. Express* **24** 28392
- [64] McGuirk J M 2001 *Ph. D. Dissertation* (California: Stanford University)
- [65] Foster G T, Fixler J B, McGuirk J M, Kasevich M A 2002 *Opt. Lett.* **27** 951
- [66] Stockton J K, Wu X, Kasevich M A 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033613
- [67] Rosi G, Cacciapuoti L, Sorrentino F, Menchetti M, Prevedelli M, Tino G M 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 013001
- [68] Barrett B, Antoni-Micollier L, Chichet L, Battelier B, Gominet P A, Bertoldi A, Bouyer P, Landragin A 2015 *New J. Phys.* **17** 085010
- [69] Pereira Dos Santos F 2015 *Phys. Rev. A* **91** 063615
- [70] Wang Y P, Zhong J Q, Chen X, Li R B, Li D W, Zhu L, Song H W, Wang J, Zhan M S 2016 *Opt. Commun.* **375** 34
- [71] Damour T 1996 *Class. Quantum Grav.* **13** A33
- [72] Chen X, Zhong J Q, Song H W, Zhu L, Wang J, Zhan M S 2014 *Phys. Rev. A* **90** 023609
- [73] Hu J G, Chen X, Fang J, Zhou L, Zhong J Q, Wang J, Zhan M S 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023618
- [74] Kovachy T, Asenbaum P, Overstreet C, Donnelly C A, Dickerson S M, Sugarbaker A, Hogan J M, Kasevich M A 2015 *Nature* **528** 530
- [75] Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 111102
- [76] Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, Kasevich M A 2008 *Phys. Rev. D* **78** 042003
- [77] Hartwig J, Abend S, Schubert C, Schlippert D, Ahlers H, Posso-Trujillo K, Gaaloul N, Ertmer W, Rasel E M 2015 *New J. Phys.* **17** 035011
- [78] Chaibi W, Geiger R, Canuel B, Bertoldi A, Landragin A, Bouyer P 2016 *Phys. Rev. D* **93** 021101
- [79] Zhou L, Xiong Z Y, Yang W, Tang B, Peng W C, Hao K, Li R B, Liu M, Wang J, Zhan M S 2011 *Gen. Relat. Gravit.* **43** 1931
- [80] Müntinga, Ahlers H, Krutzik M, Wenzlawski A, Arnold S, Becker D, Bongs K, Dittus H, Duncker H, Gaaloul N, Gherasim C, Giese E, Grzeschik C, Hänsch W T, Hellmig O, Herr W, Herrmann S, Kajari E, Kleinert S, Lämmerzahl C, Lewoczko-Adamczyk W, Malcolm J, Meyer N, Nolte R, Peters A, Popp M, Reichel J, Roura A, Rudolph J, Schiemangk M, Schneider M, Seidel S T, Sengstock K, Tamme V, Valenzuela T, Vogel A, Walser R, Wendrich T, Windpassinger P, Zeller W, van Zoest T, Ertmer W, Schleich W P, Rasel E M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093602
- [81] Altschul B, Bailey Q G, Blanchet L, Bongs K, Bouyer P, Cacciapuoti L, Capozziello S, Gaaloul N, Giulini D, Hartwig J, Iess L, Jetzer P, Landragin A, Rasel E, Reynaud S, Schiller S, Schubert C, Sorrentino F, Sterr U, Tasson J D, Tino G M, Tuckey P, Wolf P 2015 *Adv. Space Res.* **55** 501
- [82] Aguilera D N, Ahlers H, Battelier B, Bawamia A, Bertoldi A, Bondarescu R, Bongs K, Bouyer P, Braxmaier C, Cacciapuoti L, Chaloner C, Chwalla M, Ertmer W, Franz M, Gaaloul N, Gehler M, Gerardi D, Gesa L, Gürlebeck N, Hartwig J, Hauth M, Hellmig O, Herr W, Herrmann S, Heske A, Hinton A, Ireland P, Jetzer P, Johann U, Krutzik M, Kubelka A, Lämmerzahl C, Landragin A, Lloro I, Massonnet D, Mateos I, Milke A, Nofrarias M, Oswald M, Peters A, Posso-Trujillo K, Rasel E, Rocco E, Roura A, Rudolph J, Schleich W, Schubert C, Schuldt T, Seidel S, Sengstock K, Sopuerta C F, Sorrentino F, Summers D, Tino G M, Trenkel C, Uzunoglu N, von Klitzing W, Walser R, Wendrich T, Wenzlawski A, Weßels P, Wicht A, Wille E, Williams M, Windpassinger P, Zahzam N 2014 *Class. Quantum Grav.* **31** 115010
- [83] Williams J, Chiow S W, Yu N, Müller H 2016 *New J. Phys.* **18** 025018
- [84] Dong S, Cui Y, Shen C Y, Wu Y W, Tey M K, You L, Gao B 2016 *Phys. Rev. A* **94** 062702
- [85] Zeng Y, Xu P, He X D, Liu Y Y, Liu M, Wang J, Papoulias D J, Shlyapnikov G V, Zhan M S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 160502
- [86] Luo X Y, Zou Y Q, Wu L N, Liu Q, Han M F, Tey M K, You L 2017 *Science* **355** 620
- [87] Gao D F, Wang J, Zhan M S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 042106

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements****Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers<sup>\*</sup>**Wang Jin<sup>1)2)†</sup> Zhan Ming-Sheng<sup>1)2)</sup>1) (*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)2) (*Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

(Received 8 April 2018; revised manuscript received 12 June 2018)

**Abstract**

The equivalence principle is one of the two basic assumptions of general relativity. It is the extension of weak equivalence principle. At present, a lot of experiments have tested the weak equivalence principle within a certain accuracy. However, the new theories that unify the gravity and the standard model require the weak equivalence principle to be broken, so the highly accurate test of the weak equivalence principle has important scientific significance. The test of the weak equivalence principle using microscopic particles complements and extends that using macroscopic objects. In this paper, the principle of the atomic interferometer is introduced, and the history and status quo of experimental study on weak equivalence principle of microscopic particles using atomic interferometer are reviewed. The precision of experiments using different-mass atoms is improved from  $10^{-7}$  to  $10^{-8}$ , the precision of experiment using different spin-orientation atoms reaches the level of  $10^{-7}$ , and the precision of quantum test using superposition-state atoms reaches the level of  $10^{-9}$ . The key problems in the weak equivalence principle test using dual-species atom interferometers are summarized. Advances have been made in vibration noise suppression, frequency shift and phase noise suppression of Raman laser, four-wave double-diffraction Raman-transition atom interference, signal detection and data processing. The development of long-baseline atom interferometers for improving the free evolution time of atoms has progressed. The precision of demonstration experiment of weak equivalence principle test using atom interferometers in weightlessness reaches  $10^{-4}$  level. The space plan for atom interferometer based weak equivalence principle test is also gradually implemented. The test precision of microparticles' weak equivalence principle using long-baseline atom interferometers or space atom interferometers is expected to reach the level of  $10^{-15}\text{--}10^{-17}$  in the future.

**Keywords:** weak equivalence principle test, atom interferometer, precision measurement**PACS:** 04.80.Cc, 37.25.+k, 04.20.-q**DOI:** 10.7498/aps.67.20180621

---

\* Project supported by the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91536221, 91736311) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0302002).

† Corresponding author. E-mail: wangjin@wipm.ac.cn

高准确度的钙离子光频标

管桦 黄垚 李承斌 高克林

$^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standards with high accuracy

Guan Hua Huang Yao Li Cheng-Bin Gao Ke-Lin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 164202 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180876

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180876>

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

[基于高精细度光腔锁频激光的分子吸收光谱测量](#)

Measurement of molecular absorption spectrum with a laser locked on a high-finesse cavity

物理学报.2018, 67(10): 104206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172532>

[2.0  \$\mu\text{m}\$ 附近模拟呼吸气体中  \$^{13}\text{CO}\_2\$ / \$^{12}\text{CO}\_2\$  同位素丰度的高精度实时在线测量](#)

Highly precise and real-time measurements of  $^{13}\text{CO}_2$ / $^{12}\text{CO}_2$  isotopic ratio in breath using a 2  $\mu\text{m}$  diode laser

物理学报.2018, 67(6): 064206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171861>

[基于TDLAS技术的水汽低温吸收光谱参数测量](#)

Measuring spectral parameters of water vapor at low temperature based on tunable diode laser absorption spectroscopy

物理学报.2017, 66(20): 204204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204204>

[利用传输腔技术实现镱原子光钟光晶格场的频率稳定](#)

Transfer cavity scheme for stabilization of lattice laser in ytterbium lattice clock

物理学报.2017, 66(16): 164205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.164205>

[基于单个量子级联激光器的大气多组分测量方法](#)

Detection of atmospheric multi-component based on a single quantum cascade laser

物理学报.2017, 66(9): 094203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.094203>

## 专题: 精密测量物理

## 高准确度的钙离子光频标\*

管桦<sup>1)2)</sup> 黄垚<sup>1)2)</sup> 李承斌<sup>1)2)</sup> 高克林<sup>1)2)3)†</sup>

1)(中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子物理国家重点实验室, 武汉 430071)

2)(中国科学院武汉物理与数学研究所, 中国科学院原子频标重点实验室, 武汉 430071)

3)(中国科学院冷原子物理中心(武汉), 武汉 430071)

(2018年5月3日收到; 2018年6月5日收到修改稿)

近年来, 冷原子技术和激光技术促进了高精度光频标的发展, 有望在建立时间基准、推动基础研究和满足国家需求等方面发挥重要的作用。本文介绍了中国科学院武汉物理与数学研究所近年来在高准确度钙离子( $^{40}\text{Ca}^+$ )光频标研究方面的进展: 采用新的ULE腔系统, 实现了729 nm钟跃迁激光器1—100 s的频率稳定性均优于 $2 \times 10^{-15}$ , 通过对外场和环境效应的控制及克服, 特别是囚禁离子运动效应的抑制, 获得单个钙离子光频标的不确定度优于 $5.5 \times 10^{-17}$ ; 通过两台光频标的比对, 测得20000 s的稳定性也进入 $10^{-17}$ 量级; 基于高精度钙离子光频标平台, 进行了相关精密测量的工作, 包括: 基于全球定位系统的超高精度远程光频绝对值测量方案, 第二次测量了钙离子的光频跃迁绝对值, 该测量结果再次被国际时间频率咨询委员会采纳, 更新了钙离子的频率推荐值; 精确测量了钙离子的钟跃迁魔幻波长, 由此提出新型的全光囚禁离子光频标的方法; 精密测量了钙离子的亚稳态寿命等参数。以上工作推动了基于冷原子的精密测量工作。

**关键词:** 光频标, 精密测量, 钙离子, 魔幻波长**PACS:** 42.62.Fi, 37.10.Ty, 43.58.Hp**DOI:** 10.7498/aps.67.20180876

## 1 引言

频率和时间的研究对精密和准确的不断追求, 是推动物理科学发展的动力。原子分子跃迁频率的精密测量不但可以为基础科学研究(如物理、化学、生物)和先进技术应用(如等离子体诊断、天文学观测、信息通信)等领域的发展提供所需的高精度原子分子数据, 而且也可以为检验物理学基本理论和定律(如量子力学、相对论、宇宙学等)、测量物理常数(如精细结构常数 $\alpha$ )提供精密的实验手段。

人们对频率精度的追求没有止境。冷原子物理和激光稳频及飞秒光梳技术的发展推动了冷原子光频标的飞速进展。相对于微波频率( $10^{10}$  Hz)而言, 光频率( $10^{14}$ — $10^{15}$  Hz)要高出数个量级, 通

过增加谱线的品质因子( $Q$ 值)可以实现频标稳定度的提高, 同时通过缩短测量时间提高测量的不确定度, 光频标的不确定度和稳定度有望达到 $10^{-18}$ , 建成高精度光频标是国际上众多科学家的奋斗目标<sup>[1]</sup>。

光频标的发展基于优良的原子体系和精密的探测系统。随着囚禁冷离子光频标和光晶格冷原子光频标的出现, 光频标取得了突破性进展。

在囚禁冷却离子量子体系中众多的光频测量的候选离子( $\text{Ba}^+$ ,  $\text{Sr}^+$ ,  $\text{Ca}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Yb}^+$ ,  $\text{In}^+$ ,  $\text{Tl}^+$ ,  $\text{Ga}^+$ 和 $\text{Al}^+$ 等)中,  $\text{Hg}^+$ <sup>[2]</sup>,  $\text{Sr}^+$ <sup>[3,4]</sup>,  $\text{Yb}^+$ <sup>[5]</sup>,  $\text{Al}^+$ <sup>[6]</sup>和 $\text{Ca}^+$ <sup>[7]</sup>作为光频标的窄光学跃迁的测量已取得了很好的进展。其中, 德国技术物理研究院(PTB)的 $\text{Yb}^+$ 离子光频标的系统不确定度达到了 $3 \times 10^{-18}$ <sup>[8]</sup>, 是目前离子光频标的最高水平。

\* 国家自然科学基金(批准号: 91336211, 11474318, 11622434, 11774388)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB821301, 2005CB724502)和中国科学院先导专项(批准号 XDB21030100)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: [klgao@wipm.ac.cn](mailto:klgao@wipm.ac.cn)

而冷中性原子体系中大都选择了Sr<sup>[9,10]</sup>, Yb<sup>[11]</sup>和Hg<sup>[12]</sup>等。目前美国国家技术标准局(NIST), PTB、英国国家物理实验室(NPL)、加拿大国家研究院(NRC)、法国巴黎天文台、美国天文联合实验室(JILA)、日本东京大学和日本通讯研究所(NICT)等都在开展激光冷却的Sr原子光频标的探索。JILA经过详细研究各种系统效应,所研制的Sr原子光频标的系统不确定度为 $2 \times 10^{-18}$ <sup>[13]</sup>,三维光晶格中两团原子的频率差值测量精度达到 $5 \times 10^{-19}$  (1 h)<sup>[14]</sup>;日本东京大学采用低温光晶格光频标方案,系统不确定度为 $7.2 \times 10^{-18}$ ,两套光频标的统计一致性达到 $2 \times 10^{-18}$ <sup>[15]</sup>;NIST的Yb原子光频标的稳定度达到 $1.6 \times 10^{-18}$  (7 h平均)<sup>[16]</sup>.

我国也开展了光频标的研究,如Sr, Yb, Ca, Hg, Hg<sup>+</sup>, Al<sup>+</sup>和Ca<sup>+</sup>等。中国科学院武汉物理与数学研究所(以下简称武汉物数所,WIPM)实现了不确定度和稳定度(20000 s)均达到 $10^{-17}$ 的Ca<sup>+</sup>光频标<sup>[17]</sup>;中国计量科学研究院实现了Sr光频标的闭环锁定和频率测量<sup>[18]</sup>;华东师范大学和WIPM都先后实现了Yb光频标的闭环锁定<sup>[19,20]</sup>;中国科学院国家授时中心实现了Sr光频标的闭环锁定<sup>[21]</sup>;WIPM和华中科技大学的Al<sup>+</sup>光频标、中国科学院上海光学精密机械研究所(以下简称上海光机所)的Hg光频标和国防科技大学的Hg<sup>+</sup>光频标研究也在单元技术上取得了突破<sup>[22-25]</sup>。此外,在主动光频标研究方面,北京大学也取得了突破<sup>[26]</sup>。

Ca<sup>+</sup>只有一个价电子,能级结构比较简单,激光冷却和钟跃迁探测所需的激光均可采用半导体激光器直接得到。因此,Ca<sup>+</sup>离子光频标和量子信息的研究工作在国际上得到了广泛的重视<sup>[7,27,28]</sup>。奥地利Innsbruck大学在线形阱中对Ca<sup>+</sup>离子的光频测量的不确定度到达 $2.4 \times 10^{-15}$ <sup>[7]</sup>,日本NICT在微型Paul阱中对Ca<sup>+</sup>离子的光频测量的不确定度达到 $2.2 \times 10^{-15}$ <sup>[28]</sup>。WIPM经过多年努力,实现了单个钙离子的稳定囚禁和有效冷却<sup>[29]</sup>,采用Pound-Drever-Hall(PDH)方法<sup>[30]</sup>将729 nm钟跃迁激光器锁定到超稳腔上,实现了钟跃迁激光器线宽压窄和长稳锁定<sup>[31]</sup>。在此基础上,实现了钙离子光频标的锁定,进行了系统误差的评估<sup>[32]</sup>,并利用全球定位系统(GPS)进行了高精度远程光频绝对值测量<sup>[33]</sup>。

近年来,采用新的超低膨胀系数(ULE)腔系统,实现了729 nm钟跃迁激光器1—100 s的频率稳定度优于 $2 \times 10^{-15}$ <sup>[34]</sup>,通过对钙离子的冷却和精密操控以及外场和环境效应的控制及克服,将单个钙离子光频标的不确定度降低至 $5.5 \times 10^{-17}$ <sup>[17]</sup>;开展两台光频标的比对,测得20000 s稳定度达到 $7 \times 10^{-17}$ 量级<sup>[17]</sup>;基于高精度钙离子光频标平台,进行了相关精密测量的工作,包括:基于GPS系统的超高精度远程光频绝对值测量方案,再次测量了钙离子的光频跃迁绝对值<sup>[17]</sup>;精确测量了钙离子的钟跃迁魔幻波长<sup>[35]</sup>和亚稳态寿命<sup>[36-38]</sup>。推动了基于冷却钙离子的精密测量研究。

## 2 $^{40}\text{Ca}^+$ 光频标结构简介

$^{40}\text{Ca}^+$ 光频标主要由三个部分组成:离子阱系统、光学系统以及飞秒光梳测量系统。总体结构如图1所示。以下介绍离子阱系统和光学系统,飞秒光梳测量系统将在第3节绝对频率测量部分介绍。

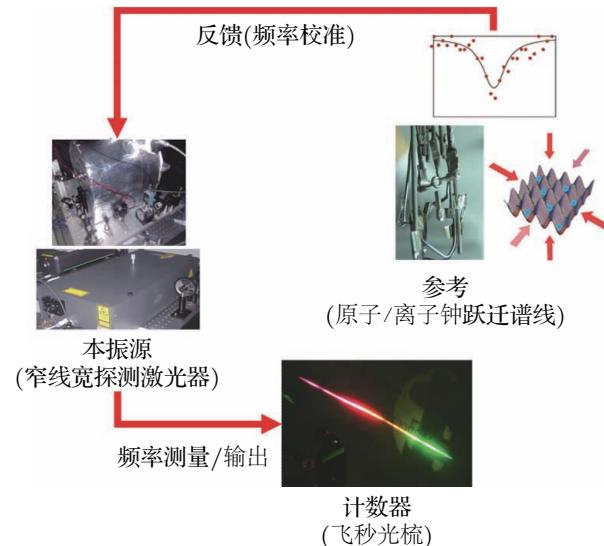


图1 钙离子光频标结构图

Fig. 1. Overall schematic diagram of the experimental setup.

与 $^{40}\text{Ca}^+$ 光频标相关的能级结构见图2。 $^{40}\text{Ca}^+$ 的核自旋为0,因此 $^{40}\text{Ca}^+$ 能级只有精细结构,没有超精细结构。 $4s\ ^2\text{S}_{1/2}-3d\ ^2\text{D}_{5/2}$ 光频跃迁自然线宽约为0.14 Hz<sup>[39,40]</sup>,谱线Q值高达 $10^{15}$ ,因此非常适合作为光频标的参考谱线。

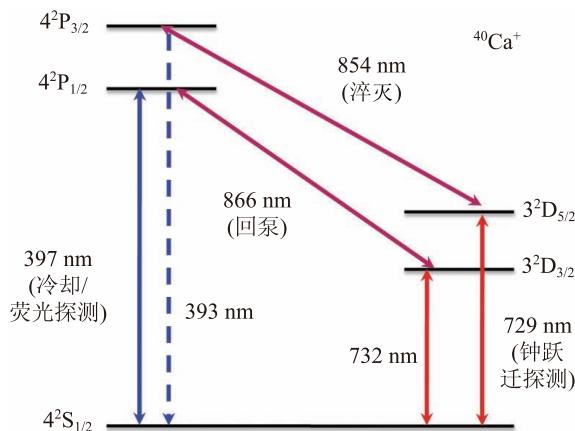


图2 与光频标相关的 $^{40}\text{Ca}^+$ 各能级及相关跃迁对应的激光波长

Fig. 2. Partial energy level diagram of  $^{40}\text{Ca}^+$  showing the principal transitions used in cooling, repumping and probing of the reference 729 nm transitions.

## 2.1 离子阱系统

### 2.1.1 离子阱

在我们的实验中,  $^{40}\text{Ca}^+$  困禁于离子阱中<sup>[29]</sup>。如图3所示, 离子阱由一个直径1.4 mm的环电极和两个帽电极(间距为2 mm)构成。离子的囚禁射频囚禁, 囚禁频率通常在10—30 MHz之间选择。离子在阱中会受到杂散电场的影响而产生附加微运动, 对离子的长时间囚禁和光谱测量带来影响。我们通过在一对相互垂直的补偿电极上加直流电压实现对附加微运动的抑制。离子阱真空系统的本底真空优于 $2 \times 10^{-8}$  Pa。



图3 微型 Paul 阵

Fig. 3. The miniature Paul trap.

### 2.1.2 磁场精密控制

$^{40}\text{Ca}^+$  光频跃迁在磁场中会分裂成10条谱线, 磁场的稳定性很大程度上会影响光频标锁定的稳定性, 尤其需要消除交流磁场的影响。实验中需要精密控制离子所在位置的磁场大小, 尽量排除外界环境磁场的扰动。 $^{40}\text{Ca}^+$  实验中, 采用双层磁屏蔽

系统, 磁屏蔽因子约为1000。为了实现 $^{40}\text{Ca}^+$ 所在位置的磁场精密调节, 磁屏蔽内安装了三对相互垂直的 Helmholtz 线圈, 通过精密调节线圈电流获得实验所需的磁场大小。

## 2.2 光学系统

### 2.2.1 光电离光学系统

实验中采用光电离方法实现钙离子的产生, 钙离子的光电离采用双光子电离, 先采用423 nm激光将 $^{40}\text{Ca}$ 原子从 $^1\text{S}_0$ 激发到 $^1\text{P}_1$ 态, 然后再利用波长小于390 nm的光将 $^{40}\text{Ca}$ 原子电离。光电离光学系统如图4所示。423 nm激光通过846 nm激光倍频获得; 390 nm光由紫外发光二极管(LED)实现。

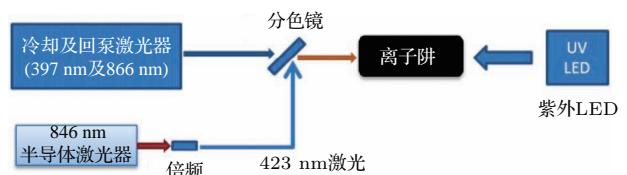


图4 离子的产生及冷却光路图

Fig. 4. Schematic diagram of ion loading and laser cooling.

### 2.2.2 激光冷却系统

实验中, 采用 $^{40}\text{Ca}^+$   $4s\ 2\text{S}_{1/2}-4p\ 2\text{P}_{1/2}$  跃迁(波长为397 nm)作为激光冷却跃迁,  $^{40}\text{Ca}^+$  处于 $4p\ 2\text{P}_{1/2}$ 态时会跃迁到 $3d\ 2\text{D}_{3/2}$ 态(概率约1/16), 从而造成激光冷却停止。因此实验中采用另外一束866 nm激光将离子从 $3d\ 2\text{D}_{3/2}$ 回泵到 $4p\ 2\text{P}_{1/2}$ 态, 从而实现冷却循环的闭合。

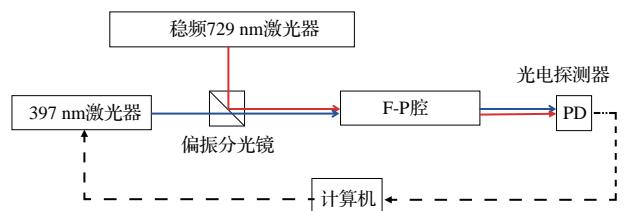


图5 传输腔稳频实验方案

Fig. 5. The 397 nm laser stabilization by a transfer cavity.

冷却光和回泵光均采用常用的半导体激光器产生。为了实现离子长时间有效的激光冷却, 需要实现对实验中所用的激光器进行稳频。由于没有合适的原子谱线作参考, 因此无法采用饱和吸收稳频的方案。早期实验中, 我们利用钙的空心阴极灯产生的光电流信号实现397 nm和866 nm激光稳频<sup>[41]</sup>, 但该方法得到的激光长稳并不理想。因此为了进一步降低激光器的长漂, 目前实验中采用传输

腔稳频技术, 利用稳定的729 nm激光作为参考, 实现了397 nm和866 nm激光的锁定(图5), 长期稳定性优于 $1 \text{ MHz/h}$ <sup>[42]</sup>.

### 2.2.3 729 nm激光系统

性能优良的钟跃迁探测激光是实现光频标光谱探测和频率锁定的重要前提。 $^{40}\text{Ca}^+$ 钟跃迁为 $4s\ ^2\text{S}_{1/2}-3d\ ^2\text{D}_{5/2}$ , 对应波长为729 nm. 实验中采用PDH方法将钛宝石激光器(MBR110, Coherent)的频率锁定到超低膨胀材料的参考腔上, 实现用了钙离子钟跃迁探测的激光器<sup>[31]</sup>.

## 3 高精度钙离子光频标的实现

### 3.1 超窄线宽钟跃迁激光器

近期, 我们采用ULE腔作为729 nm钟跃迁激光器稳频的参考腔. ULE腔长为10 cm, 细度高达200000. ULE腔放置于一台主动隔振平台(TS-140, Table Stable)上以隔离震动的影响; 为了消除温度的影响, 采用真空系统和双层温控系统;

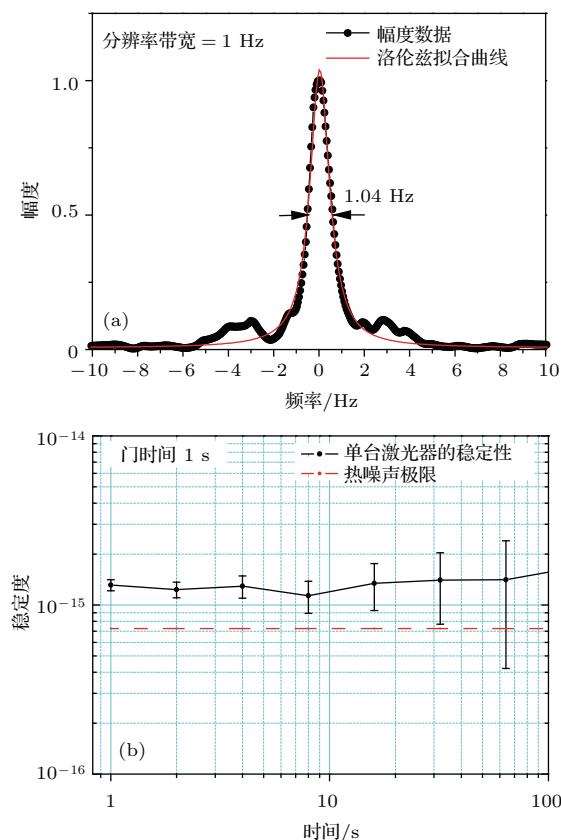


图6 (a) 两台729 nm激光器的拍频; (b) 729 nm激光器的频率稳定性

Fig. 6. (a) A 1 Hz linewidth beatnote of two 729 nm lasers; (b) the stability of the 729 nm laser.

为了隔离外界气流和噪声的影响, 实验中采用六块10 mm厚的铝板组成一个封闭空间, 将ULE腔包于其中. 实验中采用两台729 nm激光器的拍频以获得激光线宽, 约为1 Hz(图6(a)). 假定两台激光器的线宽相近, 单台激光器线宽约为0.8 Hz. 激光器的频率稳定性在1—100 s的时间内为 $2 \times 10^{-15}$ (图6(b))<sup>[34]</sup>.

由于钟跃迁激光器性能的提高, 加上对磁场系统的进一步控制(更换了屏蔽效果更佳的磁屏蔽), 离子钟跃迁Zeeman谱得到压窄, 通过10次扫描并平均, 得到线宽约为4 Hz, 比之前的结果提高了近30倍, 见图7.

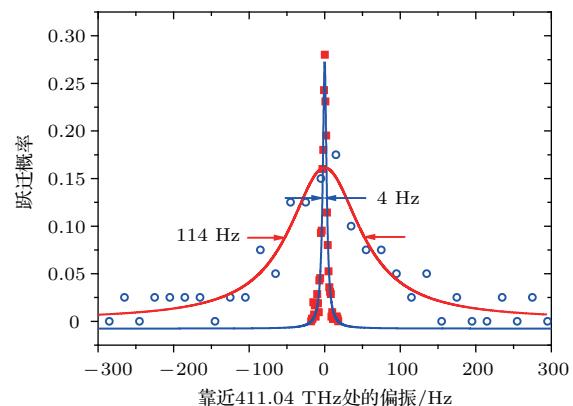


图7 729 nm钟跃迁谱线宽

Fig. 7. A 729 nm clock transition of  $^{40}\text{Ca}^+$  with 4 Hz linewidth.

### 3.2 实现两台钙离子光频标比对

建立第二套钙离子囚禁系统, 阵体全部采用无磁材料研制, 真空系统采用低磁不锈钢, 磁屏蔽系统也已安装到位. 经测试, 内部剩磁约在100 nT量级, 比第一套好约2个数量级. 由于两台光频标比对实验中, 需要固定一台光频标的射频囚禁场频率, 通过改变另外一台的射频囚禁场频率, 测量微运动效应. 因此, 新系统的射频囚禁场, 采用调节可调电容的电容值实现对射频囚禁频率的连续调节. 在此基础上用电子倍增型电荷耦合器件(EMCCD)观察离子成像以及射频光子关联技术, 对囚禁钙离子的动力学开展细致的研究, 实现囚禁系统的优化, 见图8. 通过对两台光频标比对实验的锁定参数优化, 采用探测脉冲宽度80 ms, 锁定在线宽约为10 Hz的钟跃迁谱线上, 并通过电光调制器(EOM)实现冷却激光的偏振调制. 钟的稳定性约 $1 \times 10^{-14}/\sqrt{\tau}$ , 万秒稳定性进入 $10^{-17}$ 量级<sup>[17]</sup>, 见图9.



图8 采用EMCCD观察离子成像  
Fig. 8. The picture captured by an EMCCD.

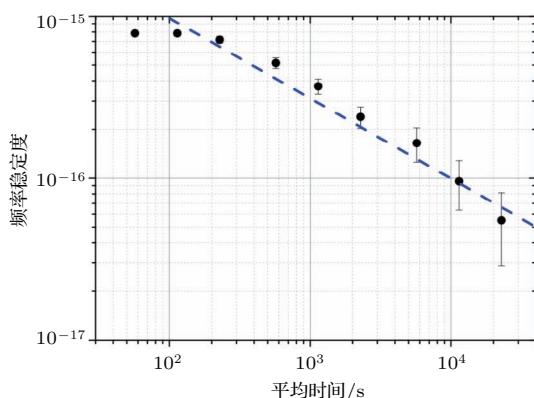


图9  $^{40}\text{Ca}^+$  离子光频标的稳定性测量  
Fig. 9. The stability of  $^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standard.

### 3.3 $^{40}\text{Ca}^+$ 光频标的系统误差评估

光频标的测量误差来源于系统误差和统计误差。为此应逐项分析系统误差来源，构建特定的实验进行测量和分析。通过合理的设计实验方案、稳定系统长时间的测量来减小统计不确定度。对于钙离子光频标，需要考虑的系统频移主要来自于离子的运动效应、环境中的电磁干扰（包括钟跃迁探测时激光引入的噪声）、黑体辐射效应、引力红移等。

热运动会引入离子的二阶 Doppler 频移及 Stark 频移，实验中根据  $^{40}\text{Ca}^+$  激光冷却后的宏运动 (secular motion) 的边带载波比，获得单离子的有效温度。同时，我们开展了细致的微运动补偿实验：采用两个阱的比对，一个阱采用“魔幻囚禁场”，同时除了射频关联测量，加上了成像测量；细致调节补偿极电压实现微运动减小。同时检测两个阱的光频差；抑制微运动。开展两套阱相同条件下的温度的测量，由此确定了黑体辐射效应。两套离子光频标的系统频移和不确定度见表1。其中一台钙离子光频标的频率不确定度为  $5.5 \times 10^{-17}$ ，在国际上是继  $\text{Hg}^+$  (NIST),  $\text{Al}^+$  (NIST),  $\text{Yb}^+$  (PTB/NPL)

表1 钙离子光频标的频率不确定度评估

Table 1. Systematic shifts and uncertainties for the evaluations of  $^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standard, all the numbers shown are in millihertz.

	光钟1		光钟2		光钟2-光钟1	
	频移	不确定度	频移	不确定度	频移	不确定度
黑体辐射: 温度	-354.5	7.8	-354.5	7.8	0.0	2.4
黑体辐射: Stark 常数	...	5.2	...	5.2	...	...
附加微运动	-17.0	17.0	0.0	4.6	17.0	17.6
宏运动造成 Stark 效应						
宏运动造成微运动引起的二阶 Doppler 效应	-6.7	3.4	0.0	0.3	6.7	3.4
宏运动造成的二阶 Doppler 效应	-7.8	3.9	-4.7	2.2	3.1	4.5
397 nm 激光造成的 ac Stark 效应	0.7	0.7	0.4	0.4	-0.3	0.8
866 nm 激光造成的 ac Stark 效应	-0.1	0.1	-0.1	0.1	0.0	0.1
854 nm 激光造成的 ac Stark 效应	-0.1	0.1	-0.1	0.1	0.0	0.1
729 nm 激光造成的 ac Stark 效应	3.0	3.0	0.3	0.3	-2.7	3.0
电四极	0.0	1.6	0.0	1.5	0.0	2.2
一阶 Zeeman	0.0	0.6	0.0	0.6	0.0	0.8
二阶 Zeeman	0.1	0.1	0.1	0.1	0.0	0.1
声光调制器引起的啁啾效应	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1
线型牵引效应	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1
碰撞效应	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1
一阶 Doppler 效应	0.0	0.1	0.0	0.1	0.0	0.1
伺服误差	15.9	8.1	16.0	8.0	0.1	8.4
引力效应					0.0	0.4
总计	-367	22	-343	14	24	21

和Sr<sup>+</sup>(NRC/NPL)离子后不确定度达到了10<sup>-17</sup>水平的第5种离子,超越了目前Cs喷泉钟的不确定度。

## 4 基于囚禁冷却<sup>40</sup>Ca<sup>+</sup>离子的精密光谱测量

### 4.1 <sup>40</sup>Ca<sup>+</sup>离子钟跃迁绝对频率的测量

目前的国际秒定义仍然参考于Cs喷泉钟,我们实验室没有该喷泉钟,为此基于GPS系统的超高精度远程光频绝对值测量方案实现钙离子

4s <sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>—3d <sup>2</sup>D<sub>5/2</sub>跃迁频率的绝对值测量。GPS系统远程高精度溯源的测量方案见图10:本地的光频直接测量装置(飞秒光梳系统)参考至本地氢原子钟(H-Maser),对它进行溯源校准分为两步进行,首先是将H-Maser通过GPS系统远程溯源到中国计量科学研究院的UTC(NIM),相应的频率校准系数通过二者间的时间差的变化率来得到;接下来将UTC(NIM)溯源到国际单位制(SI)秒定义,而相应的频率校准系数通过查询国际计量局(BIPM)定期发布的时间公报(Circular T)数据并推算得到。搭建并完善了光频测量系统,进行了42 d测量,

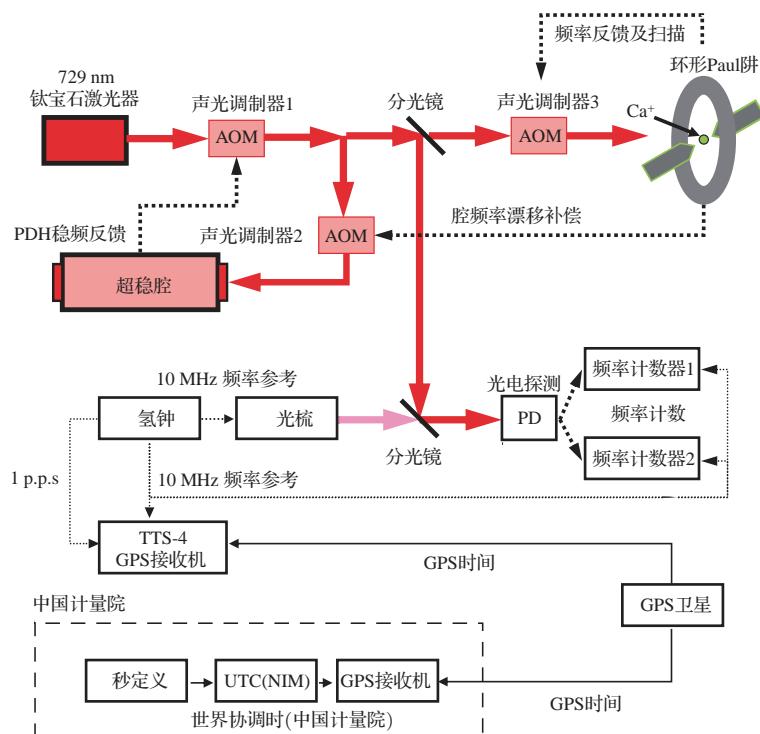


图10 <sup>40</sup>Ca<sup>+</sup>离子钟跃迁绝对频率测量方案

Fig. 10. The measurement scheme of absolute frequency of <sup>40</sup>Ca<sup>+</sup> optical frequency standard.

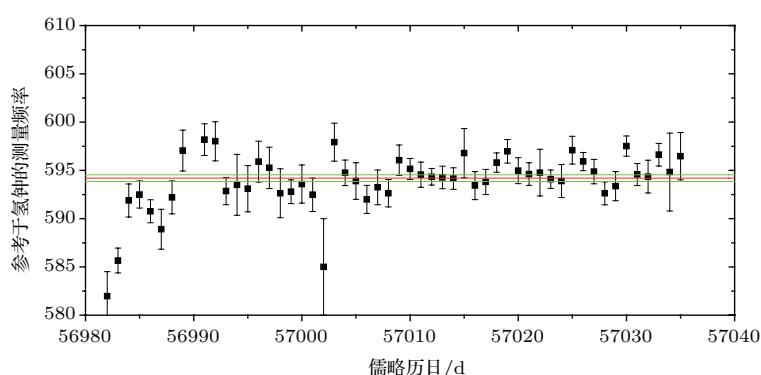


图11 <sup>40</sup>Ca<sup>+</sup>离子钟跃迁绝对频率42次测量结果

Fig. 11. Frequency measurement of the 4s <sup>2</sup>S<sub>1/2</sub>—3d <sup>2</sup>D<sub>5/2</sub> transition of <sup>40</sup>Ca<sup>+</sup> optical frequency standard (running 42 times).

表 2 钙离子光频标光频跃迁绝对频率测量结果

Table 2. Uncertainty budget for the absolute frequency measurements between November 2014 and January 2015.

贡献项	十一月		十二月		一月		总计	
	频移/Hz	不确定度/Hz	频移/Hz	不确定度/Hz	频移/Hz	不确定度/Hz	频移/Hz	不确定度/Hz
系统误差(表1)	0.37	0.02	0.37	0.02	0.37	0.02		
引力效应	1.25	0.05	1.25	0.05	1.25	0.05		
统计	0	1.3	0	0.3	0	0.4		
通过 UTC(NIM) 实现氢钟的校准	187.7	0.5	191.5	0.5	192.1	0.5		
UTC(NIM) 相对于 TAI 的精度	-0.7	0.8	-0.7	0.8	-0.4	0.9		
TAI 相对于秒定义的精度	0.29	0.11	0.22	0.11	0.24	0.16		
总计	188.9	1.6	192.6	1.0	193.5	1.2		
参考氢钟测得的频率(图12)	411042129776590.2		411042129776594.5		411042129776595.2			
测得的绝对光频	411042129776000	401.3	1.6	401.9	1.0	401.7	1.2	401.7
								1.1

其中参考氢钟获得的测量结果见图 11, 参考到 SI 秒之后的光频测量值见表 2。测得光频跃迁为: 411042129776401.7(1.1) Hz。频率测量结果被 BIPM 的国际时间频率咨询委员会会议 (CCTF20-2015) 采纳, 更新了  $^{40}\text{Ca}^+$  离子钟跃迁频率的推荐值<sup>[43]</sup>。

## 4.2 魔幻波长测量

魔幻波长是指在特定波长的激光作用下, 原子/离子/分子上下两个能级具有相同的偶极极化率, 激光所引入的 ac Stark 频移为零时对应的波长。魔幻波长在量子态操控以及精密光谱方面具有广泛的应用, 基于魔幻波长发展起来的光晶格原子频标是原子光频标的一个重要发展方向。

在  $^{40}\text{Ca}^+$  离子光频标锁定的情况下, 引入另外一束激光, 测量该激光造成的  $^{40}\text{Ca}^+$  离子钟跃迁的

ac Stark 效应, 当 ac Stark 效应为零时, 引入激光的波长即为  $^{40}\text{Ca}^+$  离子光频标钟跃迁对应的魔幻波长, 利用该魔幻波长激光实现离子的全光囚禁, 可以消除射频囚禁中由于离子的附加微运动造成的频移。采用以上实验方案, 我们测量了  $^{40}\text{Ca}^+$  离子钟跃迁对应的魔幻波长(图 12), 并分析了系统误差(表 3)。测量结果为  $3d\ ^2\text{D}_{5/2}$  态  $|m| = 1/2$  的魔幻波长  $\lambda_{|m_j|=1/2} = 395.7992(7)$  nm,  $3d\ ^2\text{D}_{5/2}$  态  $|m| = 3/2$  的魔幻波长  $\lambda_{|m_j|=3/2} = 395.7990(7)$  nm, 与理论计算值相符合<sup>[44]</sup>。基于此魔幻波长, 得到  $4s\ ^2\text{S}_{1/2}$ — $4p\ ^2\text{P}_{1/2}$  和  $4s\ ^2\text{S}_{1/2}$ — $4p\ ^2\text{P}_{3/2}$  跃迁的振子强度比为 2.009(4), 不确定度为  $2.0 \times 10^{-3}$ , 为原子精细结构的研究提供了实验依据。同时提出实现全光(魔幻波长)的囚禁多离子的体系以提高囚禁离子光频标的稳定性<sup>[35]</sup>。

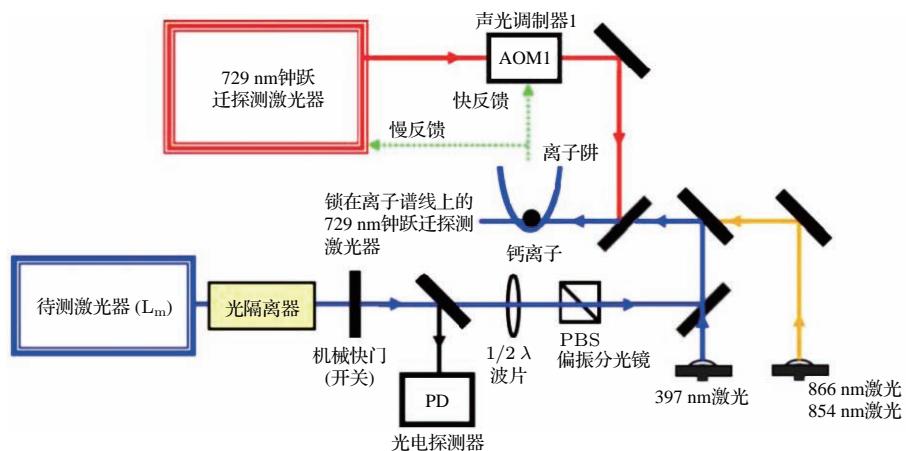


图 12 钙离子光频标光频跃迁魔幻波长测量方案

Fig. 12. Schematic diagram of the magic wavelength measurement setup.

表 3 魔幻波长测量的不确定度分析

Table 3. The uncertainty budget of the magic wavelength measurement.

系统误差项	偏移/pm	不确定度/pm
激光光谱纯度	0	0.60
激光线偏纯度	0	0.01
二阶 Doppler 及 Stark 频移	0.01	0.01
波长计测量误差	0	0.06
统计	...	0.20
总计	0.01	0.7

### 4.3 3d $^2\text{D}_{3/2}$ 和 3d $^2\text{D}_{5/2}$ 态寿命测量

到目前为止 3d  $^2\text{D}_{3/2}$  态寿命很少有实验测量, 新近测量的单个钙离子的寿命为 1.176(11) s 与理论计算结果 1.196(10) s<sup>[40]</sup> 不符, 我们用量子跃迁测量囚禁冷却于 Paul 阵中的单个  $^{40}\text{Ca}^+$  离子, 采用有效的态制备和读出时序, 并开展系统误差(866 nm 激光的光强、同本底残余气体的碰撞、离子加热和统计误差等)的分析, 通过采用对离子状态时时修正的方法, 精确测得其寿命为 1.195(8) s, 该结果与理论计算结果<sup>[40]</sup>一致。

我们采用高效量子态探测方法以及高精度高同步脉冲时序, 有效测量囚禁在 Paul 阵中的单个  $^{40}\text{Ca}^+$  离子的跃迁谱线, 获得了钙离子 3d  $^2\text{D}_{5/2}$  态寿命, 结果为 1.174(10) s<sup>[37]</sup>. 在此基础上, 通过增加测量的样本数减小统计误差, 同时系统地分析了诸如 866 nm 激光功率、同残余本底气体碰撞以及离子加热和统计误差等, 并对激光成分不纯等问题进行改进, 进一步减小了测量的系统误差, 测得了 3d  $^2\text{D}_{5/2}$  态的寿命为 1.1650(27) s<sup>[38]</sup>, 该结果与新近在线形离子阱的结果 1.168(7) s<sup>[39]</sup> 和 1.168(9) s<sup>[40]</sup> 一致. 结合分支比的测量, 得到 4s  $^2\text{S}_{1/2}$ —3d  $^2\text{D}_{5/2}$  跃迁的四极跃迁矩阵元为  $7.936(26)\text{ea}_0^2$ <sup>[38]</sup>.

## 5 总结与展望

近年来, 我们采用新的 ULE 腔系统, 通过细致的温度、振动以及光学控制, 实现了 729 nm 钟跃迁激光器 1—100 s 的频率稳定度均优于  $2 \times 10^{-15}$ ; 开展了两台光频标的比对实验, 通过对外场和环境效应的控制及克服, 特别是囚禁离子微运动

的抑制, 将单个钙离子光频标的不确定度降低至  $5.5 \times 10^{-17}$ ; 20000 s 稳定度达到  $7 \times 10^{-17}$ ; 基于高精度钙离子光频标平台, 进行了相关精密测量的工作, 包括: 基于 GPS 系统的超高精度远程光频绝对值测量方案, 再次测量了钙离子的光频跃迁绝对值; 精确测量了钙离子的钟跃迁魔幻波长和亚稳态寿命。

光频标的研发是对精密极限的挑战. 我们一是发展更高精度的钙离子光频标: 目前限制钙光频标精确度的主要根源, 在于囚禁离子运动效应、黑体辐射效应和伺服系统误差等. 需要考虑更有效的冷却方法、黑体辐射效应、量子投影噪声、广义相对论效应和重力效应等. 同时研究突破限制的激光线宽的机理, 进一步减小激光线宽, 在此基础上, 研制出不确定为  $10^{-18}$  的钙离子光频标.

单离子光频标和光晶格原子光频标均发展很快, 能否结合各自的优点, 开展新型光频标的研究; 探索如何达到和超越标准量子极限.

同时, 应开展高精度频标的应用研究: 通过光频网的传输比对, 实现光频的比值测量, 给出更高精度的光频测量值, 使我国在国际单位制秒的重新定义上做出我们的贡献; 利用高精度频标和时频传递网技术, 实现基于时间频率的基本物理定律检验和基本物理常数测量, 开展重力梯度和引力效应的细致探索; 光频标驾驭微波频标研制出性能最好的守时系统; 为建立更高性能的时频系统奠定基础; 实现空间光频标, 为未来的全球定位系统奠定基础.

作者感谢研究组的学生刘培亮、边武、邵虎、宋红芳、王淼、曾孟彦、张宝林、张华青等的努力工作, 朱熙文、黄贵龙、李交美、黄学人、郭彬、范浩权、刘曲、曹健、欧保全、屈万成、舒华林、朱艳舞和张志飞的早期工作以及张炜、赵研英和魏志义的光频测量的早期合作; 感谢史庭云、唐丽艳、唐永波、马龙生、李天初、梁坤、J. Mitroy、B. Sahoo、李瑛和陈李生的合作; 感谢叶军、K. Matsubara、P. Gill、J. Bergquist、王义道、叶朝辉、罗俊、王育竹、李家明、詹明生、方占军、严宗朝和李朝红等的讨论和建议.

## 参考文献

- [1] Bergquist J C, Jefferts S R, Wineland D J *2001 Phys. Today* **54** 37

- [2] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, Chou C W, Brusch A, Lorini L, Oskay W H, Drullinger R E, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Swann W C, Newbury N R, Itano W M, Wineland D J, Bergquist J C **2008** *Science* **319** 1808
- [3] Margolis H, Barwood G P, Huang G, Klein H A, Lea S N, Szymaniec K, Gill P **2004** *Science* **306** 1355
- [4] Madej A A, Dubé P, Zhou Z, Bernard J E, Gertsvolf M **2012** *Phys. Rev. Lett.* **109** 203002
- [5] Huntemann N, Okhapkin M, Lipphardt B, Weyers S, Tamm C, Peik E **2012** *Phys. Rev. Lett.* **108** 090801
- [6] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T **2010** *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802
- [7] Chwalla M, Benhelm J, Kim K, Kirchmair G, Monz T, Riebe M, Schindler P, Villar A S, Hansel W, Roos C F, Blatt R, Abgrall M, Santarelli G, Rovera G D, Laurent Ph. **2009** *Phys. Rev. Lett.* **102** 023002
- [8] Huntemann N, Sanner C, Lipphardt B, Tamm C, Peik E **2016** *Phys. Rev. Lett.* **116** 063001
- [9] Takamoto M, Hong F, Higashi R, Katori H **2005** *Nature* **435** 321
- [10] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, Blatt S, Boyd M M, de Miranda M H G, Martin M J, Thomsen J W, Foreman S M, Ye J, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, le Coq Y, Barber Z W, Poli N, Lemke N D, Beck K M, Oates C W, Hinkley N **2008** *Science* **319** 1805
- [11] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, Schioppo M, Lemke N D, Beloy K, Pizzocaro M, Oates C W, Ludlow A D **2013** *Science* **341** 1215
- [12] McMullan J, Yi L, Mejri S, Manno S, Zhang W, Guéna J, le Coq Y, Bize S **2012** *Phys. Rev. Lett.* **108** 183004
- [13] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Bloom B J, McNally R L, Zhang W, Barrett M D, Safranova M S, Strouse G F, Tew W L, Ye J **2015** *Nat. Commun.* **6** 6896
- [14] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Darkwah Oppong N, McNally R L, Sonderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B J, Ye J **2017** *Science* **358** 90
- [15] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H **2015** *Nat. Photon.* **9** 185
- [16] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, Hinkley N, Fasano R J, Beloy K, Yoon T H, Milani G, Nicolodi D, Sherman J A, Phillips N B, Oates C W, Ludlow A D **2016** *Nat. Photon.* **11** 48
- [17] Huang Y, Guan H, Liu P, Bian W, Ma L, Liang K, Li T, Gao K **2016** *Phys. Rev. Lett.* **116** 013001
- [18] Lin Y, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B, Zang E, Sun Z, Fang F, Li T, Fang Z **2015** *Chin. Phys. Lett.* **32** 090601
- [19] Zhang X, Zhou M, Chen N, Gao Q, Han C, Yao Y, Xu P, Li S, Xu Y, Jiang Y, Bi Z, Ma L, Xu X **2015** *Laser Phys. Lett.* **12** 025501
- [20] Liu H, Zhang X, Jiang K, Wang J, Zhu Q, Xiong Z, He L, Lyu B **2017** *Chin. Phys. Lett.* **34** 020601
- [21] Wang Y, Yin M, Ren J, Xu Q, Lu B, Han J, Guo Y, Chang H **2018** *Chin. Phys. B* **27** 023701
- [22] Che H, Deng K, Xu Z, Yuan W, Zhang J, Lu Z **2017** *Phys. Rev. A* **96** 013417
- [23] Shang J, Cui K, Cao J, Wang S, Chao S, Shu H, Huang X **2016** *Chin. Phys. Lett.* **33** 103701
- [24] Zou H, Wu Y, Chen G, Shen Y, Liu Q **2015** *Chin. Phys. Lett.* **32** 054207
- [25] Fu X, Fang S, Zhao R, Zhang Y, Huang J, Sun J, Xu Z, Wang Y **2018** *Chin. Opt. Lett.* (Accepted)
- [26] Shi T, Pan D, Chang P, Shang H, Chen J **2018** *Rev. Sci. Instrum.* **89** 043102
- [27] Champenois C, Houssin M, Lisowski C, Knoop M, Hagel G, Vedel M, Vedel F **2004** *Phys. Lett. A* **331** 298
- [28] Matsubara K, Hachisu H, Li Y, Nagano S, Locke C, Nogami A, Kajita M, Hayasaka K, Ido T, Hosokawa M **2012** *Opt. Express* **20** 22034
- [29] Shu H, Guan H, Huang X, Li J, Gao K **2005** *Chin. Phys. Lett.* **22** 1641
- [30] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H **1983** *Appl. Phys. B* **31** 97
- [31] Guan H, Liu Q, Huang Y, Guo B, Qu W, Cao J, Huang G, Huang X, Gao K **2011** *Opt. Commun.* **284** 217
- [32] Huang Y, Liu Q, Cao J, Ou B, Liu P, Guan H, Huang X, Gao K **2011** *Phys. Rev. A* **84** 053841
- [33] Huang Y, Cao J, Liu P, Liang K, Ou B, Guan H, Huang X, Li T, Gao K **2012** *Phys. Rev. A* **85** 030503
- [34] Bian W, Huang Y, Guan H, Liu P, Ma L, Gao K **2016** *Rev. Sci. Instrum.* **87** 063121
- [35] Liu P, Huang Y, Bian W, Shao H, Guan H, Tang Y, Li C, Mitroy J, Gao K **2015** *Phys. Rev. Lett.* **114** 223001
- [36] Shao H, Huang Y, Guan H, Qian Y, Gao K **2016** *Phys. Rev. A* **94** 042507
- [37] Guan H, Shao H, Qian Y, Huang Y, Liu P, Bian W, Li C, Sahoo B K, Gao K **2015** *Phys. Rev. A* **91** 022511
- [38] Shao H, Huang Y, Guan H, Li C, Shi T, Gao K **2017** *Phys. Rev. A* **95** 053415
- [39] Barton P A, Donald C J S, Lucas D M, Stevens D A, Steane A M, Stacey D N **2000** *Phys. Rev. A* **62** 032503
- [40] Kreuter A, Becher C, Lancaster G P T, Mundt A B, Russo C, Häffner H, Roos C, Hänsel W, Schmidt-Kaler F, Blatt R **2005** *Phys. Rev. A* **71** 032504
- [41] Guan H, Guo B, Huang G, Shu H, Huang X, Gao K **2007** *Opt. Commun.* **274** 182
- [42] Qu W C, Huang Y, Guan H, Huang X R, Gao K L **2011** *Chin. J. Lasers* **38** 0803008 (in Chinese) [屈万成, 黄垚, 管桦, 黄学人, 高克林 2011 中国激光 **38** 0803008]
- [43] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), *Consultative Committee for Time and Frequency (CCTF) Report of the 20th Meeting (September 17–18, 2015) to the International Committee for Weights and Measures* <https://www.bipm.org/utils/common/pdf/CC/CCTF/CCTF20.pdf>
- [44] Tang Y, Qiao H, Shi T, Mitroy J **2013** *Phys. Rev. A* **87** 042517

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements** **$^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standards with high accuracy\***Guan Hua<sup>1)2)</sup> Huang Yao<sup>1)2)</sup> Li Cheng-Bin<sup>1)2)</sup> Gao Ke-Lin<sup>1)2)3)†</sup>1) (*State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)2) (*Key Laboratory of Atomic Frequency Standards, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)3) (*Center for Cold Atom Physics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China*)

(Received 3 May 2018; revised manuscript received 5 June 2018)

**Abstract**

With the development of the technologies in the lasers and the manipulation of cold atoms, the high precision optical frequency standards have been extensively studied and built in recent years. These high precision frequency standards may play an important role in establishing the new time reference, promoting the researches in the fundamental fields, fulfilling the national strategic needs, etc. In this paper, the research progress of high accuracy  $^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standard in Wuhan Institute of Physics and Mathematics (WIPM) of Chinese Academy of Sciences is presented. A new ULE super cavity is adopted for stabilizing the frequency of 729 nm clock laser, and the stability of the laser is improved now to  $2 \times 10^{-15}$  in a duration of 1–100 s. By controlling the external fields and other environmental influences, especially suppressing the micromotion effects of the trapped ion, the uncertainty of the optical frequency standard based on a single  $^{40}\text{Ca}^+$  is reduced to  $5.5 \times 10^{-17}$ . The stability of  $5 \times 10^{-17}$  in a duration of 20000 s is achieved via the comparison between two  $^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standards. Several precision measurement experiments are performed, based on the high precision  $^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standard. The absolute value of the clock transition frequency of the  $^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standard is measured second time, using an optical comb referenced to a hydrogen maser which is calibrated via GPS referenced to UTC (NIM) using the precise point positioning data-processing technique. The frequency offset of UTC (NIM) relative to the SI second can be evaluated through BIPM circular-T reports, and the newly measured value of  $4\text{s } ^2\text{S}_{1/2}-3\text{d } ^2\text{D}_{5/2}$  transition is adopted by CCTF-20, thus updating the recommended value of  $^{40}\text{Ca}^+$  optical clock transition. Besides the absolute frequency measurement, the magic wavelengths of  $^{40}\text{Ca}^+$  optical clock transition are measured precisely, and this work is a milestone for establishing all-optical trapped-ion clocks. The lifetime of the  $3\text{d } ^2\text{D}_{3/2}$  and  $3\text{d } ^2\text{D}_{5/2}$  state in  $^{40}\text{Ca}^+$  are precisely measured, too. The work mentioned above contributes to the researches of the precision measurements based on cold atomic systems.

**Keywords:** optical frequency standards, precision measurements,  $^{40}\text{Ca}^+$  ion, magic wavelengths**PACS:** 42.62.Fi, 37.10.Ty, 43.58.Hp**DOI:** 10.7498/aps.67.20180876

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91336211, 11474318, 11622434, 11774388), the National Basic Research Program of China (Grants Nos. 2005CB724502, 2012CB821301), and the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB21030100).

† Corresponding author. E-mail: klgao@wipm.ac.cn

能量天平及千克单位重新定义研究进展

李正坤 张钟华 鲁云峰 白洋 许金鑫 胡鹏程 刘永猛 由强 王大伟 贺青 谭久彬

Progress of joule balance and redifinition of Kilogram

Li Zheng-Kun Zhang Zhong-Hua Lu Yun-Feng Bai Yang Xu Jin-Xin Hu Peng-Cheng Liu Yong-Meng You Qiang Wang Da-Wei He Qing Tan Jiu-Bin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160601 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180581

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180581>

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

[频差偏差对全视场外差测量精度的影响](#)

Effect of frequency difference deviation on full-field heterodyne measurement accuracy

物理学报.2018, 67(2): 020601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171837>

[利用金刚石氮-空位色心精确测量弱磁场的探索](#)

Measurement of weak static magnetic field with nitrogen-vacancy color center

物理学报.2017, 66(23): 230601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.230601>

[相敏式激光啁啾色散光谱技术在高吸收度情况下的应用](#)

Phase sensitive chirped laser dispersion spectroscopy under high absorbance conditions

物理学报.2017, 66(12): 120601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.120601>

[利用非锁定飞秒激光实现太赫兹频率的精密测量](#)

High-precision measurement of terahertz frequency using an unstabilized femtosecond laser

物理学报.2016, 65(15): 150601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.150601>

[计算电容中 Fabry-Perot 干涉仪测量位移的相位修正方法](#)

Methode of phase correction of displacement measurement using Fabry-Perot interferometer in calculable capacitor

物理学报.2016, 65(11): 110601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.110601>

## 专题: 精密测量物理

## 能量天平及千克单位重新定义研究进展\*

李正坤<sup>1)</sup>† 张钟华<sup>1)</sup>‡ 鲁云峰<sup>1)</sup> 白洋<sup>1)</sup> 许金鑫<sup>1)</sup> 胡鹏程<sup>2)</sup> 刘永猛<sup>2)</sup>  
由强<sup>3)</sup> 王大伟<sup>2)</sup> 贺青<sup>1)</sup> 谭久彬<sup>2)</sup>

1) (中国计量科学研究院电磁所, 国家质检总局电学量子重点实验室, 北京 100029)

2) (哈尔滨工业大学超精密光电仪器工程研究所, 哈尔滨 150001)

3) (清华大学电机系, 北京 100084)

(2018年3月31日收到; 2018年6月4日收到修改稿)

质量单位千克是国际单位制7个基本单位中惟一一个仍以实物定义和复现的基本单位。作为一种实物, 其量值必然会因为环境因素及使用时的磨损而发生变化。但由于缺少更高一级的参考标准对其进行考察, 国际千克原器的真实变化情况无从得知。国际计量委员会建议采用普朗克常数对千克重新定义, 号召各个国家开展普朗克常数的精密测量研究工作, 并要求至少有三种独立方案提供有效测量数据。自20世纪70年代起, 英、美等国采用功率天平方案进行研究, 国际阿伏伽德罗常数合作组织则采用了X射线单晶硅密度的方案。为了应对国际单位制的重大变革, 2006年中国计量科学研究院提出了用能量天平法测量普朗克常数的新方案, 其特点是可避免国外方案中困难的动态测量。2013年原型实验装置研制成功, 证实了能量天平方案原理可行。此后, 中国计量科学研究院开始了新一代能量天平装置的研制。2017年5月, 中国计量科学研究院提交了普朗克常数的测量结果, 不确定度为 $2.4 \times 10^{-7}(k=1)$ , 该数据被国际科学数据委员会收入参考数据库。但由于数据的不确定度尚未进入 $10^{-8}$ 量级, 未被用于普朗克常数的定值。目前中国计量科学研究院正对几项主要的不确定度来源进行研究, 预计在未来的两年内达可到 $10^{-8}$ 量级的不确定度。

**关键词:** 普朗克常数, 千克, 能量天平, 重新定义

**PACS:** 06.20.-f, 06.20.F-, 06.20.Jr, 07.05.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180581

## 1 引言

## 1.1 对普朗克常数进行精密测量的需求和意义

基本物理常数是指真空中光速 $c$ 、普朗克常数 $h$ 等在物理学基本定律中出现的常数, 其准确值对精密物理实验极为重要。基本物理常数的精密测量与国际单位制(International System of Units, SI)也有着密切关系<sup>[1]</sup>。国际单位制是国际计量大会(General Conference of Weights and Measures, CGPM)于1960年采纳和推荐的一种单位制<sup>[2]</sup>, 应

用广泛。SI包含7个基本单位, 分别是长度单位米、时间单位秒、质量单位千克、电流单位安培、温度单位开尔文、发光强度单位坎德拉和物质的量单位摩尔, 这7个基本单位也是计量基准溯源的最终依据。

经典计量中所用的计量基准主要是实物基准, 在受到物理和化学过程的影响时, 实物基准所保存的量值会发生缓慢的变化, 已不能满足现代工业和科学的研究的要求。此外, 若实物基准由于战争、地震等灾难而被损毁, 该单位的量值也将中断而无法复现。20世纪量子物理学的光辉成就为量子基准的建立提供了重要的理论基础, 量子基准是将基本单位溯源到物理常数或量子物理效应, 不受宏观因素

\* 国家自然科学基金重大研究计划重点项目(批准号: 91536224)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: lzk@nim.ac.cn

‡ 通信作者。E-mail: zzh@nim.ac.cn

的影响, 所保存的基本单位量值不会随时间发生漂移。即使基准装置由于意外而被损毁, 采用相同的原理研制一套装置, 就可对该基本单位的量值进行重新复现。而且与实物基准相比, 量子计量基准的稳定性和准确度可以大幅度提高。因此, 量子基准取代实物基准是现代计量的趋势<sup>[3]</sup>。

在电学计量领域, 由于约瑟夫森效应 (Josephson effect, 1962 年由 B. D. Josephson 从理论上预言, 1963 年 P. W. Anderson 和 J. M. Rowell 从实验上证实)<sup>[4]</sup> 和量子化霍尔效应 (quantum Hall effect, 1980 由德国的 V. Klitzing 发现)<sup>[5]</sup> 这两项荣获诺贝尔物理学奖的科学发现, 并分别应用于量子电压基准和量子电阻基准的建立, 使得直流电压和直流电阻基准的相对不确定度从  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  提升至  $10^{-9}$ — $10^{-10}$  量级, 这充分说明了量子计量基准的巨大优越性<sup>[6]</sup>。

目前, 质量单位千克是惟一一个仍需要溯源到实物基准的 SI 基本单位, 其量值由目前存放于法国巴黎国际计量局的“国际千克原器 (International Prototype of Kilogram, IPK)” 定义和复现。IPK 是一个高度和直径均为 39 mm 的圆柱体, 其材料是 90% 铂和 10% 铷的合金, 这样可以保证其性能稳定、不易磨损<sup>[7]</sup>。国际计量局根据 IPK 的材质、形状和要求, 加工复制了一些副原器(彼此的偏差在几微克)分发给米制公约的各成员国, 作为这些国家的原器或质量基准。各国的千克原器、副原器与 IPK 每隔三、四十年才比对一次, 比对结果表明, 不同国家的铂铱合金砝码相对 IPK 的平均漂移率达到了  $50 \mu\text{g}$ , 如图 1 所示<sup>[8]</sup>。

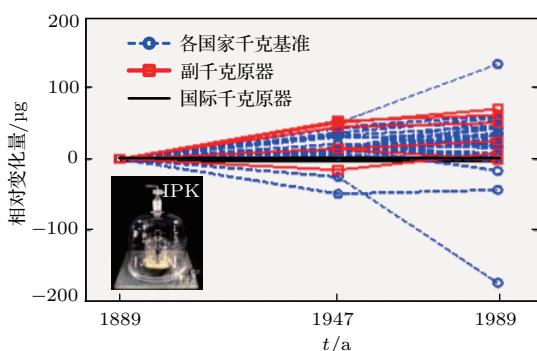


图 1 千克原器、副原器及各国质量基准的比对结果

Fig. 1. The comparison of the official copies and national copies with IPK as the reference.

在每次比对时, 认为保存在国际计量局的 IPK 未变, 而各国的千克原器和作证基准在变化。但

考虑到这些原器(砝码)的加工材料、工艺、年代与 IPK 均相差无几, 因此严格意义上说, 保存在国际计量局的 IPK 可能也已有了  $10^{-8}$  量级的变化。但由于缺少更高一级的参考, IPK 的变化情况无从得知。

此外, 由于 7 个基本单位之间互有关联, 如图 2 所示, 因此, 千克原器的变化还会对安培、坎德拉和摩尔造成影响。

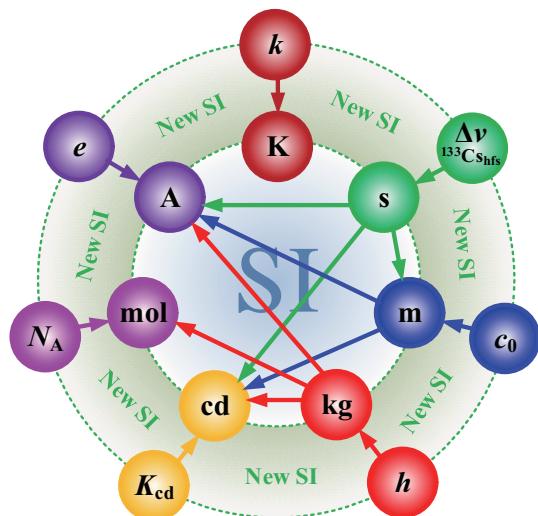


图 2 国际单位制 7 个基本单位之间的关系

Fig. 2. The relationship between 7 SI base units.

为了实现千克单位的量子化, 国际上提出了多种方案进行探索。但遗憾的是, 到目前为止还没有一种直接的量子物理效应可以用于复现质量单位千克, 而需要通过其他已经建立的量子基准实现千克单位的量子化。由于电学领域已经建立了约瑟夫森量子电压基准和量子化霍尔电阻基准, 因此自 20 世纪 70 年代以来, 国际上陆续提出了超导磁悬浮、电压天平、金离子射线收集、功率天平(国外称为 Watt Balance 或 Kibble Balance)等多种电学方案<sup>[9]</sup>, 通过特定的装置, 建立电学量与质量之间的联系。此外, 由于阿伏伽德罗常数  $N_A$  和普朗克常数  $h$  的乘积可以高准确度地测定(相对标准不确定度为  $10^{-10}$  量级), 因此 X 射线单晶硅密度法(X-ray crystal density, XRCD, 也称硅球方案)测量阿伏伽德罗常数  $N_A$  的方案也可以用来确定普朗克常数  $h$  的量值。

2005 年, 国际计量委员会 (International Committee for Weights and Measures, CIPM) 起草了关于采用基本物理常数定义部分 SI 基本单位的框架草案, 建议采用普朗克常数  $h$ 、基本电荷量  $e$ 、玻

尔兹曼常数  $k$ 、阿伏加德罗常数  $N_A$  这 4 个基本物理常数分别定义质量单位 kg、电流单位 A、温度单位 K 和物质量单位 mol (如图 2 所示)，并鼓励有能力的国家级实验室开展相关科研工作，为重新定义这四个基本单位积累实验数据。采用 SI 基本单位的新定义后，上述 4 个基本物理常数就成为无误差常数。

根据国际计量委员会单位制委员会 (Consultative Committee for Units, CCU) 的决议，千克的新定义将采用如下方式表述：千克，kg，是质量的单位。它被定义为：当普朗克常数的数值准确等于  $6.62607015 \times 10^{-34}$  Js 时的数值，其单位与  $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$  等效，此处的米和秒分别由光速和铯频率定义<sup>[10]</sup>。

根据国际计量委员会质量及相关量咨询委员会 (Consultative Committee for Mass and Related Quantities, CCM) 2013 年提出的建议，质量单位千克的新定义应当满足以下四个条件<sup>[11]</sup>：1) 一致性，至少有三种独立方案提供相对标准不确定度小于  $5 \times 10^{-8}$ ，且相互一致的测量结果；2) 不确定度，至少有一种方案的测量结果的相对标准不确定度不大于  $2 \times 10^{-8}$ ；3) 溯源性，国际计量局保存的原器和工作基准、各个普朗克常数测量装置和硅球方案所用到的标准砝码要尽可能直接地与 IPK 进行比对，即溯源至 IPK；4) 有效性，将来千克重新定义以后的复现和传递过程，要符合国际计量委员会互认协议的要求。

功率天平方案和硅球方案将千克与普朗克常数  $h$  或者阿伏伽德罗常数  $N_A$  联系起来，但就其原理而言，均不是严格意义上的量子测量，只是在其中的某个环节上应用了已有的量子基准。与约瑟夫森量子电压标准和量子化霍尔电阻基准所基于的单纯的宏观量子效应相比较，均存在着实验装置复杂、涉及的相关被测量繁多等问题，这一方面增加了研究内容的复杂程度 (英国、美国、瑞士等采用功率天平方案进行了 20—30 年不等的时间即是证明)，另一方面给后期的运行维护也造成了一定的负担。因此，客观上说上述途径均不是理想的方案，但目前的情况下，在没有发现更优的方案之前，各国也只能采用上述方案进行研究。

## 1.2 国内外研究进展及现状

关于普朗克常数  $h$  的精密测量，目前占主导地位的是硅球方案和功率天平方案，这两种方案的原

理简要介绍如下。

### 1.2.1 硅球方案

(1) 式是硅球法测量阿伏伽德罗常数  $N_A$  的原理公式<sup>[12]</sup>，

$$N_A = \frac{M_{\text{Si}} n_{\text{Si}}}{\rho_{\text{Si}} V_{\text{Si}}} = \frac{8 M_{\text{Si}}}{\rho_{\text{Si}} a^3}, \quad (1)$$

式中  $M_{\text{Si}}$  为硅摩尔质量，通过同位素稀释质谱法和多集电极耦合等离子体质谱法可准确测定； $\rho_{\text{Si}}$  为硅球的密度， $a$  为单个晶格的边长， $^{28}\text{Si}$  球的单个晶格中有 8 个硅原子，因此  $n_{\text{Si}} = 8$ 。硅球的同位素组成、质量、体积、密度及晶格参数，可通过对硅球表面原子量级的化学和物理方法测量确定；而杂质的浓度和梯度，可以红外光谱法进行修正<sup>[12]</sup>。

由于硅球的制作工艺非常复杂、成本昂贵，在 2015 年之前世界上可用于测量的硅球仅有两颗，为 2007 年由德国和澳大利亚科学家共同制作。测量时所涉及的测量技术也包含了物理学、化学等多个学科，单独靠一个国家的能力无法完成，因此德国联邦物理研究院 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB) 联合了意大利、日本、澳大利亚等国组成国际阿伏伽德罗常数合作组织 (International Avogadro Cooperation, IAC) 进行联合攻关。2011 年，IAC 发表的  $N_A$  的测量相对不确定度为  $3 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ )<sup>[12]</sup>。此后，由于测试所用的硅球受损，无法进行测量。2015 年，IAC 对硅球修复之后重新进行了测量，发表的  $N_A$  的相对不确定度为  $2 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ )<sup>[13]</sup>。2012 年，IAC 重新制作了一批硅球，同位数丰度比旧硅球有所提高，测量技术也有所更新。2017 年，IAC 和日本国家计量院 (National Metrology Institute of Japan, NMIJ) 发表了分别采用新、旧硅球测得的  $N_A$  数据，相对不确定度分别为  $1.2 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ )<sup>[14]</sup> 和  $2.4 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ )<sup>[15]</sup>，但是两者之间的相对偏差为  $5.2 \times 10^{-8}$ 。

### 1.2.2 功率天平方案

功率天平法由英国国家物理实验室 (National Physical Laboratory, NPL) 的 Kibble 博士于 1975 年提出<sup>[16]</sup>，其原理是通过一套天平装置建立机械功率和电功率之间的联系。而电功率可以溯源至约瑟夫森量子电压基准和量子化霍尔电阻基准。功率天平方案的测量过程分为两个模式：测力模式和测速度模式<sup>[17]</sup>，如图 3 所示。

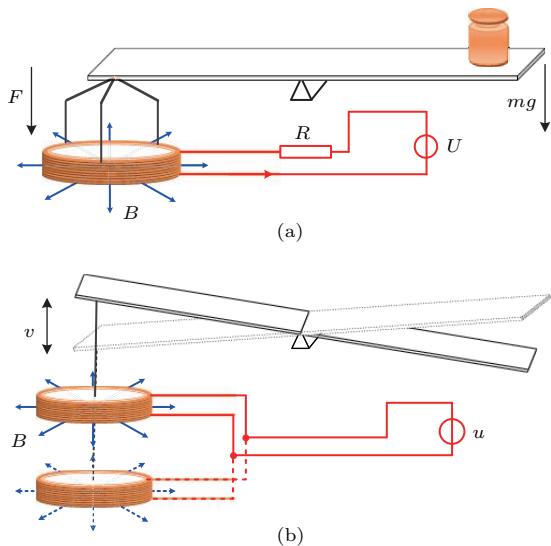


图3 功率天平方案原理 (a) 测力模式; (b) 速度模式

Fig. 3. The principle of watt balance. (a) Force phase; (b) the velocity phase.

在图3(a)所示的测力模式中,当天平平衡时,有

$$BLI = mg, \quad (2)$$

(2)式中的 $B$ 为径向磁场, $L$ 为线圈的有效长度,这两个参数都无法高准确度的测量。为了避免对它们直接进行测量,Kibble博士增加了一个速度模式。在此模式中,使线圈在磁场中以速度 $v$ 匀速运动切割磁力线,进而产生感应电动势 $\varepsilon$ , $\varepsilon$ 可用(3)式表示。其中也有 $BL$ ,由(2)式和(3)式可得(4)式。

$$BLv = \varepsilon, \quad (3)$$

$$mgv = \varepsilon I = \varepsilon \frac{U}{R}, \quad (4)$$

(4)式中的 $I$ 为测力模式中悬挂线圈通入的恒定电流值,可以通过测量悬挂相串联的采样电阻 $R$ 上的压降 $U$ ,进而通过 $I = U/R$ 得到; $\varepsilon$ 和 $U$ 可以溯源至约瑟夫森量子电压标准; $R$ 可以溯源至量子化霍尔电阻标准。这两种量子标准的量值可以由(5)式、(6)式和(7)式表示<sup>[15,16]</sup>:

$$\varepsilon = \frac{n f_1}{K_J} = \frac{n f_1}{(2e/h)}, \quad (5)$$

$$U = \frac{n f_2}{K_J} = \frac{n f_2}{(2e/h)}, \quad (6)$$

$$R = R_H(i) = \frac{R_K}{i} = \frac{(h/e^2)}{i}. \quad (7)$$

由(5)–(7)式可得<sup>[18]</sup>

$$h = \frac{4gv}{in^2 f_1 f_2} \cdot m, \quad (8)$$

(8)式中的 $h$ 为普朗克常数,目前的相对不确定度为 $10^{-7}$ 量级; $i$ 和 $n$ 为正整数; $m$ 为质量,溯源至

IPK的相对不确定度为 $10^{-9}$ 量级(假定IPK不变); $f_1, f_2$ 为频率值,相对不确定度在 $10^{-15}$ 量级; $g$ 为重力加速度,商用重力加速度仪的相对不确定度可以达到 $10^{-9}$ 量级; $v$ 为速度,可溯源至长度基准,相对不确定度也可以达到 $10^{-9}$ 量级。此式表明,理想情况下,通过(8)式(即功率天平装置),可以在 $10^{-8}$ 量级测得普朗克常数 $h$ 的值。

(8)式建立了普朗克常数 $h$ 与质量 $m$ 之间的关系,以目前IPK的值测量出普朗克常数的值,然后把 $h$ 定义成一个无误差即不确定度为0的常数。把(8)式反过来,即(9)式,就可以用 $h$ 重新定义质量 $m$ ,并用功率天平装置定期监测砝码的变化情况。

$$m = \frac{in^2 f_1 f_2}{4gv} \cdot h. \quad (9)$$

采用功率天平方案进行研究的有英国NPL、美国国家标准技术研究院(National Institute of Standards and Technology, NIST)、法国国家计量院(Laboratoire national de Métrologie et d'essais, LNE)、国际计量局(Bureau International des Poids et Mesures, BIPM)、加拿大国家研究委员会(National Research Council of Canada, NRC)、瑞士计量院(Swiss Federal Office of Metrology and Accreditation, METAS)、新西兰计量院(Measurement Standards Laboratory of New Zealand, MSL)、韩国标准科学研究院(Korea Research Institute of Standards and Science, KRISS)、土耳其计量院(Uluslararası Metroloji Enstitüsü, UME)、南非计量院(National Metrology Institute of South Africa, NMISA)和德国PTB等计量研究机构<sup>[9,19]</sup>。中国计量科学研究院(National Institute of Metrology, NIM)提出的能量天平方案,是在功率天平方案的基础上改进而来,与功率天平方案既有类似之处,也有不同之处,后续内容中将详细对比介绍<sup>[20]</sup>。

各国的研究情况概述如下。

### 1) 英国NPL

功率天平方案的原理最早是由英国的Kibble博士于1975年提出并开始研究的。英国的第一套功率天平装置MARK I在1990年达到的相对不确定度为 $2 \times 10^{-7}(k=1)$ <sup>[17]</sup>。同年提出改进方案,开始研制第二套功率天平装置MARK II,并采用钐钴(SmCo)永磁体材料作为磁场源。2007年3月发表的普朗克常数 $h$ 的相对不确定度为 $6.6 \times 10^{-8}(k=1)$ <sup>[21]</sup>。此结果与2007年美国NIST发表的功率天平测量结果存在 $3 \times 10^{-7}$ 的相对偏

差。在寻找造成与 NIST 测量结果偏差的误差源未果的情况下, NPL 管理层决定终止此项研究并将整套功率天平装置(包括约瑟夫森量子电压、量子化霍尔电阻和绝对重力仪等装置)卖给加拿大 NRC。2009 年 6 月, 就在该套装置起运前夕, NPL 的研究人员发现了可能导致这项误差及不确定度的来源, 但遗憾的是已经无法做实验进行验证。普朗克常数值变为  $6.62607123 \times 10^{-34}$  Js ( $k = 1$ ), 相对不确定度降至  $1.7 \times 10^{-7}$  ( $k = 1$ ) [18]。

2016 年, NPL 决定重新启动新一代功率天平装置的研究, 基于测振仪的原理, 主要的设计思路是单模式、小型化 [22], 目前正在进行原型机的研制工作。

## 2) 美国 NIST

继英国之后, 美国 NIST 于 1980 年开始进行功率天平方案的研究工作 [23], 截止目前已研制了四代功率天平实验装置, 相对不确定度达到  $10^{-8}$  量级的有第三代 NIST-3 和第四代 NIST-4。

为避免传统的天平横梁引起悬挂线圈的侧摆问题, NIST 的研究人员采用了圆盘形滚轮代替传统的横梁结构, 这样悬挂线圈在上下运动的过程中, 等效臂长不变, 避免了侧向晃动引起的附加感应电动势。在水平径向磁场的发生方面, NIST-3 最初采用通电的常温螺线管作为磁场发生源, 但是螺线管通电后的发热及场强不高的缺点引入了较大的不确定度。后期研究中, NIST 研究人员采用了超导线圈组替代了常温螺线管 [24,25]。2007 年, NIST 经过近三十年的摸索、提高, 发表了采用 NIST-3 测量普朗克常数的结果, 相对不确定度为  $3.6 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ ) [26]。

2014 年, NIST 更换课题负责人和部分研究成员, 并对装置的一部分硬件进行了更新之后进行了重新测量, 所发表的新结果与 2007 年发表的数据相比变大了  $1.33 \times 10^{-7}$ , 相对不确定度为  $4.5 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ ) [27]。2015 年 1 月, NIST 功率天平研究组将 2007 年和 2014 年的实验数据结果进行加权平均后, 发表了采用 NIST-3 对普朗克常数测量的最终数据结果,  $h = 6.62606979 \times 10^{-34}$  Js, 相对不确定度为  $5.7 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ ) [28]。

自 2013 年起, NIST 开始了第四代功率天平实验装置 NIST-4 的研制工作 [29], 主要的变化为采用永磁磁体替代了系统复杂、运行昂贵的超导线圈系统。2017 年 NIST 发表了采用 NIST-4 测量普朗克常数的结果,  $h = 6.626069934 \times 10^{-34}$  Js, 相对不

确定度为  $1.3 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ ) [30]。

## 3) 瑞士 METAS

瑞士 METAS 自 1997 年开始功率天平项目的研究, 磁场采用 SmCo 永磁材料产生, 为了避免悬挂线圈的侧摆, 横梁采用了两端为圆弧形的跷跷板结构 [31]。2011 年 METAS 发表了普朗克常数的测量结果, 相对不确定度为  $2.9 \times 10^{-7}$  ( $k = 1$ ) [32]。METAS 也成为继 NPL, NIST 后第三家可实际测量普朗克常数的功率天平装置。

由于第一代装置已经无法再进一步提高, 自 2011 年起, METAS 开始了第二代功率天平装置的研制。主要的改进是采用一套 13 个铰链的柔性机构实现质量比较器和悬挂线圈的垂直运动, 用一套闭磁路磁体替换了原系统中的开放磁路磁体, 屏蔽性和抗干扰性得到提升 [33]。原计划在 2017 年 7 月 1 日之前发表普朗克常数测量结果, 但未能如期发表, 目前仍处于调试阶段。

## 4) 法国 LNE

法国 LNE 于 2001 年开始功率天平方案的研究, 不同于以上三个国家的设计, LNE 采用特殊的弹性片梁来代替传统的天平刀口, 这样不但可以保证足够的灵敏度、平衡位置处良好的重复性, 还可以减弱由于刀口带来的滞后效应 [34]。在磁体结构方面, LNE 采用了单边开口的磁路设计, 便于悬挂线圈的取出和放入, 简化了实验装置的调整过程。

2014 年 7 月 LNE 完成了功率天平实验装置的整体安装, 并进行了普朗克常数的测量, 相对不确定度为  $3.1 \times 10^{-7}$  ( $k = 1$ ) [35]。经进一步改进后, 2017 年 6 月发表了其在空气中的测量数据, 相对不确定度为  $5.7 \times 10^{-8}$  ( $k = 1$ ) [36]。

## 5) 国际计量局 BIPM

国际计量局 BIPM 于 2002 年启动功率天平项目 [37]。与其他几家方案不同, 其最大创新之处在于将两个独立的测量过程(测力模式和速度模式)同时进行, 避免了磁场不稳定引入的不确定度。但常温状态下, 线圈通过电流时产生的电压降与感应电压混杂在一起。为消除其影响, BIPM 原计划使用超导线圈作为移动线圈来消除电阻的电压降和有关的焦耳热量, 但后期弃用此方案, 改为采用常温线圈。BIPM 最大的贡献是其提出的永磁磁体结构, 被瑞士 METAS、美国 NIST、韩国 KRISS 和我国借鉴采用 [38]。2016 年 BIPM 测量普朗克常数的相对不确定度达到了  $3 \times 10^{-6}$  ( $k = 1$ ), 进一步的改进仍在进行中 [36]。

### 6) 加拿大 NRC

英国 NPL 在将其功率天平装置转卖给加拿大 NRC 之后并即将起运之时, 找到了的  $2 \times 10^{-7}$  不确定度的可能来源, 但是遗憾的是此时已经无法再做实验验证。加拿大 NRC 于 2009 年接收 NPL 的功率天平装置之后, 对 NPL 提到的误差来源进行了实验验证, 并对配重加载机构、激光干涉仪系统的信噪比、外磁场补偿等几个方面进行了研究和优化。2012 年, NRC 发表了其获得功率天平实验装置后的第一次测量结果, 相对不确定度为  $6.5 \times 10^{-8}$ <sup>[39]</sup>。2014 年, 经进一步改进后, 相对不确定度降至  $1.9 \times 10^{-8}(k=1)$ <sup>[40]</sup>。2017 年 NRC 测量普朗克常数的相对不确定度达到了  $9.1 \times 10^{-9}(k=1)$ <sup>[41]</sup>。从 1990 年 NPL 开始研制这套实验装置起到 2017 年, 历时近 27 年, 经过 NPL 和 NRC 的科研人员前仆后继的努力, 使这套装置成为目前国际上测量不确定度最小的一套装置。

### 6) 新西兰 MSL

新西兰 MSL 在 2009 年提出了一种功率天平新方案<sup>[42]</sup>。该方案同样包括称重模式和动态模式, 它的创新之处是采用压力天平代替传统的机械天平作为力的比较器。到目前为止, 尚无测量结果发表。

### 7) 韩国 KRISS

韩国 KRISS 自 2012 年启动功率天平项目的研究工作。其结构上借鉴了瑞士 METAS 的一些设计方案<sup>[43]</sup>, 原计划在 2017 年 7 月 1 日之前发表相对不确定度小于  $5 \times 10^{-8}(k=1)$  的数据, 但由于进展不如预期, 目前尚无数据发表。

### 8) 土耳其 UME

土耳其 UME 于 2014 年启动功率天平项目的研究工作, 部分方案借鉴了我国能量天平装置的设计思路, 采用移动磁体而保持线圈静止的方式。UME 原计划在 2016 年达到  $10^{-7}(k=1)$  量级的相对不确定度, 2017 年达到  $< 5 \times 10^{-8}(k=1)$  的相对不确定度<sup>[44]</sup>。但实际研究进展不如预期, 其在 2018 年 1 月提交的论文中报告了初步的测量结果, 普朗克常数  $h$  的相对不确定度为  $6 \times 10^{-6}(k=1)$ <sup>[45]</sup>。

上述国家的研究进展表明, 普朗克常数的测量工作确实不是一项可以一蹴而就的工作, 这也是千克单位的重新定义被称像寻找希格斯粒子一样艰难的世界六大科学难题之一的原因。

### 9) 德国 PTB

2017 年 1 月, 德国 PTB 决定开展功率天平项目的研究工作。主要的思路是尽量采用商用化的成熟模块, 快速地搭建成实验装置, 而且装置整体要小型化, 便于推广到商业领域。PTB 的目标是在 2018 年中期达到  $2.7 \times 10^{-7}(k=1)$  的相对不确定度(空气中), 满足校准 E2 级砝码的需求; 在 2019 年达到  $8.4 \times 10^{-8}(k=1)$  的相对不确定度(真空中), 满足校准 E1 级砝码的需求, 目前尚无研究进展和数据发表。

### 10) 南非 NMISA

南非 NMISA 计划于 2017 启动功率天平项目的研究工作, 但目前尚处于构想阶段, 只做了一些模型实验, 还未制定具体的研究方案。

### 11) 中国 NIM

为积极参与国际单位制的重大变革, 并最终建立具有我国独立知识产权的量子质量基准, 中国计量科学研究院张钟华院士于 2006 年提出了能量天平法测量普朗克常数的新方案<sup>[20]</sup>。2007 年得到国家科技部支撑计划的支持开始进行研究, 2011 年研制成原理验证装置, 2013 年该装置的相对不确定度达到  $8.9 \times 10^{-6}(k=1)$ <sup>[46]</sup>, 后经进一步改进后达到  $2.6 \times 10^{-6}(k=1)$ <sup>[47]</sup>, 验证了能量天平方案可行。从 2013 年中期, 张钟华院士团队在前期取得的经验的基础上, 联合哈尔滨工业大学和清华大学, 开始新一代能量天平装置的设计和研制。2016 年研制成 NIM-2 型能量天平装置<sup>[48]</sup>, 2017 年 5 月采用 NIM-2 测量普朗克常数的相对不确定度为  $2.4 \times 10^{-7}(k=1)$ <sup>[49]</sup>。再经过数年的努力, 有望使相对不确定度降到  $10^{-8}$  量级。能量天平方案与功率天平方案的主要区别在于采用积分法及静态测量, 避免了功率天平法中在速度模式中需要测量瞬时速度和感应电势(微分方案)及动态测量这一重大困难。国际上也很重视我们的方法, 因为用不同的方法可以互相比较, 发现问题。如果不同方法所得的结果在不确定度范围内一致, 则增强了测量结果的可靠性。因此, 能量天平方案自提出之后, 受到国际同行的关注。虽然从 2007 年开始能量天平方案的研究至今, 已经近 11 年, 但是与国际同行相比, 我国的进度仍然是相对比较快的, 表 1 为我国的能量天平方案与国际同行的研究进度的对比情况。

表 1 我国的能量天平与国际同行的研究进度对比情况  
Table 1. The years spent by the joule balance and the Kibble balance groups.

实验室	达到 $10^{-7}$ — $10^{-8}$ 量级起止年度	累计花费研究年数	普朗克常数 $h$ 相对不确定度
加拿大 NRC	2009—2014	5	从 $10^{-7}$ 到 $10^{-8}$
	2014—2017	3	从 $10^{-8}$ 到 $10^{-9}$
美国 NIST (NIST-4)	2011—2016	5	$U_r = 1.3 \times 10^{-8}$
法国 LNE	2001—2014	13	$U_r = 3.1 \times 10^{-7}$
	2014—2017	3	$U_r = 5.7 \times 10^{-8}$
瑞士 METAS	1997—2011	14	$U_r = 2.9 \times 10^{-7}$ (第 1 代装置)
	2008—今	10	尚未发表数据 (第 2 代装置)
国际计量局 BIPM	2003—今	15	尚未发表数据
—新西兰 MSL	2009—今	9	尚未发表数据
韩国 KRISS	2012—今	6	尚未发表数据
土耳其 UME	2014—今	4	$U_r = 6 \times 10^{-6}$
中国 NIM	2007.1—2013.5	6.5	$U_r = 2.6 \times 10^{-6}$ (NIM-1)
	2013.6—2017.5	4	$U_r = 2.4 \times 10^{-7}$ (NIM-2)
	2017.6—2019.12	2.5 (预期)	$U_r < 5 \times 10^{-8}$ (NIM-2)

鉴于千克单位的重新定义这项工作的难度极大, 2012 年, 著名的学术期刊《Nature》把它列为世界六大科学难题之一<sup>[50]</sup>.

为了对普朗克常数  $h$  进行最终的定值并报送 CCU, 国际科学数据委员会 (Committee on Data for Science and Technology Task Group on Fundamental Constant, CODATA TGFC) 要求各国必须在 2017 年 7 月 1 日之前向《Metrologia》提交发表数据, 文章必须通过同行的评阅并被接受才有效. 在截止期之前, 加拿大 NRC、美国 NIST、法国 LNE 和我国都提交了普朗克常数  $h$  的测量结果, IAC 和日本 NMIJ 分别提交了采用新、旧硅球测量  $N_A$  的结果. 国际计量局、瑞士、新西兰和韩国未提交文章及数据. 自 1990 年以来, 各国采用不同原理的装置对普朗克常数  $h$  进行测量的结果汇总如图 4 所示. 由于我国提交的数据的相对不确定度较大, 权重较小, 因此 CODATA 在最终的数据平差中, 只采用了自 2011 年以来相对不确定度小于  $6 \times 10^{-8}$  的  $h$  测量结果<sup>[51,52]</sup>, 如图 5 所示. 但是, 虽然被采用的数据的不确定达到了  $10^{-8}$  量级, 但各国之间的一致性存在问题. 为了消除这种不一致性, CODATA 将被采用的数据均乘了一个 1.7 的扩展因子, 表 2 为

最终的平差结果.

图 6 中给出了 CODATA 2017 最终采用的数据及平差结果. 为了消除各国数据之间的不一致性, 表中所采用的数据均乘了一个 1.7 的扩展因子 (KB, 功率天平方案; XRCD, 硅球方案).

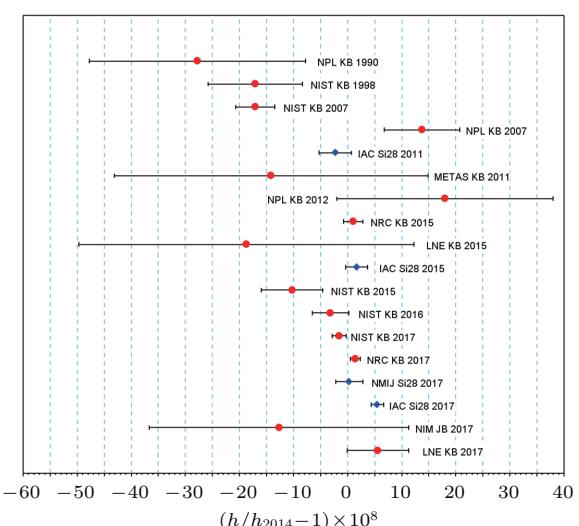


图 4 自 1990 年以来的普朗克常数  $h$  的测量结果图 KB, Kibble Balance 功率天平; JB, Joule Balance 能量天平; Si28, 硅球方案

Fig. 4. The measurement results of  $h$  obtained since 1990.

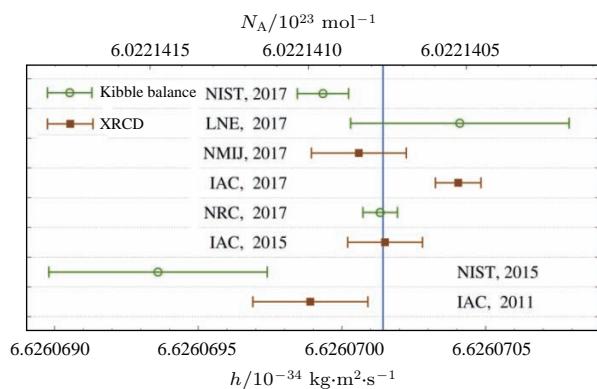


图5 自2011年以来相对不确定度小于 $6 \times 10^{-8}$ 的h测量结果

Fig. 5. The measurement results of  $h$  with an uncertainty below  $6 \times 10^{-8}$ .

表2 CODATA 2017对 $h$ ,  $e$ ,  $k$ 和 $N_A$ 的平差结果  
Table 2. The final adjustment of the values of  $h$ ,  $e$ ,  $k$  and  $N_A$  by CODATA2017.

Quantity	Value	$u_r(k=1)$
$h$	$6.626\ 070\ 150(69) \times 10^{-34} \text{ Js}$	$1.0 \times 10^{-8}$
$e$	$1.602\ 176\ 6341(83) \times 10^{-19} \text{ C}$	$5.2 \times 10^{-9}$
$k$	$1.380\ 649\ 03(51) \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	$3.7 \times 10^{-7}$
$N_A$	$6.022\ 140\ 758(62) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	$1.0 \times 10^{-8}$

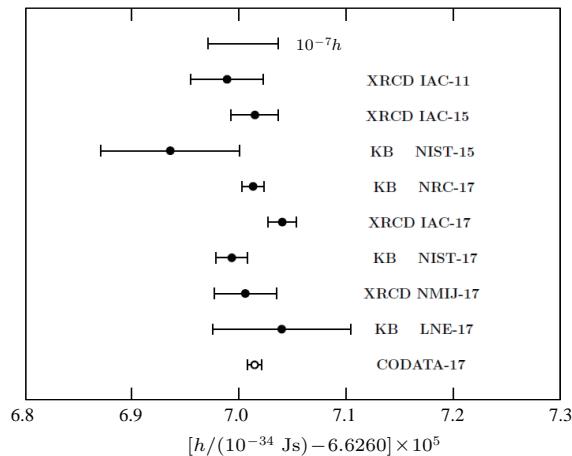


图6 CODATA 2017最终采用的普朗克常数测量数据

Fig. 6. The data used for the final adjustment of  $h_{\text{CODATA-17}}$ .

### 1.3 进一步研究的必要性和意义

2017年9月4日, CODATA TGFC召开会议讨论和确定了普朗克常数 $h$ 的平差结果, 并报送CCU。2017年9月5—6日, 经CCU会议讨论, 决定向CIPM提交建议, 认为对千克等4个单位进行重新定义的条件已经成熟<sup>[53]</sup>。2017年11月, CIPM召开会议, 批准了CCU的建议, 将在2018

年CGPM上正式讨论和启动千克单位重新定义的准备工作, 并计划于2019年5月20日国际计量日正式启用新定义<sup>[54]</sup>。

虽然CCU最终认为确认普朗克常数的数值并由此导出千克单位的条件已经具备, 决定向CIPM提交重新定义千克单位的建议, 但我国的能量天平项目仍有进一步研究的必要, 目前国际上其他各国也仍然在继续推进普朗克常数 $h$ 测量的研究工作。因为一旦实施千克单位的重新定义, 普朗克常数 $h$ 将被确定为无误差常数, 而我国的能量天平装置如果也能达到 $5 \times 10^{-8}$ 的相对不确定度, 该装置就可以反过来使用, 即用普朗克常数 $h$ 对我国的千克原器进行定值并考察其长期稳定性。

我国应积极参与这一重大变革, 否则将来无法独立复现质量单位, 而需要到其他国家去溯源, 造成我国技术主权的不完整。

### 1.4 本项研究结果的意义

科学研究中最重视采用不同的方案对同一物理现象进行研究, 因此自能量天平方案首次于2006年在国际上提出之后, 就受到国际同行的关注。虽然目前我国的测量不确定度与美国、加拿大的数据相比仍有一定的差距, 但与瑞士、国际计量局、韩国等相比, 我国的研究进度还是比较快的。推进此项研究, 一方面可以为质量单位千克的重新定义做出贡献; 另一方面, 2019年千克单位的新定义重新实施之后, 如果我国的能量天平装置能达到 $10^{-8}$ 量级, 将可用于自主复现质量单位千克的量值, 为维护我国质量基准的技术独立性打下坚实、可靠的基础。

## 2 能量天平法测量普朗克常数研究进展

### 2.1 能量天平方案原理

能量天平方案从功率天平方案发展而来, 也有两个测量模式。与功率天平的主要区别在于能量天平采用互感测量模式代替了功率天平方案中的速度模式, 如图7所示。

在图7所示的测力模式中, 天平达到平衡状态时, 砝码的重力 $mg$ 与电磁力相平衡, 即有

$$mg = \frac{\partial M}{\partial z} I_1 I_2 + \Delta f_z, \quad (10)$$

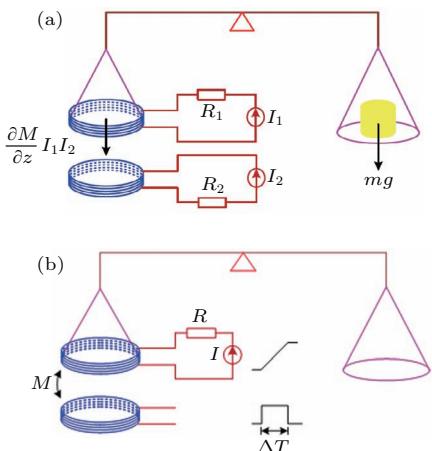


图 7 能量天平法原理 (a) 测力模式; (b) 互感测量模式

Fig. 7. The principle of joule balance: (a) Force mode; (b) mutual inductance measurement.

其中,  $m$  为砝码的质量;  $g$  为重力加速度;  $M$  为图 7 中两套线圈之间的互感;  $z$  为悬挂线圈相对于激励线圈的位置;  $\Delta f_z$  为天平读数, 即砝码重力与电磁力平衡后的差值. (10) 式中的  $\partial M / \partial z$  难以直接准确测量. 但如果对该式等号两边同时积分, 可得到

$$mg(z_2 - z_1) = [M(z_2) - M(z_1)]I_1 I_2 + \int_{z_1}^{z_2} \Delta f_z(z) dz. \quad (11)$$

当磁场在垂直方向为一均匀场时, (11) 式等号右边最后一项的积分可被调整得很小. 同时可注意到, 当不考虑该积分项时, 其他各项仅与线圈的两个静态位置  $z_1$  和  $z_2$  有关, 于是线圈运动过程中产生的动态误差便被消除, 这很有利于提高测量准确度. (11) 式是一个能量平衡式, 所以基于此式进行的测量被称为能量天平法(也叫焦耳天平法, Joule Balance).

在互感测量模式中只需要测量悬挂线圈在垂直方向上两个不同位置时与激励线圈的互感, 测量互感时是在静态稳态位置进行测量. 因此, 在能量天平装置中, 两个模式均为静态模式, 避免了功率天平方案中动态测量引入的诸多问题. 当然, 事情都有两面性, 能量天平也有自己的难点. 互感测量技术是能量天平方案的基础和关键, 但在 2007 年之前, 互感测量的相对不确定度仅为  $10^{-6}$  量级, 功率天平的提出者 Kibble 博士就表示过类似方法他们尝试过, 但是受限于当时的技术水平而放弃. 在能量天平方案中, 所需的互感值为直流互感值. 一组实际的互感线圈组的耦合系数值(即互感系数)

与寄生参数有关. 耦合分量中不仅含有与激励电流正交的感性分量, 还存在与激励电流同相的阻性分量. 而且, 这些分量含有同寄生参数直接相关联的误差项. 该误差项会随着频率的改变而改变, 即在不同的频率下得到的互感系数是不同的. 而根据能量天平的要求, 需要得到直流互感值  $M$ . 因此, 如何准确地分离出所需的直流互感值是研究重点之一. 为了对互感测量技术进行新的突破和研究, 能量天平项目组先后提出了“低频补偿法测量互感”和“标准方波补偿法测量互感”, 相对不确定度分别达到  $4.3 \times 10^{-7}$  ( $k = 1$ )<sup>[55]</sup> 和  $2.2 \times 10^{-7}$  ( $k = 1$ )<sup>[56]</sup>.

2007 年, 能量天平项目组开始能量天平原理验证装置(NIM-1)的研制, 主体采用了一架传统的天平, 悬挂线圈挂在天平的一侧. 图 8 为悬挂线圈和激励线圈的示意图, 其利用了上、下两个线圈反极性串联后产生的磁场均匀区作为工作磁场区.

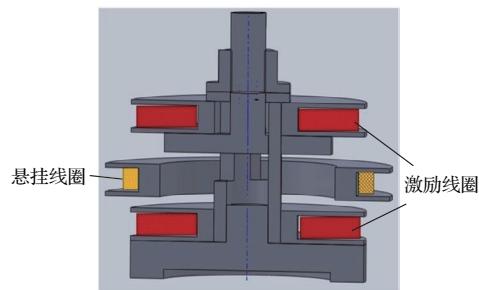


图 8 能量天平实验装置 NIM-1 中的空心线圈子系统

Fig. 8. The suspended coil and the exciting coils of NIM-1.

在进一步改进互感测量不确定度时, 遇到了线圈发热而导致线圈的电学参数和几何参数发生变化的问题, 限制了互感测量不确定度的进一步改进. 实测发现, 在悬挂线圈和激励线圈分别通以 0.25 A 直流电流条件下, 仅可产生 2 N (牛顿) 的电磁力(对应于 200 g 的质量), 而此条件下, 线圈的发热功率已达约 40 W, 发热引起的线圈变形和热气流扰动等, 对测力模式造成较大的漂移和噪声. 2013 年 NIM-1 型能量天平装置的不确定度达到了  $8.7 \times 10^{-6}$  ( $k = 1$ ), 后经进一步改进后达到了  $2.6 \times 10^{-6}$  ( $k = 1$ ) 的不确定度. 由于该装置的在空气中测量, 长度测量的不确定度受到空气折射率修正的影响, 且天平主题本身的分辨率和重复性均在  $10^{-6}$  量级, 因此这已经达到了该装置的极限. 此套装置研究过程中积累的经验为第二代装置的研制提供了重要的参考.

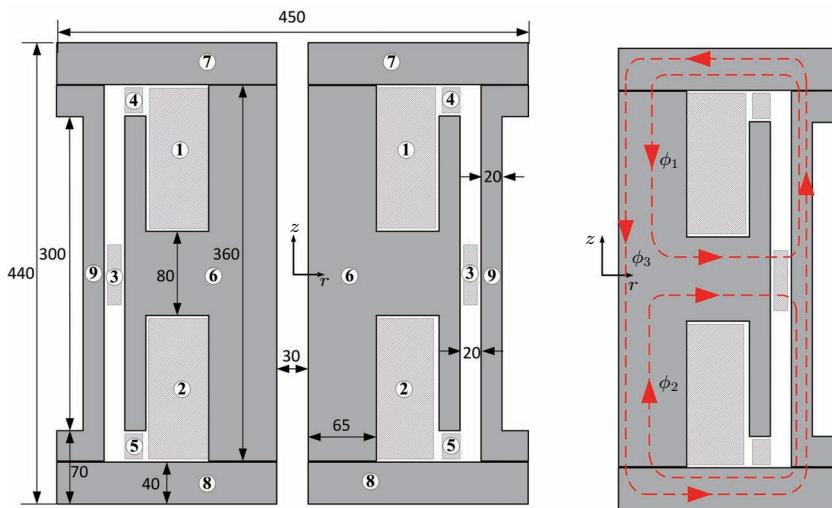


图9 电磁体剖面示意图及磁路图

Fig. 9. The cross section of the electromagnet and the magnetic path.

自2013年中期起,能量天平项目组开始新一代能量天平装置(NIM-2)的研制,针对原型验证装置中存在的主要的不确定度来源提出了有效的改进措施<sup>[57]</sup>。为大幅降低线圈发热带来的负面效应,为了降低线圈发热及提高磁场效率,项目组提出采用闭磁路电磁体代替空心线圈系统,结构如图9所示<sup>[58]</sup>。

图9中,标号①、②的区域为激励线圈;③为悬挂线圈;④、⑤为补偿线圈;⑥、⑦、⑧和⑨为构成闭磁路的电工纯铁。本设计方案通过改用电工纯铁来缩短磁路长度、形成闭磁路,可使磁场的利用率大大提高。产生测量所需的5 N电磁力时,线圈整体的功耗只有7 W左右,发热大大减小,是原来方案发热功率的1/6,而电磁力则增为原来的2.5倍(原来为2 N),故与原有方案相比,总体上可获得15倍的增益。由于图9中构建磁路的铁磁材料具有非线性的特性,故标准方波补偿法不能直接被采用。为了克服带铁心的互感具有的非线性和磁滞的影响,项目组提出了一种测量磁链差的新方案<sup>[58]</sup>。

图10所示为改进后的能量天平方案的原理图,第二个模式由互感测量改为磁链差测量。

在图10(a)所示的测力模式中,最初挂在天平横梁上的悬挂线圈不通电流,右侧也不加载砝码,通过调节配重的方式,可使天平达到平衡状态。然后在右侧加载砝码,同时给左侧的悬挂线圈通入电流。仔细调节电流值,使得天平重新达到平衡状态时,砝码的重力 $mg$ 与电磁力相平衡,此时有,

$$mg = \frac{\partial \psi}{\partial z} I_1 + \Delta f_z, \quad (12)$$

式中 $m$ 为砝码的质量, $g$ 为重力加速度, $\psi$ 为磁链, $z$ 为激励线圈(电磁体)或者永磁体所在的位置, $I_1$ 为悬挂线圈中的电流, $\Delta f_z$ 为砝码重力与电磁力的差值。

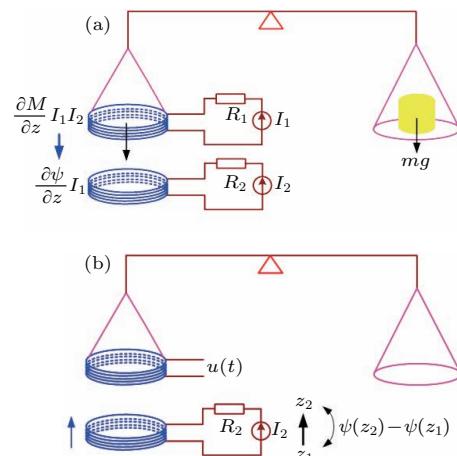


图10 能量天平方案改进后的原理示意图 (a) 测力模式; (b) 测磁链差模式

Fig. 10. The principle of joule balance: (a) Force measurement phase; (b) the flux difference measurement phase.

在图10(b)所示的磁链差测量中,为了避免天平侧摆的影响,保持悬挂在天平横梁上的线圈位置不动,而移动激励线圈(电磁体)或者永磁磁体。悬挂线圈切割磁力线时,产生感应电动势 $u$ ( $u = BLv$ ,  $B$ 为线圈所在的磁场值,  $L$ 为线圈中导线的总长度,  $v$ 为线圈切割磁力线时的瞬时速度),

对  $u$  进行积分, 即可得磁链差, 如(13)式所示.

$$\int_{t_1}^{t_2} u dt = \psi(z_2) - \psi(z_1). \quad (13)$$

对(12)式两边进行积分, 并与(13)式联立后可得

$$\begin{aligned} & mg(z_2 - z_1) \\ &= I_1 \int_{t_1}^{t_2} u dt + \int_{z_1}^{z_2} \Delta f_z(z) dz, \end{aligned} \quad (14)$$

(14)式仍然是一个能量平衡式.

虽然与功率天平方案相仿, 以能量天平法测量磁链差的过程中, 线圈也需要移动, 但值得注意的是, 由于悬挂线圈耦合的磁链差仅与悬挂线圈、闭磁路磁体之间的几何位置相对改变量有关, 而与改变的中间过程无关, 亦即积分式(14)是对于一个全微分函数的积分过程, 其结果仅与积分端点的静止位置有关, 而与变化过程中感应电压  $u$  的形状无关, 即与中间的运动过程包括运动速度和运动路径等均无关, 这就保留了能量天平法积分测量的最主要的优点.

### 3 实验系统及测量结果

#### 3.1 能量天平实验装置研制

图11所示为能量天平装置NIM-2的模型图, 实物照片如图12所示.

项目组在研究过程中提出的创新技术主要有: 1) 新型闭磁路电磁体设计技术<sup>[58]</sup>; 2) 基于可编程约瑟夫森量子电压基准(PJVS)的磁链差测量技术<sup>[59]</sup>; 3) 基于激光干涉仪的悬挂线圈锁定技术<sup>[60,61]</sup>; 4) 基于电容传感器的准直技术<sup>[62]</sup>.

与国外现有功率天平方案相比, 能量天平法具有如下特色和创新.

1) 在国外普遍采用的功率天平方案中, 速度模式下需要在线圈移动过程中直接测量出线圈切割磁力线产生的瞬时感应电动势和瞬时速度, 这种动态测量会引入较大的附加噪声. 而我国独立提出的能量天平方案中的两种测量模式的测量准确性均基本为静态测量, 从原理上可避免动态过程中测量瞬时值引入的诸多困难. 而且本方案中悬挂线圈在工作过程中无需上下移动, 可保持非常稳定的位置, 可大大减小感应电动势测量结果的分散性.

2) 能量天平方案把测量过程从微分法变为积分法, 易于提高测量准确度, 且积分过程本身也可大幅度降低线圈感应电动势中的噪声.

3) 在磁链差测量过程中, 积分过程是对一个全微分函数积分的过程, 其结果只与积分端点的静止位置有关, 而与变化过程中感应电动势  $V(t)$  的形状无关.

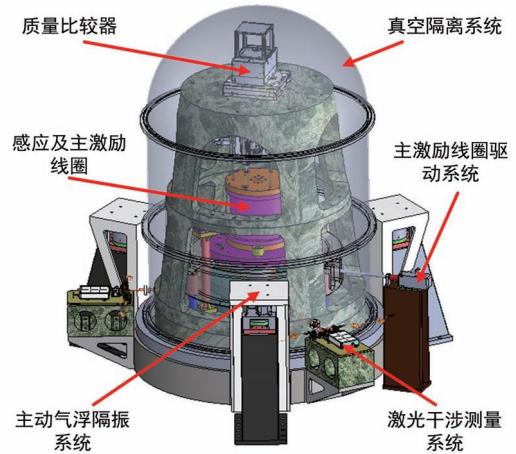


图11 能量天平实验装置结构图(NIM-2)

Fig. 11. The structure of the joule balance NIM-2.



图12 能量天平实验装置实物

Fig. 12. The apparatus of the joule balance NIM-2.

#### 3.2 测量结果及不确定度评估

##### 3.2.1 重力加速度测量

从(14)式中可以看出, 能量天平的关系式中还涉及到砝码所在位置的重力加速度值  $g$ . 重力加速度值除了受到潮汐的影响而随时发生变化之外, 还与周围环境的质量分布变化相关. 在能量天平装置安装之前, 砝码所在位置的重力加速度的值可采用绝对重力仪测得, 但是能量天平装置一旦安装完毕之后, 砝码所在的位置将无法放置绝对重力仪. 另外, 由于能量天平装置的总质量约为 7 t, 将改变能量天平所在位置的重力场的分布. 因此必须采用绝

对重力仪和相对重力仪结合把能量天平所在实验室的重力分布网测量出来，并通过数学建模分析计算得到能量天平装置安装后砝码所在位置的重力加速度。加上潮汐影响的实时修正，就可得到重力加速度的瞬时值。

### 3.2.2 普朗克常数测量

2017年初，项目组采用能量天平装置在真空中环境下对普朗克常数进行了测量，普朗克常数测量结果为 $6.6260692 \times 10^{-34}$  Js，相对不确定度 $2.4 \times 10^{-7}$  ( $k = 1$ )<sup>[54]</sup>，不确定度评估情况见表3。2017年5月，项目组将此结果发表在国际计量局主办的学术期刊《Metrologia》，测量结果被CODATA参考数据库收录。但CODATA最终只采用不确定度小于 $6 \times 10^{-8}$ 的数据，我国的测量数据未被用于2017年度的普朗克常数平差中。

表3 能量天平法测量普朗克常数的不确定度合成表

Table 3. The uncertainty budget of the Planck constant obtained by NIM-2.

No.	不确定度分量	$U(k = 1, \times 10^{-9})$
1	质量	55
2	电流测量	16
3	质量比较器	45
4	磁链差测量	25
5	长度测量	8.8
6	外磁场影响	170
7	重力加速度	10
8	准直	90
9	其他	60
10	统计	90
合成不确定度 $U_c$		234

## 4 展望

虽然CIPM已经决定要在2018年进行千克单位的重新定义，但仍然鼓励各个国家积极开展相关的研究工作，以便于新定义实施之后，可采用相对不确定度达到 $5 \times 10^{-8}$ 或以内的装置进行各个国家的千克单位量值的复现和传递。国际计量局、英国、德国、瑞士、韩国等仍在继续进行功率天平项目的研究工作。这是因为千克单位重新定义之后，功率天平装置或者我国的能量天平装置将被用于各个国家千克单位的复现及量值传递工作。因此，项目组将继续开展能量天平装置的改进和优化工作，

争取在未来的两年内达到 $10^{-8}$ 量级的测量相对不确定度。

能量天平项目组对系统中几项主要的不确定度来源已经进行了深入的分析，并提出了解决方案，具体将在已有工作的基础上继续对以下科学技术问题进行进一步研究：1) 改变目前使用激励线圈进行励磁的方法，设计和研制永磁磁体进行励磁，彻底消除由于激励线圈发热引入的一些问题<sup>[63]</sup>；2) 采用双层磁屏蔽结构和补偿线圈，降低外磁场干扰；3) 进一步优化准直调整机构；4) 采用可兼容球形和圆柱形砝码的加载和减载机构，以应对将来国际上会采用圆柱型砝码和硅球进行国际比对的需求。

## 5 结论

为了积极参与国际单位制的重大变革以及最终建立我国独立的千克单位复现装置，中国计量科学研究院张钟华院士团队提出了能量天平法测量普朗克常数的方案。2007年起开始研制原理验证装置，2013年研制成功并在 $2.6 \times 10^{-6}$ 的相对不确定度水平上验证了能量天平方案可行。同时已经开始新一代能量天平测量装置的研制，于2016年初初步完成新装置的研制，并实现了真空环境下的测量，2017年5月达到了 $2.4 \times 10^{-7}$ 的相对不确定度。目前项目组已经拟定了下一步研究方案，力争在未来的两年内达到 $10^{-8}$ 量级的相对不确定度。

## 参考文献

- [1] Taylor B N, Mohr P J 2001 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50** 563
- [2] The International System of Units 8th edition 2006 ([www.bipm.org/en/si/](http://www.bipm.org/en/si/))
- [3] Zhang Z H 2002 *China Metrology* **8** 5 (in Chinese) [张钟华 2002 中国计量 **8** 5]
- [4] Josephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251
- [5] von Klitzing K, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [6] Zhang Z, He Q 2001 *Modern Measurement and Test* **3** 3 (in Chinese) [张钟华, 贺青 2001 现代计量测试 **3** 3]
- [7] Davis R 2003 *Metrologia* **40** 299
- [8] Girard G 1994 *Metrologia* **31** 317
- [9] Li S, Zhang Z, Zhao W, Li Z, Huang S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 1
- [10] Draft 9th SI Brochure, <https://www.bipm.org/cc/CCU/Allowed/23/Draft-SI-Brochure-2018.pdf>
- [11] Recommendation G1 (2013), Report of the 14th meeting of the Consultative Committee for Mass

- and Related Quantities (CCM), <http://www.bipm.org/utils/common/pdf/CC/CCM/CCM15.pdf>
- [12] Andreas B, Azuma Y, Bartl G, Becker P, Bettin H, Borys M, Busch I, Gray M, Fuchs P, Fujii K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 030801
- [13] Azuma Y, Barat P, Bartl G, Bettin H, Borys M, Busch I, Cibik L, D'Agostino G, Fujii K, Fujimoto H 2015 *Metrologia* **52** 60
- [14] Bartl G, Becker P, Beckhoff B 2017 *Metrologia* **54** 693
- [15] Kuramoto N, Mizushima S, Zhang L, Fujita K, Azuma Y, Kurokawa A, Okubo S, Inaba H, Fujii K 2017 *Metrologia* **54** 716
- [16] Kibble B P 1976 *Atomic Masses & Fundamental Constants* (Vol.16) (New York: Plenum Press) pp545–551
- [17] Kibble B P, Robinson I A, Belliss J H 1990 *Metrologia* **27** 173
- [18] Robinson I A 2012 *Metrologia* **49** 113
- [19] Stock M 2013 *Metrologia* **50** R1
- [20] Zhang Z, He Q, Li Z 2006 *Proceedings of the Conference on Precision Electromagnetic Measurement* Torino, Italy, July 9–14, 2006 pp126–127
- [21] Robinson I A, Kibble B P 2007 *Metrologia* **44** 427
- [22] Kibble B P, Robinson I A 2014 *Metrologia* **51** S132
- [23] Olsen P T, Elmquist R E, Phillips W D, Williams E R, Jones G R, Bower V E 1989 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38** 238
- [24] Olsen P T, Tew W L, Williams E R 1991 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40** 115
- [25] Steiner R L, Gillespie A D, Fujii K 1997 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46** 601
- [26] Steiner R L, Williams E R, Liu R 2007 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** 592
- [27] Schlamming S, Haddad D, Seifert F, Chao L S, Newell D B, Liu R, Steiner R L, Pratt J R 2014 *Metrologia* **51** S15
- [28] Schlamming S, Steiner R L, Haddad D, Newell D B, Seifert F, Chao L S, Liu R, Williams E R, Pratt J R 2015 *Metrologia* **52** L5
- [29] Schlamming S 2013 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **62** 1524
- [30] Haddad D, Seifert F, Chao L S, Possolo A, Newell D B, Pratt J R, Williams C J, Schlamming S 2017 *Metrologia* **54** 633
- [31] Beer W, Jeanneret B, Jeckelmann B, Richard P, Courteville A, Salvadé Y, Dandliker R 1999 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** 192
- [32] Eichenberger A, Baumann H, Jeanneret B, Jeckelmann B, Richard P, Beer W 2011 *Metrologia* **48** 133
- [33] Baumann H, Eichenberger A, Cosandier F, Jeckelmann B, Clavel R, Reber D, Tommasini D 2013 *Metrologia* **50** 235
- [34] Genevès G, Gournay P, Gosset A 2005 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 850
- [35] Thomas M, Espel P, Ziane D 2015 *Metrologia* **52** 433
- [36] Thomas M, Ziane D, Pinot P 2017 *Metrologia* **54** 468
- [37] Picard A, Fang H, Kiss A, de Mirandés E, Stock M, Urano C 2009 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** 924
- [38] Fang H 2016 *Digest of Conf. on Precision Electromagnetic Measurements* (Ottawa, Canada)
- [39] Steele A G, Meija J, Sanchez C A, Yang L, Wood B M, Sturgeon R E, Mester Z, Inglis A D 2012 *Metrologia* **49** L8
- [40] Sanchez C A, Wood B M, Green R G, Liard J O, Inglis D 2014 *Metrologia* **51** S5
- [41] Wood B M, Sanchez C A, Green R G, Liard J O 2017 *Metrologia* **54** 399
- [42] Sutton C M 2009 *Metrologia* **46** 467
- [43] Kim D, Woo B C, Lee K C, Choi K B, Kim J A, Kim J W, Kim J H 2014 *Metrologia* **51** S96
- [44] Ahmedov H 2016 *Proceedings of the Conference on Precision Electromagnetic Measurement* Ottawa, Canada, Jul 10–15, 2016
- [45] Ahmedov H, BabayigitAskin N, Korutlu B, Orhan R 2018 *Metrologia* **55** 326
- [46] Zhang Z, He Q, Li Z, Han B, Lu Y, Lan J, Li C, Li S, Xu J, Wang N, Wang G, Gong H 2014 *Metrologia* **51** s25
- [47] Xu J, Zhang Z, Li Z 2016 *Metrologia* **53** 86
- [48] Zhang Z, Lu Y, Hu P, Liu Y, Xu J, Bai Y, Zeng T, Wang G, You Q, Li C, Li S, Wang K, He Q, Tan J 2017 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **66** 1329
- [49] Li Z, Zhang Z, Lu Y, Hu P, Liu Y, Xu J, Bai Y, Zeng T, Wang G, You Q, Wang D, Li S, He Q, Tan J 2017 *Metrologia* **54** 763
- [50] Jones N 2012 *Nature* **481** 14
- [51] Mohr P J, Newell D B, Taylor B N, Tiesinga E 2018 *Metrologia* **55** 125
- [52] Newell D B, Cabiati F, Fischer J, Fujii K, Karshenboim S G, Margolis H S, de Mirandés E, Mohr P J, Nez F, Pachucki K, Quinn T J, Taylor B N, Wang M, Wood B M, Zhang Z 2018 *Metrologia* **55** L13
- [53] CCU Recomendation U1 (2017) On the possible redefinition of the kilogram, ampere, kelvin and mole in 2018, [https://www.bipm.org/cc/CCU/Allowed/23/CCU\\_Final\\_Recommendation\\_U1\\_2017.pdf](https://www.bipm.org/cc/CCU/Allowed/23/CCU_Final_Recommendation_U1_2017.pdf) [2018-7-24]
- [54] Decision CIPM/106-10, <https://www.bipm.org/utils/en/pdf/CIPM/CIPM2017-Decisions-EN.pdf> [2018-7-24]
- [55] Li Z, Zhang Z, He Q, Fu Y, Zhao J, Han B, Li S, Lan J, Li C 2011 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2292
- [56] Lan J, Zhang Z, Li Z, He Q, Fu Y, Li S, Han B, Zhao J, Lu Y 2012 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **61** 2524
- [57] Li Z, Zhang Z, He Q, Han B, Lu Y, Xu J, Li S, Li C, Wang G, Zeng T, Bai Y 2015 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **64** 1676
- [58] Zhang Z, Li Z, Han B 2015 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **64** 1539
- [59] Wang G, Xu J, You Q 2017 *Meas. Sci. Technol.* **28** 015004
- [60] Yang H, Lu Y, Hu P, Li Z, Zeng T, He Q 2014 *Meas. Sci. Technol.* **25** 233
- [61] Bai Y, Hu P, Lu Y, Li Z, Zang Z, Tan J 2016 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **66** 1
- [62] Zeng T, Lu Y, Liu Y, Yang H, Bai Y, Hu P, Li Z, Zhang Z, Tan J 2016 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **65** 458
- [63] You Q, Xu J, Li Z, Li S 2017 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **66** 1289

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements****Progress of joule balance and redefinition of Kilogram\***

Li Zheng-Kun<sup>1)†</sup> Zhang Zhong-Hua<sup>1)‡</sup> Lu Yun-Feng<sup>1)</sup> Bai Yang<sup>1)</sup> Xu Jin-Xin<sup>1)</sup>  
 Hu Peng-Cheng<sup>2)</sup> Liu Yong-Meng<sup>2)</sup> You Qiang<sup>3)</sup> Wang Da-Wei<sup>2)</sup>  
 He Qing<sup>1)</sup> Tan Jiu-Bin<sup>2)</sup>

1) (National Institute of Metrology, The Key Laboratory of AQSIQ of China, Beijing 100029, China)

2) (Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

3) (Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 31 March 2018; revised manuscript received 4 June 2018 )

**Abstract**

Kilogram, the unit of mass, is the last one of seven base units in International System of Units (SI) which is still defined and kept by a material artifact. 1 kg is defined as the mass of the International Prototype of the Kilogram (IPK) kept at the Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) in Paris. One of the major disadvantages of this definition is the fact that the amount of material constituting the IPK changes with time. Because a more stable mass reference does not exist, the variation of IPK is completely unknown so far. The International Committee for Weights and Measures (CIPM) recommended redefining the kilogram by fixing the numerical value of the Planck constant  $h$  and called on every national metrology institute to study the measurement of the  $h$ . To avoid possible system errors from one method, more experiments especially based on different principles are expected and encouraged for the final determination of the Planck constant. The CCM required that at least three consistent results should be obtained before the redefinition. Since 1970 s, the Kibble balance (also known as the Kibble balance) experiment has been used by a number of national metrology institutes such as NPL, NIST, METAS, LNE and BIPM. The IAC including the PTB, NMJJ and NMIA used the XRCD method to measure the Avogadro constant. To make contribution to the redefinition of kilogram, the National Institute of Metrology of China (NIM) proposed a joule balance method in 2006, which is also an electrical way but different from the watt balance method in that the dynamic phase is replaced with a static phase to avoid the trouble in the dynamic measurement. The progress of these approaches and the current situation of the redefinition of the kilogram are presented in this paper. In 2013, a model apparatus was built to verify the principle of the joule balance. Then NIM started to build its new joule balance aiming to obtain an uncertainty of  $10^{-8}$  level since 2013. In Dec. 2016, the new apparatus was built and could be used to measure the Planck constant  $h$  in vacuum. In May 2017, the measurement result was submitted to the Metrologia and accepted by the CODATA TGFC as the input data. However, the measurement result has an uncertainty bigger than  $10^{-8}$  and was not used for the final determination of the  $h$  value. At present, the joule balance group of NIM, together with the Harbin Institute of Technology, Tsinghua University and China Jiliang University is still making great efforts to improve the joule balance apparatus. The uncertainty of  $10^{-8}$  level is expected to be achieved in the next two years.

**Keywords:** Planck constant, kilogram, redefinition, joule balance

**PACS:** 06.20.-f, 06.20.F-, 06.20.Jr, 07.05.Fb

**DOI:** [10.7498/aps.67.20180581](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180581)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91536224).

† Corresponding author. E-mail: [lzk@nim.ac.cn](mailto:lzk@nim.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [zzh@nim.ac.cn](mailto:zzh@nim.ac.cn)

超稳光生微波源研究进展

姜海峰

Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source

Jiang Hai-Feng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160602 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180751

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180751>

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>

[锶玻色子的撞击波长光晶格装载实验研究](#)

Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the collision wave-length

物理学报.2015, 64(13): 130601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.130601>

[基于光纤的光学频率传递研究](#)

Study of optical frequency transfer via fiber

物理学报.2015, 64(12): 120602 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120602>

## 专题: 精密测量物理

## 超稳光生微波源研究进展\*

姜海峰<sup>1)(2)</sup>†

1) (中国科学院国家授时中心, 中国科学院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)

(2018年4月20日收到; 2018年6月10日收到修改稿)

随着科技的进步以及精密测量应用技术的不断提高, 超稳微波源的稳定度和噪声水平等技术要求不断提高, 应用范围愈加广泛, 包括高性能频标研究、网络雷达研制、深空导航系统等方面。基于超稳激光和飞秒光梳的超稳光生微波源是目前频率稳定度最高的微波频率源, 相对频率稳定度可达  $10^{-16}$  @1 s 量级。该装置也是未来频率标准(光频标)推广应用的基础, 无论是时间的产生还是绝大多数的精密测量, 都需要将光频标的输出激光变换为超稳的基带频率信号后才能够实现。本文介绍了超稳光生微波源技术的发展、现状和应用需求。以国家授时中心研制的国内首套超稳微波频率源技术为主线, 介绍了超稳光生微波源的原理和结构以及各组成部分的技术发展情况: 超稳激光方面, 着重介绍超稳光学腔研究和研制的进展以及 Pound-Drever-Hall 锁频技术、剩余幅度调制等噪声抑制技术; 飞秒光梳方面, 着重介绍目前最常用的掺铒光纤光梳系统的激光锁模、频率控制等技术发展; 低噪声光电探测方面, 着重介绍宽带光电探测噪声抑制技术和激光幅度噪声引起微波相位噪声的抑制技术。最后对光生超稳微波技术进行了总结和展望。

**关键词:** 频率稳定度, 相位噪声, 超稳激光, 飞秒光梳

**PACS:** 06.30.Ft, 07.57.Hm, 42.15.Eq, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180751

## 1 引言

高稳微波频率源是许多精密测量科学的研究和工程应用系统的关键部件, 是时间频率计量、导航、时间同步和通信的基石。随着科学技术的发展, 许多前沿研究和尖端装备对微波源稳定度不断提出更高的需求, 如: 更高稳定度的频率信号可以提升量子信息系统的相干时间<sup>[1]</sup>、增强光机传感探测精度<sup>[2]</sup> 和射电天文探测能力<sup>[3,4]</sup>、更好地同步大型科研装置<sup>[5]</sup>、提升雷达系统的探测距离和精度<sup>[6]</sup>。

最常用的稳定频率源是晶体振荡器, 其参考是晶体的压电和机械振动配合引起的谐振频率。为了提高稳定度, 温补晶振(temperature compensate crystal oscillator, TCXO) 和恒温晶体振荡器(oven controlled crystal oscillator, OCXO)应运而生, 采

用非接触式电极等<sup>[7]</sup> 技术的最好的恒温晶振短期稳定度可以达到  $8 \times 10^{-14}$ <sup>[8]</sup>, 但是受限于材料温度系数和温控能力、电信号损耗致热等综合作用的限制, 近20年技术指标没有进一步提升。

20世纪70年代, 美国科学家率先利用低温环境腔体的微波谐振频率为参考研发了“基于超导腔体的微波源(superconducting-cavity-stabilized oscillator, SCSO)”<sup>[9]</sup>。90年代出现了与其类似的“低温宝石振荡器(cryogenic sapphire oscillator, CSO)”, 澳大利亚UWA (University of Western Australia) 研制了  $1 \times 10^{-15}$  @1 s 的频率源系统<sup>[10,11]</sup>。该类系统需要液氮等来维持低温环境, 这引入了维持连续低温的机械振动问题或者只能间歇性工作, 低温系统的造价、维护和工作方式限制了该技术的应用推广。

本文关注的是一种基于超稳激光和飞秒光梳

\* 国家自然科学基金重大研究计划项目(批准号: 91536217, 91336101)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: haifeng.jiang@ntsc.ac.cn

的微波源技术发展, 频率稳定度达  $6.5 \times 10^{-16}$  @ 1 s, 是目前稳定度和相位噪声技术指标最高的频率源<sup>[12]</sup>. 20世纪90年代末超稳激光和飞秒光梳技术相继突破. 1999年, 美国NIST (National Institute of Standards and Technology) 实现了亚赫兹线宽可见激光, 频率稳定度达到  $3 \times 10^{-16}$ <sup>[13]</sup>; 2000年, 德国MPQ (Max-Planck Institute of Quantum Optics) 和美国JILA (Joint Institute for Laboratory Astrophysics) 先后实现了钛宝石飞秒光梳系统<sup>[14,15]</sup>. 很快JILA科学家就提出了利用飞秒光梳将超稳激光下变频产生超稳微波信号的设想<sup>[16]</sup>, 此后十几年超稳光生微波源开始了快速发展.

首台超稳光生微波源报道于2005年, NIST的Hollberg研究组<sup>[17]</sup>以超稳光学腔为参考, 使用钛宝石光梳将连续超稳激光的频率稳定度传递到微波频段, 研制了10 GHz的超稳光生微波源, 频率稳定度为  $3.5 \times 10^{-15}$  @ 1 s, 相位噪声为  $-98$  dBc/Hz@1 Hz. 2011年, 美国NIST的Diddams研究组<sup>[18]</sup>利用超稳激光和钛宝石光梳得到10 GHz的微波频率, 其频率稳定度约为  $8 \times 10^{-16}$  @ 1 s, 相位噪声约为  $-110$  dBc/Hz@1 Hz. 2016年, 法国巴黎天文台SYRTE (system of Time and Frequency Reference) 的Le Coq研究组<sup>[19]</sup>利用掺铒光纤光梳获得了  $6.5 \times 10^{-16}$  频率稳定度的12 GHz微波信号, 相位噪声约  $-105$  dBc/Hz@1 Hz.

为了满足应用需求, 一些研究组在单频超稳光生微波信号后加入低噪声频率综合器, 拓展了超稳光生微波技术的应用能力. 2009年, 德国联邦物理技术研究所(Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB)的Schnatz研究组<sup>[19]</sup>采用光纤光梳研制了9.192 GHz频率可调光生微波源, 频率稳定度约为  $1 \times 10^{-14}$  @ 1 s; 同年, SYRTE的Santarelli小组<sup>[20]</sup>采用类似的方法, 获得了9.192 GHz频率可调光生微波信号, 频率稳定度优于  $4 \times 10^{-15}$  @ 1 s. 2016年, Diddams研究组<sup>[21]</sup>将频率综合输出范围拓展至5 MHz—100 GHz, 产生的微波频率信号短期稳定度达  $10^{-15}$  @ 1 s量级.

近几年, 我国也开展了超稳光生微波源的研究和研制工作. 2017年, 中国科学院国家授时中心(NTSC)成功研制了超稳光生微波源系统, 产生的9.6 GHz频率稳定度达到  $3 \times 10^{-15}$  @ 1 s, 经低噪声微波频率综合后产生的可调9.192 GHz频率稳定度约为  $7 \times 10^{-15}$  @ 1 s和  $3 \times 10^{-15}$  @ 10 s<sup>[22]</sup>.

超稳光生微波源主要应用于基准频标——Cs

喷泉钟<sup>[23]</sup>, 高性能喷泉钟短期频率稳定度一般受限于量子投影噪声(由于原子样本有限造成的统计噪声)和Dick效应(由于本地振荡器噪声引起的钟稳定度恶化)两个方面, 其中量子投影噪声都在  $10^{-14}$  @ 1 s量级, 如果本地振荡器稳定度远小于量子投影噪声, 则Dick效应会被基本消除. 目前, PTB, SYRTE和NTSC均利用  $10^{-15}$  稳定度的光生超稳微波源消除了Dick效应的影响, 提升了基准钟的短期稳定度<sup>[19,20,22]</sup>. 2012年, 欧洲空间局(ESA)的空间冷原子微波钟(PHARAO)的超稳微波源由“晶振方案”改变为“光学腔方案”<sup>[24]</sup>. 我国载人航天空间站研究项目也添加了光生微波源实验方案, 用于提升空间Rb冷原子微波钟的短期稳定度性能. 未来国际标准单位(Système international d'Unités, SI)“秒”计量标准将由光钟重新定义<sup>[25]</sup>; 由于光钟频率标准的直接输出是超稳的单频激光信号, 因此需要利用超稳光生微波技术将其转换成基带频率信号, 进而转换成时间. 相信随着光钟技术的不断提升和“秒”定义的更新, 超稳光生微波技术的应用也会越来越广. 此外, 这种高性能的微波源亦可用于前述的其他应用, 这里不再赘述.

## 2 原理和系统构成

任何频率源的频率稳定度都是其频率参考量决定的, 这个频率参考量可以是信号延迟和相位延迟、可以是晶体的压电和机械谐振频率、可以是腔体的谐振频率、也可以是原子谱线. 激光频率源比微波频率源的频率参考量更为稳定的根本原因是参考部件可以实现更好的环境噪声隔离. 由于激光频率比微波频率高约5个数量级, 由麦克斯韦方程出发可以推导出激光空间传递的场方程, 进而得到光场传播的径向分布尺寸与频率成反比<sup>[26]</sup>, 对于微波亦是如此, 然而由于微波场的径向尺寸太大将不可避免地与环境进行更多的能量交换, 这就从根本上限制了微波频率参考部件的噪声隔离效果.

如图1所示, 光生超稳微波源主要包含超稳激光源和频率综合器两大部分部分. 超稳激光源可以是超稳腔稳频激光, 亦可以是其他手段获得的超稳激光源(烧孔激光、冷原子光钟等), 频率综合器的核心是飞秒光梳, 将超高稳定度的激光频率信号分频到微波频段.

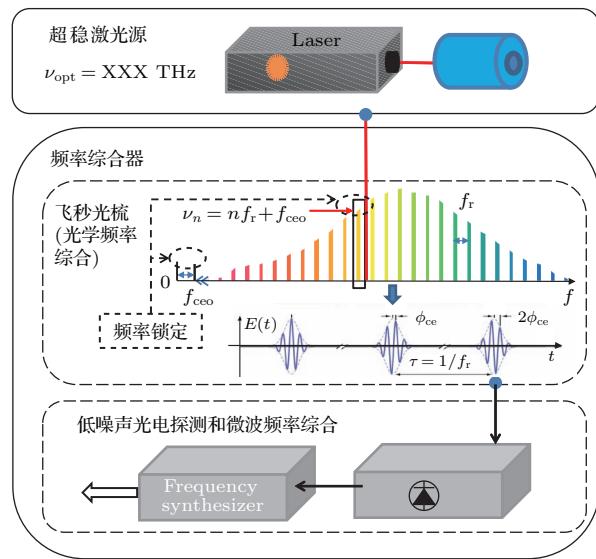


图1 光生超稳微波源结构和原理示意图

Fig. 1. Structure diagram and schematic of ultra-stable photonic microwave source.

超稳激光的频率  $\nu_{\text{opt}}$  是系统的参考频率信号, 光学频率梳的每个梳齿的频率严格满足  $\nu_n = n f_r + f_{\text{ceo}}$ , 其中  $f_r$  是光梳重复频率,  $f_{\text{ceo}}$  是载波包络相移频率,  $n$  是一个自然数。这时利用光梳频率控制技术, 将  $f_{\text{ceo}}$  相位锁定到固定的外参考频率, 并通过控制  $f_r$  将  $\nu_n$  相位锁定到  $\nu_{\text{opt}}$ , 则  $f_r$  信号相位与  $\nu_{\text{opt}}$  信号建立严格的对应关系, 完成近似于  $n$  倍的分频; 也就是说, 光梳的  $f_r$  重复频率稳定度复制了  $\nu_{\text{opt}}$  单频激光的稳定度。另一种同样功效的分频方法是利用两个波长不同的超稳激光作为频率参考, 分别将两个不同的梳齿相位锁定到这两个超稳参考激光, 可以在不探测  $f_{\text{ceo}}$  情况下将激光重复频率锁定到参考激光频率, 这种方法避免了利用  $f_2f$  干涉探测  $f_{\text{ceo}}$  环节, 可以简化设计, 提高系统的可靠性, 所付代价是多了一套单频激光和锁频系统<sup>[27]</sup>。

而后利用光电探测器就可将光梳的脉冲激光信号转换为电脉冲信号, 滤波后即可获得超稳的单频微波信号。为了满足应用需求, 单频微波往往需要进行频率综合环节, 产生所需的频率信号。

下面将分别介绍超稳激光源、飞秒光梳、低噪声光电探测和低噪声频综三个环节的研究进展。

### 3 超稳激光源

激光自诞生之日起就以其单色性好而著名, 单色性好(即波长稳定或者线宽窄)是等同于稳定性

高的另一种表达方式, 很早就有线宽的深入研究(肖洛汤斯线宽)<sup>[28]</sup>。由于激光腔的尺寸往往很小, 一般固态激光器的线宽都在兆赫兹量级, 由于单一噪声源过大, 这时噪声频谱基本符合经典分布, 利用线宽可以较好地刻画激光噪声水平。然而, 随着稳频技术的发展, 激光的噪声被大幅抑制后, 不再符合经典分布, 线宽已不足以准确表征激光的噪声水平, 往往用频率噪声谱和频率稳定度(Allan 方差)来表征。目前最为常见的超稳激光源是超稳腔稳频激光<sup>[13]</sup>; 此外, 可以利用原子谱线为参考在腔稳激光基础上进一步提升稳定性<sup>[29,30]</sup>。

超稳腔稳频激光的频率参考是超稳腔的谐振频率, 在激光发明不久之后就形成了关于谐振腔的完备的计算理论<sup>[26]</sup>。一般的光学腔由一个支撑结构上安装的2片高反镜组成, 为了较好地分离腔模式, 大多数情况下高反镜为一平一凹, 一般选择TE00模式为光学谐振腔的工作模式, 腔模式的具体计算设计方法可参考文献<sup>[26]</sup>或者相关的光学设计书籍。

超稳光学腔的谐振频率稳定度取决于光学腔的光学长度稳定度( $\Delta l/l$ )。如前所述, 光学频率源的参考可以实现更好的噪声隔离, 为了获得更好的稳定度, 超稳光学腔均安装在真空环境内(如图2所示), 外部的温度隔离层是为了阻隔辐射形式的热交换, 这种基于激光非接触式谐振频率探测的腔设计保证了环境噪声的良好隔离, 使得腔谐振频率稳定度接近物理噪声极限(热运动引起的腔长起伏)。有时为了降低腔温度漂移敏感度, 整个腔体环境会被控制在腔的零膨胀温度点<sup>[31]</sup>。

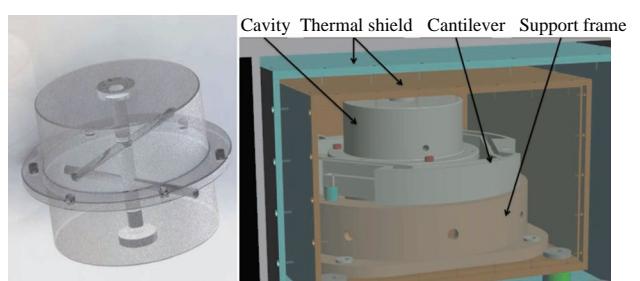
图2 超稳腔腔体及装配结构示意图<sup>[32]</sup>

Fig. 2. Structure and installation diagram of ultra-stable optical-cavity<sup>[32]</sup>.

超稳腔稳定度最终受限于腔本身的热噪声, 该噪声的计算基于统计涨落耗散理论(the fluctuation dissipation theorem, FDT)<sup>[33]</sup>和引力波探测

等方面科学家的研究成果<sup>[34–38]</sup>。美国NASA的Numata等<sup>[39]</sup>2004年整理了理论成果并针对多种常用超稳腔加工材料进行了热噪声效应计算,这些理论成果和计算结果成为了指导超稳腔设计重要依据。(1)式给出了腔热噪声的功率谱密度:

$$G_{\text{spacer}}(f) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{L}{3\pi R^2 E} \phi_{\text{spacer}}, \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} G_{\text{mirror}}(f) \\ = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{1 - \sigma^2}{\pi E w_0} \phi_{\text{sub}} \left( 1 + \frac{2}{\pi} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\phi_{\text{coat}}}{\phi_{\text{sub}}} \frac{d}{w_0} \right), \end{aligned} \quad (1b)$$

其中 $R$ 是支撑体的半径, $L$ 为支撑体的长度, $E$ 为杨氏模量, $\sigma$ 为泊松比, $\phi$ 为损耗, $\omega = 2\pi f$ 为角速度, $w_0$ 为激光截面半径, $d$ 为镀膜厚度。由(1)式可知超稳激光的热噪声为闪烁( $1/f$ )噪声,对应的频率稳定度(Allan方差)<sup>[40,41]</sup>为

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{2 \ln(2)}{L^2} [G_{\text{Spacer}}(f) + 2G_{\text{mirror}}(f)]. \quad (2)$$

室温下超稳腔热噪声引起的长度变化在 $10^{-17}$  m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ @1 Hz量级,对于563 nm的激光对应的激光频率噪声在1 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ @10 mHz和0.01 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ @100 Hz量级,噪声主要来源于超稳腔高反镜基底的热运动<sup>[39]</sup>。

ULE (ultra low expansion glass)是美国康宁公司的一种产品,室温下具有最低的热膨胀系数,适合用作腔体材料。熔融石英玻璃(silica)作为热噪声效应更低的材料,其室温热膨胀系数一般约为 $1 \times 10^{-6}$ ,比ULE高2—3个数量级,需要更为良好的热隔离设计<sup>[42]</sup>。2010年,一种基于温度补偿思想的方法解决了silica镜片热敏感的问题。如图3所示,在silica镜片后部加一个ULE材料的加强环,实现了温度系数和零膨胀点的调节<sup>[43]</sup>,降低了silica镜片超稳腔系统的隔热设计复杂度。目前绝大多数常温使用的超稳腔选用ULE腔体/ULE镜片或者ULE腔体/silica镜片组合。

超稳光学腔的热噪声贡献主要来源于高反镜的基底材料选择和镀膜。选择合适的镜片镀膜材料也是降低热噪声的途径之一,由于腔的谐振频率将作为频率参考,为了获得良好的频率探测敏感度,反射膜的反射率一般需要在0.99999以上。大多数超稳腔采用 $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ 镀膜,这种镀膜采用离子溅射工艺,能够比较精确地调节高反膜层厚

度,适用于从可见光到近红外的所有波长。近年,GaAs/AlGaAs晶体膜也被应用到超稳腔制作,其热噪声系数比 $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ 镀膜小了近一个数量级<sup>[44]</sup>。但由于工艺等方面的限制,该技术目前只能制作1 μm(一般1.5 μm)以上波长的高反镜。

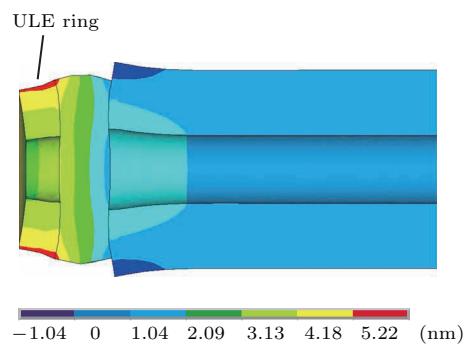
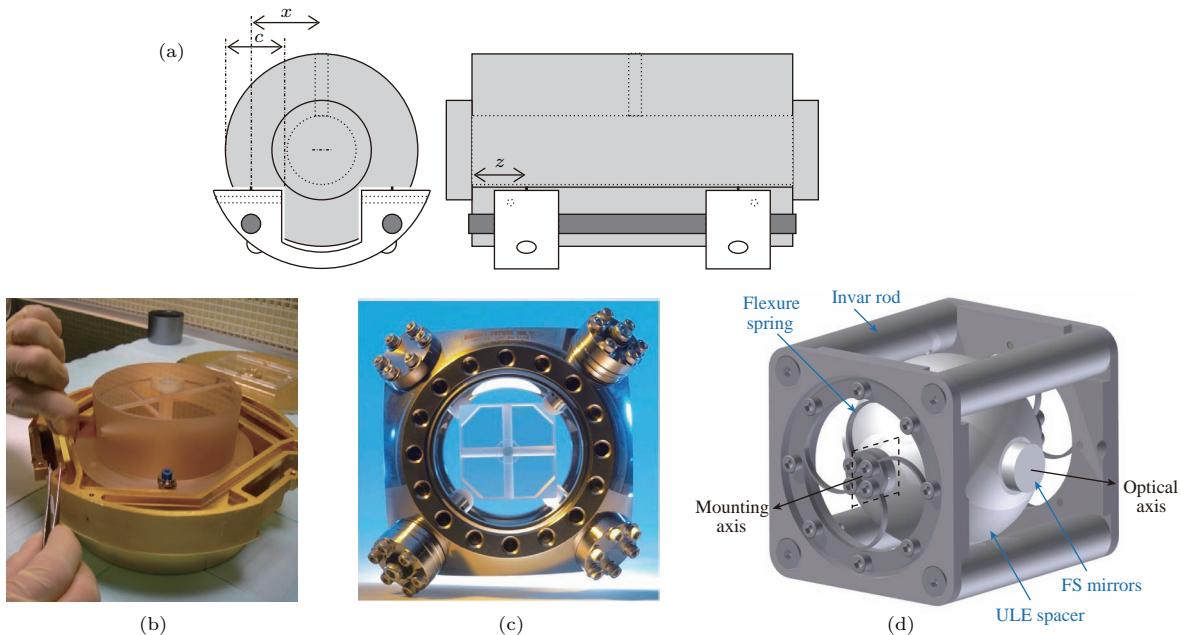


图3 带有ULE环的silica镜片结构和热变形仿真<sup>[43]</sup>

Fig. 3. Structure and thermal deformation simulation of silica mirror with ULE ring<sup>[43]</sup>.

增大激光光斑可以利用平均效应降低热噪声效应(见(1b)式和表1),这时需要采用半径更大的凹面镜构成腔体。早期的凹面镜反射面的曲律半径一般为0.5 m<sup>[42,45]</sup>,近期很多腔镜的曲率半径提升到1 m<sup>[32,46]</sup>。根据计算腔镜的曲率半径增加一倍,可以获得10%以上的稳定性提升。然而,增大曲率半径会更加容易激发高阶腔谐振模式,进而引起腔耦合调节困难。通过提升光斑截面的方法还有一定的稳定性提升空间,而实现这一目标还需要克服加工困难,美国可以加工10 m以上的镜片<sup>[47]</sup>。

增加长度是有效降低热噪声效应的另一个手段(见(2)式)。考虑到材料、加工、腔体噪声隔离设计等方面的因素,大多数超稳腔选用10 cm腔长<sup>[31,41,44]</sup>。2015年,德国PTB采用48 cm的超稳腔获得了室温环境下稳定性最高的超稳激光,频率稳定性达到 $8 \times 10^{-17}$ <sup>[46]</sup>。增加腔长除了造价高外,还会增加腔的振动敏感度。振动敏感度与腔的尺寸成正比,为了降低振动敏感度,一般通过有限元仿真的设计方法,选取适当的腔设计和固定来降低振动敏感度(见图4)。大多数腔的振动敏感度在 $10^{-10}$ — $10^{-11}/g$ ( $g$ 为重力加速度)<sup>[42,48–51]</sup>,主动隔离后可以降低到 $10^{-12}/g$ 以下<sup>[51]</sup>;再利用外部的振动隔离可以将振动的影响控制在热噪声效应以下。

图4 超稳光学腔和安装结构<sup>[48–51]</sup>Fig. 4. Schematic and installation diagram of ultra-stable optical-cavity<sup>[48–51]</sup>.

当然,降低热噪声最直接的方法是降低温度。2012年,德国PTB和美国JILA合作研制的124 K温度下运行的单晶硅超稳腔稳频激光,虽然腔长只有10 cm,但稳定度达到 $1 \times 10^{-16}$ <sup>[52]</sup>。2017年,他们利用21 cm制冷腔研制了目前最稳的激光源,稳定度达到 $4 \times 10^{-17}$ <sup>[53]</sup>。持续工作的制冷腔需要冷媒循环,会引入难以屏蔽的振动,这使得腔设计更为困难。2017年,JILA的4 K温度6 cm超稳腔激光系统的稳定度达到 $1 \times 10^{-16}$ ,与期望的热噪声极限 $6 \times 10^{-17}$ 尚有差距<sup>[54]</sup>。

以往的超稳腔均采用一对高反镜片,为了复用支撑结构和噪声屏蔽资源,折叠腔的结构曾被提出:不计光路倾斜引起的长度变化,则利用N个腔镜构成的折叠式超稳腔的热噪声对应的稳定度为2镜腔的 $\sqrt{2N-3}/(N-1)$ 倍<sup>[55]</sup>。然而由于折叠腔需要的多组镜面不平行,腔体加工和镜片安装会有很大的困难,因此尚未被实际应用。近期,一种思想类似但更为容易实现的方法被提出并得以实现。将多对镜片安装到同一个腔体上,然后分别锁定不同的激光后,再将激光频率平均,产生 $\nu = \sum_{i=1}^M \nu_i/M$ 的激光,这种激光频率综合的附加噪声在 $10^{-18}$ 量级以下,可以将等效热噪声敏感度降低 $1/\sqrt{M}$ 倍<sup>[56]</sup>。

PDH锁频是成熟的超稳激光稳频技术,PDH是R. Pound, R. Drever, J. Hall三人的姓氏首字

母。该技术起源于1946年Pound<sup>[57]</sup>提出的微波腔稳频,后来Drever等<sup>[58]</sup>将其应用到光频外腔稳频并得到推广。PDH锁频的基本原理是利用调制的频率信号与谐振腔相互作用,中心载波与谐振频率相近时,通过探测反射信号可以获得谐振腔内信号与调制的信号的相位比较信息,而后利用解调的方法可以获得输入频率信号与谐振频率的误差信号。PDH锁频的基本结构如图5所示,其锁频原理在参考文献[59]中有较为详细的理论推导。PDH与其他锁频方法相比有很多不可比拟的优势。首先,PDH锁频不受光学腔响应带宽限制,可以较好地抑制宽带频率噪声;其次,PDH的光电探测环节是差分探测,避免了光电探测环节低频噪声的影响;此外,差分探测的信号在频率锁定状态下功率接近于“零”,在大增益情况下不会引入非线性和系统偏差。这些优点保证了电控环节具有高增益、高带宽和低附加噪声的特点,能够容易地实现激光信号紧锁在超稳腔谐振频率上,复制超稳腔的谐振频率稳定性。

由于激光相位调制过程中也会引入一定程度的幅度调制(剩余幅度调制),这个调制信号的频率与解调频率相同,最终会在误差信号端产生一个不稳定的附加信号,引起锁频系统偏差,超稳激光系统需要对剩余幅度调制进行有效抑制。众所周知,大多数商用电光调制器(electro-optic modulator, EOM)的晶体是矩形的,激光垂直入射,这样

的EOM剩余幅度调制的根源主要有寄生腔效应和激光偏振旋转效应<sup>[60,61]</sup>。早期一般采用以高消光比偏振片严格定义EOM输入激光偏振的方法,减小由于入射光偏振态与EOM晶体的光轴和电场不重合引起的偏振旋转效应<sup>[62]</sup>。

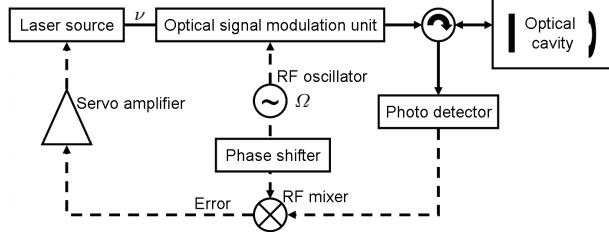


图5 PDH锁频结构示意图<sup>[62]</sup>

Fig. 5. Diagram of PDH frequency stabilization technique<sup>[62]</sup>.

2014年,JILA采用主动控制的方法,控制反射光解调出的幅度和相位信号,分别用于抑制寄生腔效应和偏振旋转效应,将为了增强调制效率和便携的小型系统而采用的波导式EOM的剩余幅度调制功率降低了56 dB<sup>[63]</sup>。如图6所示,光电探测器PD1探测的信号用于剩余幅度调制控制,探测器PD2用于PDH锁频和剩余幅度调制抑制环外测试;PD1探测的信号解调后同相和正交解调信号分别反馈到温度和偏振控制端用于抑制寄生腔效应和偏振旋转效应。利用该技术,3.5 cm光学腔系统的剩余幅度调制效应控制约为 $1 \times 10^{-16}$ (2—500 s积分时间),21 cm硅腔系统的剩余幅度调制效应在1—1000 s积分时间内大体控制在 $3 \times 10^{-17}$ —

$1 \times 10^{-16}$ 范围<sup>[63]</sup>,7 cm长的4 K温度超稳腔系统的剩余幅度噪声效应小于 $2 \times 10^{-17}$ <sup>[54]</sup>。

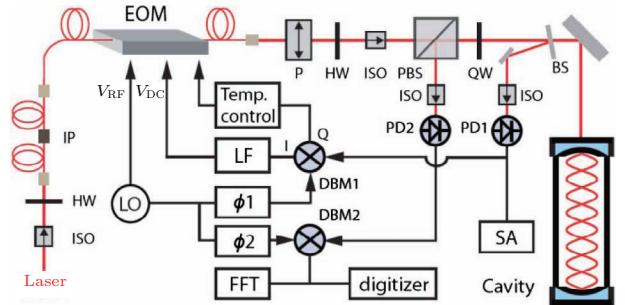


图6 主动剩余幅度调制噪声抑制实验结构<sup>[63]</sup>

Fig. 6. Experimental scheme for active control and cancellation of residual amplitude modulation<sup>[63]</sup>.

另一种更简单的方法是采用特殊设计的低剩余幅度调制EOM,通过空间光分离的方法抑制两种造成剩余幅度的效应。如图7所示,低剩余幅度调制EOM其入射面和出射面设计成具有倾斜角(布儒斯特角),激光入射后沿晶体Z轴传播,由于自然双折射,入射进晶体的寻常光和非寻常光在空间上分离,这样可以极大地避免偏振旋转效应;同时由于入射光和出射光均非垂直入射,不会形成寄生腔。应用该EOM的10 cm长ULE超稳腔稳频激光的剩余幅度效应在1—1000 s积分时间范围接近 $1 \times 10^{-17}$ (图7心三角),相比于热噪声可以忽略不计<sup>[64]</sup>。此外,也有人采用梯形设计的EOM抑制剩余幅度调制噪声<sup>[65]</sup>。

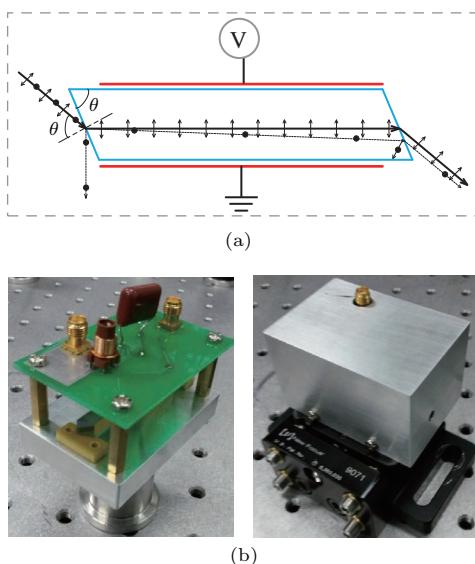


图7 低剩余幅度调制电光调制器 (a) 原理图; (b) 实物照片; (c) 实验结果<sup>[64]</sup>

Fig. 7. EOM with ultra-low residual amplitude modulation: (a) schematic of electro-optic modulator; (b) picture of EOM; (c) experimental result<sup>[64]</sup>.

为了能够获得超稳激光，除了具有上述的频率甄别和误差信号产生能力外，还需要宽带激光噪声控制能力，宽带激光频率控制能力是一些激光源所不具备的，这时可以采用激光移频控制技术，利用声光调制器控制激光频率，绝大多数光纤激光器稳频均采用了这种技术<sup>[31,32,45]</sup>。为了获得较高的功率可以采用单次通过AOM，而更多的是采用双次通过AOM方式，以获得在频率调节状态下更为稳定的激光功率<sup>[66]</sup>。

超稳激光的传递噪声抑制技术也是发挥其稳定性度的必要手段，最早由华东师范大学马龙生教授在JILA完成<sup>[67]</sup>。基本原理是利用光信号往返通过传递路径并与本地参考光进行比相，而后根据测量到的相位噪声进行实时相位补偿。后来这项技术被推广应用到远程光纤频率传递，可以完成百公里乃至千公里量级的光频传递<sup>[45,68]</sup>。

为了获得稳定性更高的激光源，可以在超稳腔稳频激光的基础上以原子能级为参考进一步提升稳定性度，最典型的装置就是光钟<sup>[69]</sup>。为了能够精确探测跃迁的稳定性，需要避免自发辐射能量可能引起的明显的谱线增宽，因此目前高性能的频标都是具有高性能本振源的被动型频标<sup>[29]</sup>。如图8所示，目前光钟的频率稳定度和不确定度均远优于基准频标(Cs原子喷泉钟)<sup>[69]</sup>，时间频率标准更换的讨论已经提上议事日程。一般而言，超稳激光决定了光钟的短期稳定性，由于光钟的反馈控制，从控制带宽(一般2—5 Hz，取决于光钟工作周期)开始短期稳定性符合 $1/\sqrt{\tau}$ 关系，一直降低到光钟系统的频率不确定度水平。

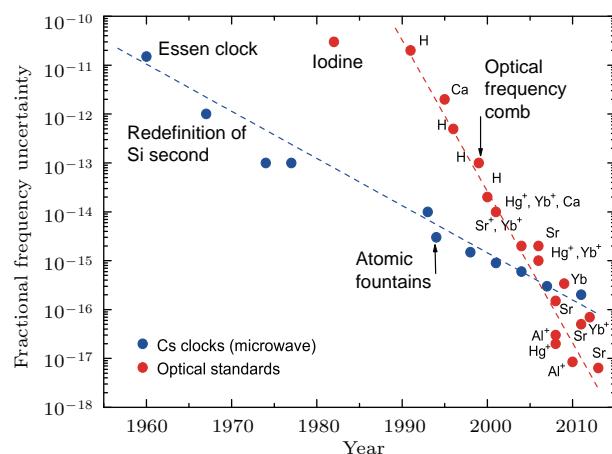


图8 原子钟频率不确定度进展<sup>[69]</sup>

Fig. 8. Frequency stability of atom clock, quoted from references<sup>[69]</sup>.

## 4 飞秒激光

飞秒光梳也称光学频率综合器，是超快和超稳激光技术结合的产物，是频率受控的飞秒锁模激光器，它的出现推动了光频测量和精密光谱学等领域的迅猛发展。早在1977年，T. Hansch在斯坦福大学研究氢原子精细光谱的过程中，提出了时域上稳定、间隔相等的脉冲信号对应稳定光学频率梳信号的思想<sup>[70]</sup>。但是由于非线性光谱展宽技术的缺失，直到20世纪末光子晶体光纤(微结构光纤)<sup>[71,72]</sup>发明后光梳才得以实现<sup>[14,15]</sup>。

锁模激光是光梳的基础，最早的光梳系统采用钛宝石锁模激光器，其锁模机理是利用钛宝石晶体的Kerr透镜效应，通过空间激光耦合选择方式，实现饱和吸收效果，从而达到锁模的目的<sup>[73,74]</sup>。飞秒激光技术的快速发展起始于钛宝石飞秒激光器的发明<sup>[73]</sup>，锁模机理一般被解释为自聚焦<sup>[75]</sup>，后来这种机制被称为克尔透镜锁模 Kerr-lens mode locking (KLM)，众多种类的固体激光器基本都采用这种锁模机制。事实上无论是KLM还是后面将要介绍的其他锁模机理都符合由来已久的饱和吸收理论，即通过某种选择机制将强光留在腔内并削弱弱光，使腔内激光能量不断集中，最终形成超窄的单脉冲<sup>[76]</sup>。由于空间选择方式决定了基于Kerr透镜锁模的钛宝石光梳可靠性不高，对振动等环境噪声敏感；为解决应用需求，多种基于不同锁模机理的光梳系统在较短的时间内相继发明，尤其是基于光波导的光纤光梳相比固体光梳可靠性有了很大提升。光纤光梳包括：Yb光纤光梳<sup>[77]</sup>，Er光纤光梳<sup>[78]</sup>，Tm光纤光梳等<sup>[79]</sup>。对于光生微波源系统，早期主要采用钛宝石光梳<sup>[17,18]</sup>，由于掺铒光纤光梳在可靠性方面的优势，已经成为当下的首选<sup>[12,19,29,22]</sup>。

早期的钛宝石激光系统采用多反射镜的X型折叠腔，利用多个分立元件(5个反射镜、1对棱镜)控制KLM透镜聚焦、色散控制、色散补偿，这种设计导致腔长不能太短，重复频率仅为88 MHz，通过移动棱镜调节色散可以迅速锁模<sup>[80]</sup>。事实上无论是频率测量还是微波产生应用，更高重复频率的飞秒激光比起百兆赫兹重复频率的系统都有更大的优势<sup>[81]</sup>。2004年1 GHz重复频率的钛宝石飞秒激光系统被实现，当时的系统并不稳定。如图9所示，其腔体由4个Gires-Tournois interferometer (GTI)

镜和啁啾镜组成<sup>[82,83]</sup>。这种循环腔非常稳定, 直到现在仍被广泛采用。

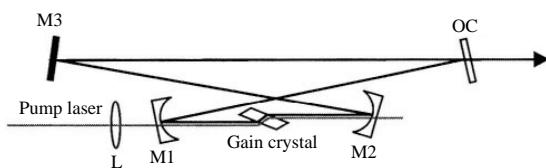


图9 4镜固体飞秒激光腔

Fig. 9. Four-mirror femtosecond laser cavity.

通过优化参数, 2006年1 GHz的钛宝石激光器实现了直接输出倍频程光谱, 如图10所示, 其构建的光梳系统省略了关键的非线性光谱展宽环节<sup>[84]</sup>。后来直接倍频程钛宝石激光系统的重复频率提升到近5 GHz, 由于倍频程光谱的质量与光纤展宽相比效率有明显差距, 后续研究没有引起更多的关注。

目前为止, 重复频率最高的固体激光器是NIST 2009年报道的10 GHz钛宝石光梳<sup>[85]</sup>。现在, 最通用的钛宝石光梳系统是基于1 GHz重复频率飞秒激光的光梳, 并可以购买到商用产品。

不同于固体飞秒激光, 光纤飞秒激光的光学腔设计更为灵活, 有多种锁模机制可选, 包括非线性偏振旋转锁模 (nonlinear polarization rotation, NPR)、非线性放大环形镜锁模 (nonlinear fiber or amplifier loop mirror, NALM)、饱和吸收体锁模 (半导体饱和吸收镜 semiconductor saturable absorber mirror, SESAM, 碳纳米管 carbon nanotube, 石墨烯 graphene等)。掺铒光纤飞秒激光由于直接覆盖通信波长, 在材料和器件选择上具有不可比拟的优势, 构建的系统具有最高的可靠性, 是室外和空间等应用的首选<sup>[86–88]</sup>。

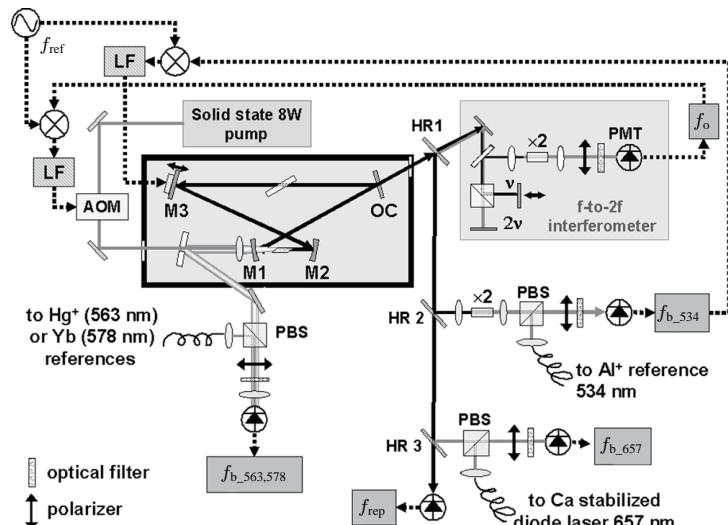


图10 1 GHz 钛宝石光梳系统, 连接了 Ca, Yb, Hg<sup>+</sup>, Al<sup>+</sup> 光频标<sup>[84]</sup>

Fig. 10. Ti:sapphire laser with a repetition rate 1 GHz, connected the four current optical-clock standards including Ca, Yb, Hg<sup>+</sup>, Al<sup>+</sup><sup>[84]</sup>.

NPR掺铒光纤激光器是早期应用最广泛的光纤激光器, 其锁模原理是激光在非保偏光纤中传播时, 由于光纤的Kerr效应导致激光产生与强度相关的非线性偏振态变化, 当选择合适偏振态时, 可以产生饱和吸收作用使激光脉冲宽度窄化, 形成超窄的稳态脉冲<sup>[89]</sup>。NPR锁模激光器的基本结构如图11所示, 包括增益光纤、偏振调节部件、偏振选择器件和激光隔离器(确保激光单向运行)。该类型激光器能量转化效率高(一般几十到过百毫瓦, 是抽运激光的10%—20%), 输出脉冲窄(一般小于100 fs), 激光噪声低; 然而, 由于采用非保偏光纤,

系统环境敏感性较高, 温度变化、光纤振动或光纤弯折等扰动都会破坏非线性偏振旋转效应对激光偏振态的旋转, 导致锁模状态改变或锁模状态消失。该类激光器可靠性不高, 适用于环境较好的实验室; 由于其良好的噪声性能, 这种锁模激光是当前光生微波系统采用最多的激光源。

NALM锁模激光器是由NOLM (nonlinear optical loop mirror)<sup>[90]</sup>光学开关结构发展而来<sup>[91]</sup>, NALM在NOLM结构中引入增益环节增强了非线性效果, 实现了激光锁模<sup>[92]</sup>。如图12所示, NALM锁模腔结构有8字和9字两种<sup>[93]</sup>, 激光在Sagnac

环内出口处由于干涉的作用会产生与相位相关的干涉, 在非线性光电(Kerr)效应的作用下, 这种干涉会对输入激光的强度产生饱和吸收效果, 进而形成锁模。对于双向传递速度完全对称的Sagnac环, 会形成全反射, 对相位移动不敏感, 不利于产生饱和吸收效果; 因此, 后来一般在Sagnac环内插入非

互易移相器(见图12(c))将NALM输出调节到非线性相移最敏感区<sup>[94]</sup>。这种锁模机制的最大优点是可以采用全保偏光纤构建系统, 系统稳定性和可靠性较高。早期系统采用8字形结构较多, 由于9字结构的激光效率和结构更为简单, 所以越来越多地被采用<sup>[95]</sup>。

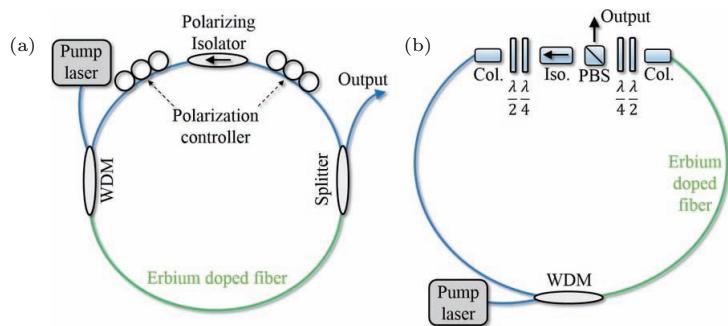


图11 NPR锁模掺铒光纤激光器 (a) 全光纤结构; (b) 非全光纤结构<sup>[89]</sup>

Fig. 11. NPR mode-locked erbium fiber oscillator: (a) All-fiber structure; (b) modified NPE laser design that uses free-space optics<sup>[89]</sup>.

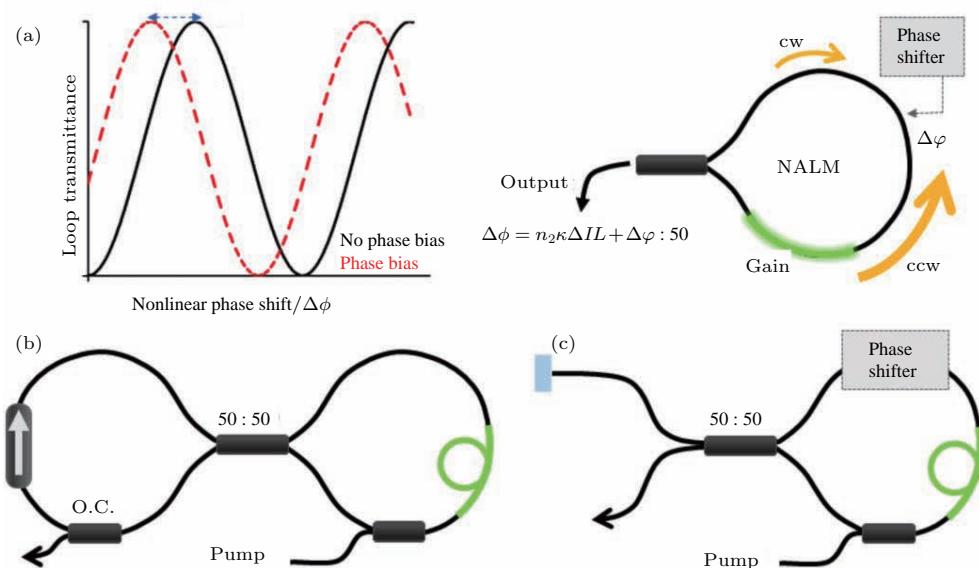


图12 NALM 锁模 (a) 原理; (b) 8字形 NALM 锁模激光结构; (c) 9字形 NALM 锁模激光结构<sup>[93]</sup>

Fig. 12. NALM: (a) Principle of the NALM; (b) typical implementation of the figure-of-8 laser; (c) typical implementation of the figure-9 laser<sup>[93]</sup>.

与NPR锁模机制相比, NALM的功率效率较低, 输出功率也较低(一般只有几个毫瓦, 小于抽运激光功率的5%), 噪声相对较高; 但NALM锁模激光器在良好的参数控制下能够可靠地自启动, 并具有不错的噪声性能, 是空间光梳应用的首选方案。如图13所示, 负责欧洲空间光钟(SOC)计划“空间光频梳”研制的德国MPQ/Menlo采用全保偏光纤“9”字形NALM锁模激光, 该系统曾在

2015年4月和2016年1月两次通过了火箭发射实验<sup>[88]</sup>。近期负责我国载人航天空间站项目的空间光梳研制单位NTSC也采用全保偏光纤NALM结构实现了即插即用的掺铒光纤飞秒激光器。不同于MPQ/Menlo系统环形臂“非互易移相器”设计, NTSC系统利用直线臂偏振干涉“非互易移相器”, 激光的直接输出光谱宽度达到60 nm, 不低于一般的NPR系统(见图13); 光谱宽对应的激光脉冲窄,

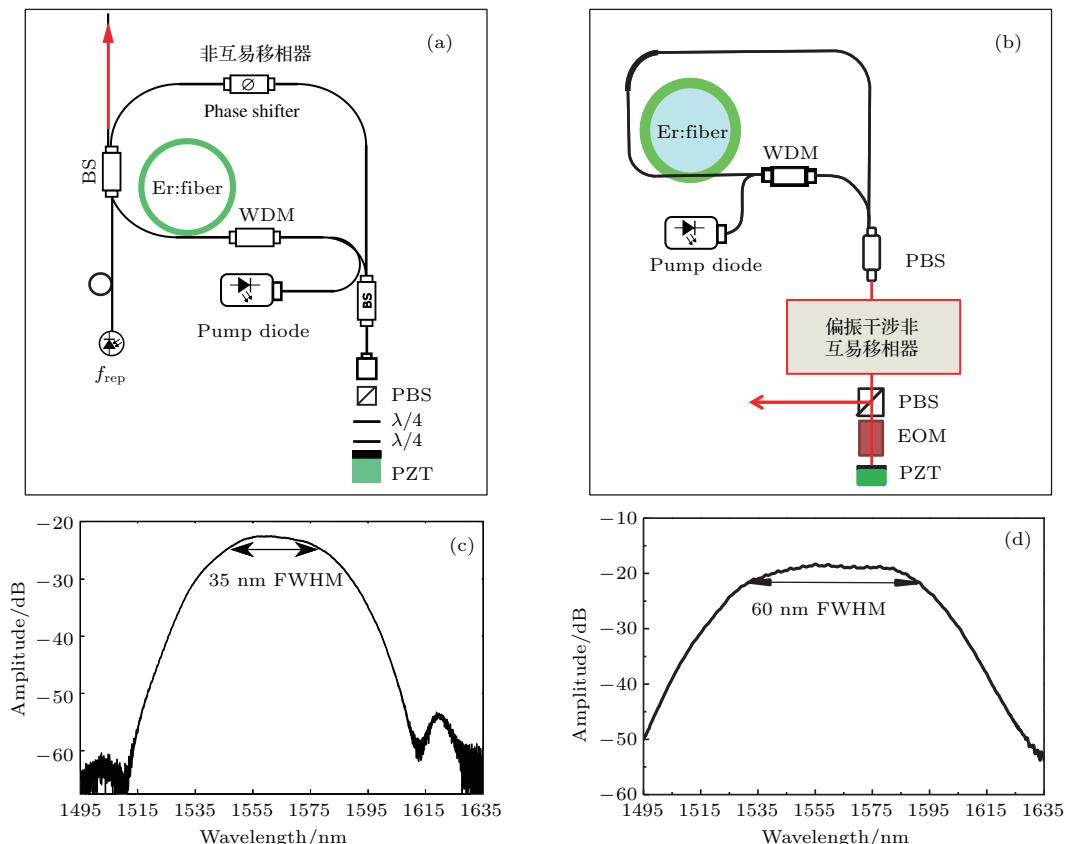


图 13 MPQ/Menlo 和 NTSC “空间光频梳”用飞秒激光 (a), (c) MPQ/Menlo 结构和输出光谱<sup>[88]</sup>; (b), (d) NTSC 结构和输出光谱 (该结果未正式发表)

Fig. 13. Femtosecond lasers produced by MPQ/Menlo and NTSC: (a), (c) Struture and output spectrum of MPQ/Menlo's optical frequency comb<sup>[88]</sup>; (b), (d) struture and output spectrum of NTSC's optical frequency comb (the result were not officially released).

便于利用非线性效应扩展光谱.

饱和吸收体锁模是通过在腔内插入饱和吸收体产生激光饱和吸收效应的锁模机制, 不仅可以应用到光纤激光锁模<sup>[86]</sup>, 也可以应用到固体激光锁模<sup>[96]</sup>; 由于饱和吸收体的响应速度比非线性光电效应(Kerr 效应)慢, 使得激光能量更容易聚集而产生锁模, 但激光脉冲较宽(一般在几百飞秒甚至皮秒量级)、噪声也相对较高. 用于激光锁模的饱和吸收体很多, 包括传统的半导体饱和吸收镜 SESAM<sup>[97]</sup>、碳纳米管<sup>[98]</sup>、石墨烯<sup>[99]</sup>、拓扑绝缘体( $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  和  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ )<sup>[100,101]</sup> 其中应用 SESAM 锁模最多. 半导体材料对激光波长的吸收主要取决于材料价带与导带之间的禁带宽度, 目前所用的半导体饱和吸收体主要是以对可见光和红外波段有较大吸收的III-V 族半导体材料制成. SESAM 是将半导体可饱和吸收体与反射镜结合的锁模器件, 一般利用分子束外延(molecular beam epitaxy, MBE)技术依次将半导体布拉格反射镜、可饱和吸收材料

和反射镜生长在 GaAs 衬底上. 布拉格反射镜与上层的反射镜之间形成 Fabry-Perot (F-P) 腔, 可饱和吸收体的厚度和反射镜的反射率决定着 SESAM 的工作参数. SESAM 从饱和状态重新回到可饱和吸收状态所持续的时间一般在皮秒或纳秒量级, 这导致 SESAM 的锁模激光器直接输出脉冲宽度一般相对较宽, 但通过合理的设计在自相位调制等多重效应的综合作用下能够实现比相应速度低得多的锁模激光输出<sup>[86,93]</sup>. 基于 SESAM 的掺铒光纤飞秒激光器光学腔结构有直线和环形两种, 除增益光纤外, 激光腔内只需要 SESAM 和波分复用器两个器件, 是结构最简单的锁模激光器. 如图 14 所示, 通过将 SESAM 做光纤耦合封装, 实现激光器的全光纤结构设计, 并且可用全保偏光纤, 这样激光器的环境敏感度大大降低<sup>[102]</sup>. 尽管该类激光器的噪声相对前两种锁模技术更大, 但是随着锁模技术的发展, 此类锁模激光依然凭借可靠性优势成为应用型光梳的选择<sup>[86]</sup>.

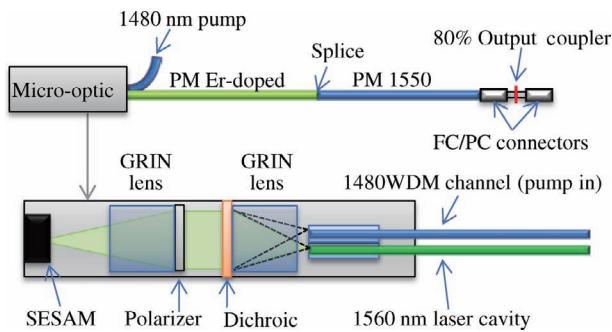


图 14 基于 SESAM 的室外应用掺铒光纤飞秒激光 [102]

Fig. 14. Erbium fiber oscillator applied to outdoor based on SESAM [102].

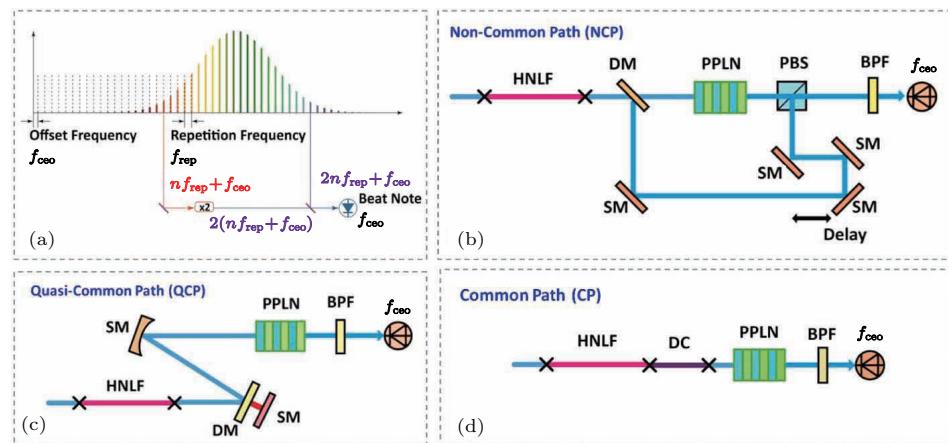
为了综合多种锁模机制的优点, 混合锁模技术也被多次应用。NPR-SESAM 混合锁模基本逻辑是以 SESAM 为辅助锁模手段, 起到激光能量聚集的目的, 激发更为快速的 NPR 锁模 [103–105]; 锁模后 NPR 机制起主要作用, SESAM 机制也起到了消除激光脉冲尾翼的效果。NPR-NALM 混合锁模则以 NALM 为辅助锁模手段 [106]。尽管上述系统起到了增强低噪声 NPR 锁模能力的效果, 但由于 NPR 机制必须要采用非保偏光纤, 导致其环境适应能力的提升仍然有限, 无法与采用全保偏光纤的 NALM 和 SESAM 锁模系统相比。

## 5 飞秒光梳频率控制

控制飞秒激光的重复频率  $f_r$  和载波包络相移频率  $f_{ceo}$  的前提是能够探测到其信号。重复频率的探测比较简单, 只要将飞秒激光信号入射到光电探测即可以获得相应的电脉冲, 包含重复频率及其一

系列的谐波  $n f_r$ ,  $f_{ceo}$  的探测较为复杂, 一般利用  $f$ - $2f$  干涉法进行测量。如图 15 所示, 通过将低频部分的飞秒激光信号  $f_r + f_{ceo}$  2 倍频后与高频部分的信号  $2f_r + f_{ceo}$  进行拍频即可获得  $f_{ceo}$  频率信号。对于掺铒光纤飞秒光梳产生超连续的部分是高非线性光纤 (highly nonlinear fiber, HNLF), 对于  $1 \mu\text{m}$  以下的短波长激光一般采用光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF)。由于 HNLF 与一般光纤的孔径差距不太大, 可以直接与单模通信光纤熔接, 使得系统更为可靠, 这也是掺铒光纤光梳的一大优势。 $f$ - $2f$  干涉结构有非共线、半共线和共线三种方式。早期均采用非共线方式, 这种方式利于调节, 可以方便地优化干涉信号强度, 但是由于线路噪声不共模, 这种方式的环外噪声水平相对较高。共线模式需要将长波和短波激光脉冲通过色散调节的方式使其在探测端较好地重叠, 全部线路噪声均为共模噪声, 因此对环境噪声最不敏感, 是现在采用最多的结构。利用  $2f$ - $3f$  干涉亦可以实现  $f_{ceo}$  探测, 其优点是超连续光谱不用达到倍频程 [107]。此外, 采用激光差频技术可以消除  $f_{ceo}$  频率分量, 其过程是通过高频孤子与低频孤子进行非线性频率差频变换消除  $f_{ceo}$  频率 [108]。

重复频率的控制是通过控制光学腔的光学长度实现的, 较大范围的调节一般利用压电陶瓷进行机械尺度调节实现; 大调节范围压电陶瓷 (piezoelectric transducer, PZT) 的控制带宽往往只有  $1$ — $10 \text{ kHz}$ , 为了消除高频噪声, 需要更为快速的频率控制手段。2005 年, JILA 科学家率先利用腔内 EOM 实现宽带光梳频率控制, 其结构如图 16 所示,

图 15  $f_{ceo}$  频率信号探测原理 (a) 和结构 (b), (c), (d) [93]Fig. 15. Principle of detecting the  $f_{ceo}$  signal (a) and diagram of experimental device (b), (c), (d) [93].

其控制带宽达到 230 kHz; 但是 EOM 控制范围很小, 长时间重复频率锁定需要同时控制 PZT 以补偿大范围频率漂移 [109]. 由于电光效应速度极快, EOM 的控制带宽可以很容易地提升到 MHz 量级, 近年来的掺铒光纤光梳基本都配备了腔内 EOM, 该技术甚至是一些商用系统的可选项 [110,111]. 在高抽运的NPR 系统中, 抽运功率也可以作为重复频率的有效控制手段, 其频率控制敏感度甚至远大于对  $f_{\text{ceo}}$  的频率控制敏感度 [112,113].

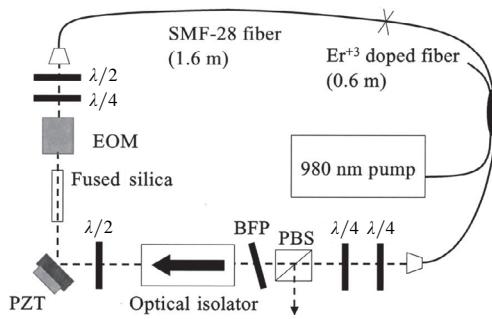


图 16 带有腔内 EOM 的掺铒光纤飞秒激光 [109]

Fig. 16. Erbium fiber oscillator with intracavity EOM [109].

$f_{\text{ceo}}$  频率代表着激光群速度和相速度的失配程度, 其控制方法是调节等效色散参数, 一般通过抽运电流来实现 [109–112]. 一种比较新型的NPR 宽

带频率控制方法是利用整个光纤谐振腔的双折射效应, 采用特殊电光调制器调节光偏振, 控制  $f_{\text{ceo}}$ , 实现了宽带大范围控制, 较以往的宽带频率控制方式, 控制范围有大幅提高 [106,113]. 这种通过控制偏振态的调节方式也可以用于重复频率控制, 在相同的晶体设计情况下, 频率控制敏感度有近百倍的提升 [106]. 通过声光调制器对激光频率移频亦是一种可选的  $f_{\text{ceo}}$  频率宽带控制方法, 由于是腔外补偿,

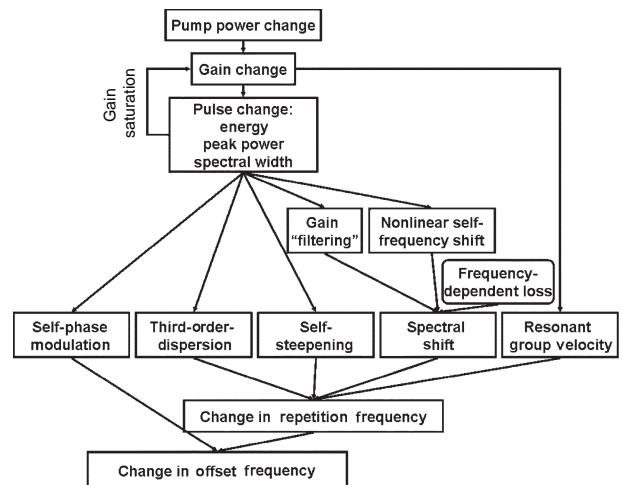


图 17 掺铒光纤飞秒激光抽运功率调节的物理机制 [115]

Fig. 17. Basic overview of pump power change [115].

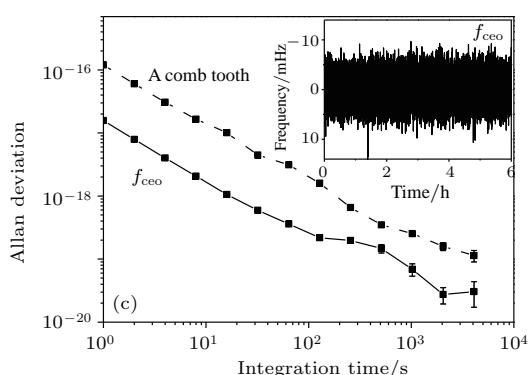
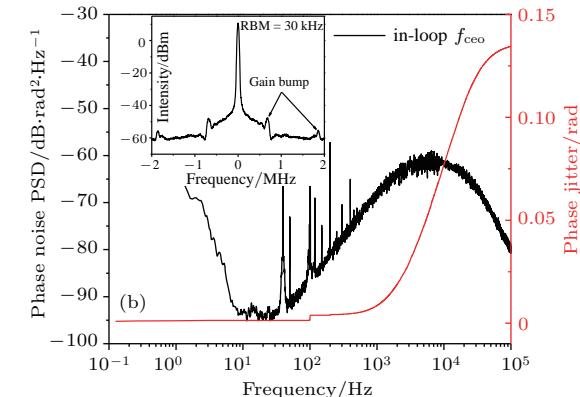
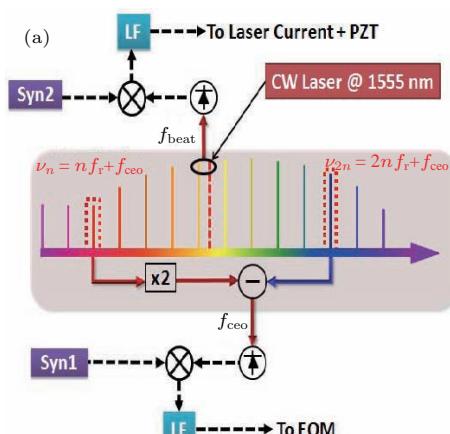


图 18 光梳环内频率控制能力测试实验示意 (a) 和测试结果 (b), (c) [113]

Fig. 18. Experimental setup for intra-annular frequency control test (a) and test result (b), (c) [113].

该方法对重复频率没有耦合,有利于频率控制<sup>[114]</sup>.这种方法的缺点是功耗大,调节范围小,还会引入很多光谱分量使光梳信号纯度恶化.

光纤腔内的作用机制比较复杂,抽运功率的变化就会引起多种效应并表现为光梳频率变化(见图17);任何腔内参数的变化一般都会导致 $f_r$ 和 $f_{ceo}$ 频率变化<sup>[115]</sup>.频率控制方案的关键是选择敏感系数高并且耦合系数小的频率控制组合.

评估光梳频率控制效果的技术参数有相位噪声谱密度、相位抖动和稳定度.噪声谱密度 $S(f)$ 一般利用动态信号分析仪基带电压信号进行傅里叶分析获得,其单位为 $V^2/Hz$ ;相应的相位噪声谱是将光相位信息通过相位比对的方法变频并测量获得的,单位变成 $rad^2/Hz$ (双边带).相位抖动(phase jitter)则通过积分和开方计算获得 $\sqrt{\int_{f_l}^{f_h} S(f) df}$ ,其单位为rad(弧度),一般而言光梳的光频环内相位抖动小于1 rad.稳定度则是通过归一化的多种方差表述(Allan deviation, modified Allan deviation),不同的方差对不同的噪声敏感度不同<sup>[40]</sup>,相同的信号用不同的频率计数器<sup>[41]</sup>、不同的方差计算会产生几个数量级的差异,目前频率控制较好的光梳的相对频率稳定度一般在 $10^{-17}\text{--}10^{-18}$ @1 s.图18是一种带有宽带频率控制部件光梳的频率控制测试方法和结果.

## 6 低噪声光电探测和微波频率综合

光电探测的功能是将光梳的脉冲光信号转换为电信号,由于频率大幅降低,这部分引入的噪声对频率信号稳定度影响尤为显著,因此探测激光脉冲信号的高次谐波,有助于获得更好的稳定度指标.光电探测部分有两大主要噪声效应,一个是光功率起伏导致的电信号相位噪声,一个是宽带包括热电阻噪声和散弹噪声在内的宽带探测噪声.

光功率起伏到电信号相位的转化的根源是光电探测器的饱和效应.由于载流子的导出速度有限,在激光强度较大的情况下存在非线性载流子延迟,进而导致电脉冲的中心随着光脉冲强度的增加而延后,电脉冲对应频率信号的相位也会产生延迟.当光电管饱和时,电脉冲会随着光功率的增长而产生明显的相位延迟(图19).

由于探测的是高次谐波(10 GHz),因此问题的关键变成如何选取对光功率到微波相位转换率低的工作点.如图20所示,在一些工作点上幅度到相位的转换系数 $\alpha$ 接近零.当然,处于非饱和状态的光电管更容易在大范围内具有较低 $\alpha$ 系数,因此采用高饱和功率光电管,在不考虑寿命的情况下加大的偏置电压有助于获得较低的 $\alpha$ 系数.为了获得较低的光电转换相位噪声,一般通过控制工作点,以保证光电转换环节具有很小的幅度相位转化率<sup>[12,18]</sup>.

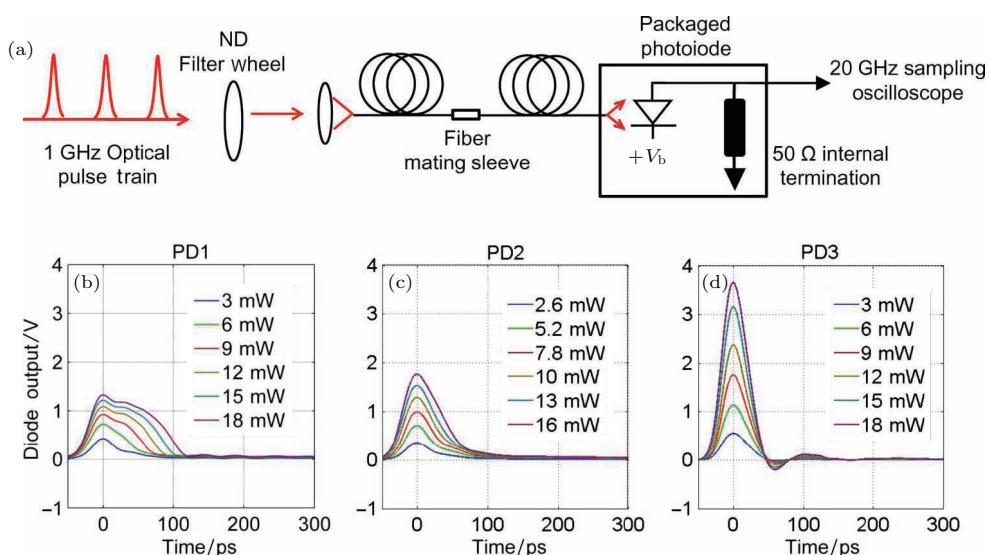


图19 不同光功率下光电转换时域信号的变化 (a) 测试示意图, (b), (c), (d) 三种不同光电探测器的测试结果<sup>[116]</sup>

Fig. 19. photovoltaic conversion signal under different optical powers: (a) Measurement setup; (b), (c), (d) test result<sup>[116]</sup>.

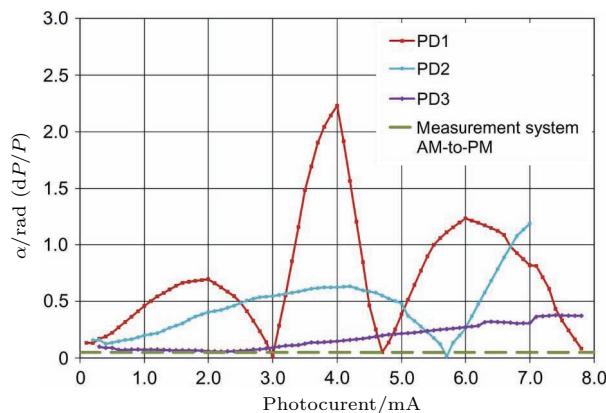


图 20 不同光电流条件下光电转换时功率相位转化系数(对应图 19 的三种情况)<sup>[116]</sup>

Fig. 20. AM-to-PM coefficient under different photocurrent corresponding to Fig. 19<sup>[116]</sup>.

宽带探测噪声的抑制是光电探测环节的另一个重点, 其核心是增强信号噪声比。宽带探测噪声主要电阻热噪声(Johnson noise)和散弹噪声(shot noise)两种。热噪声是由于载流子通过热电阻产生的噪声, 双边带噪声谱功率密度为  $4k_B T R (V^2/Hz)$ , 其中  $k_B$  是玻尔兹曼常熟,  $T$  为以开尔文为单位的温度,  $R$  为 50 欧姆<sup>[117]</sup>。散弹噪声是光电探测环节的另一个基本噪声, 其双边带噪声谱密度为  $2eI_s (A^2/Hz)$ , 其中  $e$  是电子电荷,  $I_s$  是光电流。若简单地假设上述噪声功率平均的转化为微波的相位噪声和幅度噪声, 且光电转换效率为 1 mW/mA, 则单边带光电探测宽带噪底为<sup>[118]</sup>

$$\begin{aligned} L(f) &= 10 \log \left( \frac{eI_s R + 2k_B T}{4P_0} \right) \\ &\approx -177 - 10 \log \left( P_0 + \frac{P_0}{I_s} \right) [\text{dBc/Hz}], \quad (3) \end{aligned}$$

其中  $P_0$  是单位为 mW 的光功率,  $I_s$  单位为 mA。在光电探测器未饱和时,  $P_0$  与  $I_s$  成正比; 当光电管饱和时,  $I_s$  基本保持不变。因此可知, 在光电管饱和之前采用尽可能大的激光功率有助于提升信噪比。事实上, 如图 19(a) 所示饱和效应的作用时间很短, 主要与单脉冲的载流子数量有关, 由于产生的微波信号(9—12 GHz)的频率常常远高于激光

重复频率(一般不高于 250 MHz), 因此可以通过倍增脉冲, 并保证脉冲相位与所产生的微波信号相位相符, 既可以高效地降低饱和光功率并提升信噪比。频率倍增的方法有两种, 一种是利用超短 F-P 腔进行光学模式滤波, 这种技术也被用来研制更高重复频率的天文光梳, 能产生重复频率高达 25 GHz 的光梳<sup>[119]</sup>。这种方式的缺点是控制复杂, 控制过程中有新噪声引入, 光功率损耗高; 优点是激光信号依然严格符合光梳的光学频率特征。另一种方法较为简单, 如图 21 所示, 利用级联的 MZI (mach-Zehnder interferometer) 可以将激光脉冲功分后, 在控制时延的条件下进行合并, 每经过一级 MZI 可以将单位时间内脉冲数量增加 2 倍<sup>[118,120]</sup>。这种方式的优点是光功率损耗小、结构简单、没有主动控制噪声引入。

如图 22 所示, 利用 250 MHz 光梳产生 10 GHz 微波频率的实验中, 引入 MZI 倍增激光脉冲将激光饱和功率提升超过 10 dB, 微波功率提升超过 20 dB, 微波宽带噪底下降了超过 10 dB。当然如果能够采用更为高速而且饱和功率更高的光电探测器可以等效地提升这些指标。事实上, 光电探测器件和材料科学也在不断发展, 在光电探测器件和材料性能提升的基础上<sup>[121]</sup>, 配合频率倍增技术, 宽带频率噪底可以被抑制到优于  $-170$  dBc/Hz 水平<sup>[12]</sup>。

在高光电流的工作模式下, 散弹噪声远大于电阻热噪声, 是光电探测的主要噪声源。事实上, 在超短脉冲光的作用下, 光电流分布不平均, 也导致了散弹噪声的能量分布也不平均, 其主要能量都集中在幅度轴而非相位轴, 在这种情况下(3)式应改为

$$L(f) \approx -177 - 10 \log \left( P_0 + \frac{P_0}{I_s} \eta \right) [\text{dBc/Hz}], \quad (4)$$

其中  $\eta$  是由于电流分布产生的相位噪声压缩系数。这种相位噪声压缩效应为获得超低相噪光生微波

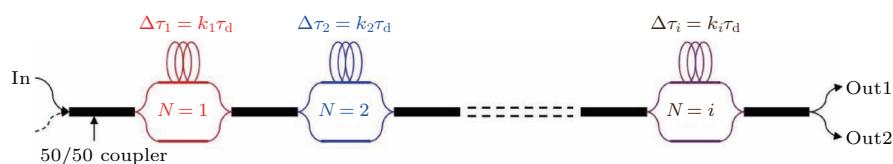


图 21 级联的光纤 MZI 脉冲倍增结构,  $\tau_d$  是目标微波周期,  $k_1—k_i$  为自然数, 为保证激光脉冲不干涉  $k_1—k_i$  数值需合理选择<sup>[118]</sup>

Fig. 21. Scheme of the fiber-based cascaded MZI, where  $\tau_d$  is the period of the desired frequency signal, and  $k_1, k_2$ , and  $k_i$  are integers,  $k_1—k_i$  should be properly chosen for no pulse overlapping happen<sup>[118]</sup>.

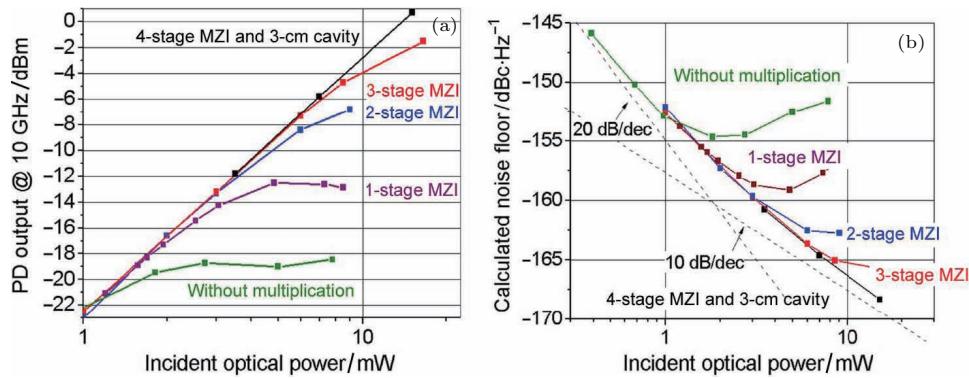


图22 MZI脉冲倍增提升光电探测器饱和功率实验结果 (a) 输入光功率与输出微波功率的关系; (b) 输入光功率与探测噪声的关系 [118]

Fig. 22. The improvement in 10-GHz power output from the photodiode for different FP and MZI configurations (a) and the expected noise floors (b) [118].

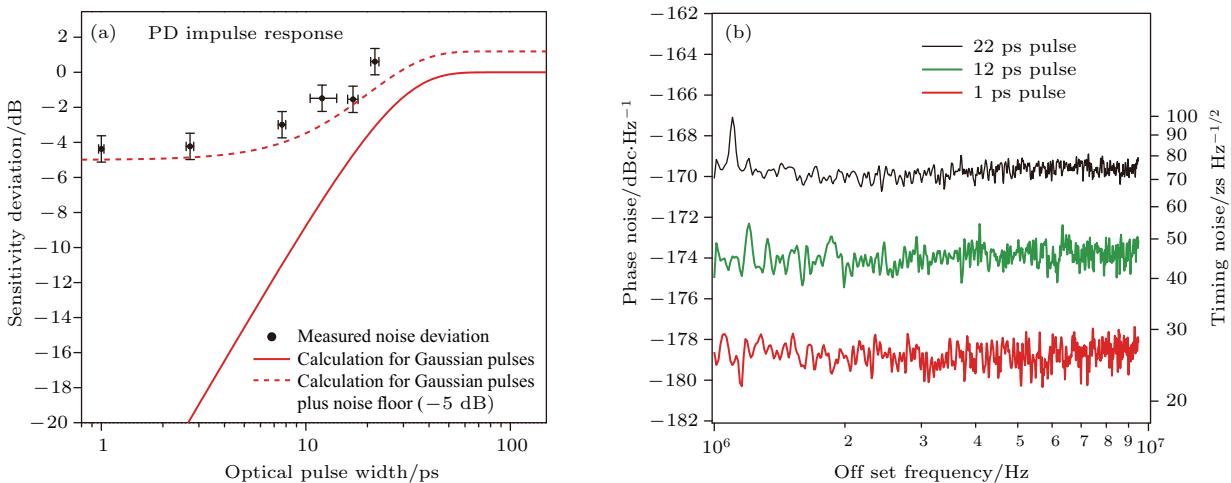


图23 光生微波信号(10 GHz)脉冲宽度与散弹噪声引起的宽带相位噪声的关系 (a) 理论; (b) 实验结果 [124]

提供了新的思路 [122], 理论分析 [123] 和实验 [124] 均证实了这种相位噪声抑制的有效性. 如图 23 所示, 激光脉冲时域宽度越短噪声压缩系数  $\eta$  越大. 实验表明, 对于产生的 10 GHz 频率信号, 激光脉冲宽度从 22 ps 压缩到 1 ps 时, 噪底降低了 8 dB 达到了前所未有的  $-178 \text{ dBc/Hz}$ .

利用低宽带噪声的微波频率源对产生的信号进行滤波亦可消除宽带噪声影响, 产生指标更好的系统. 如图 24 所示, 将低噪声宝石微波振荡器以几千赫兹带宽锁定在光生微波源上, 产生的微波输出在 1 Hz—5 GHz 探测带宽的时间抖动仅为 420 as [125]. 当然这种办法所需的资源更多, 频率锁定的检相过程可以在微波频段. 为了实现更高精度的相位探测和控制, 也可以利用调制的方法将鉴相环节 (optical-microwave phase detector, OM-PD)

移到光频域 [126,127].

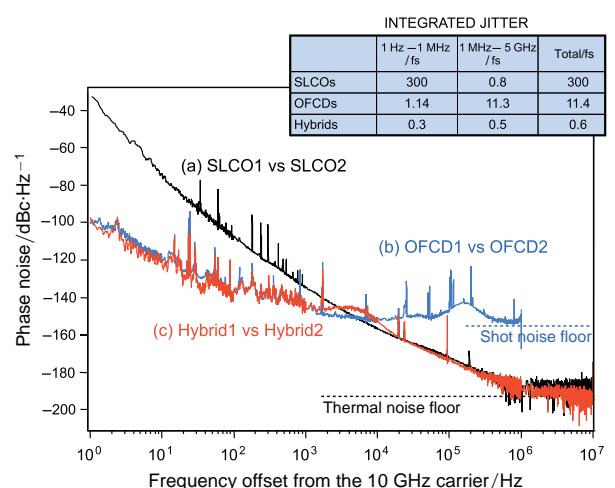


图24 混合式光生微波源(10 GHz)的相位噪声 [125]  
Fig. 24. Power spectral density of the phase noise on the 10 GHz signal from hybrid photonic-microwave oscillator [125].

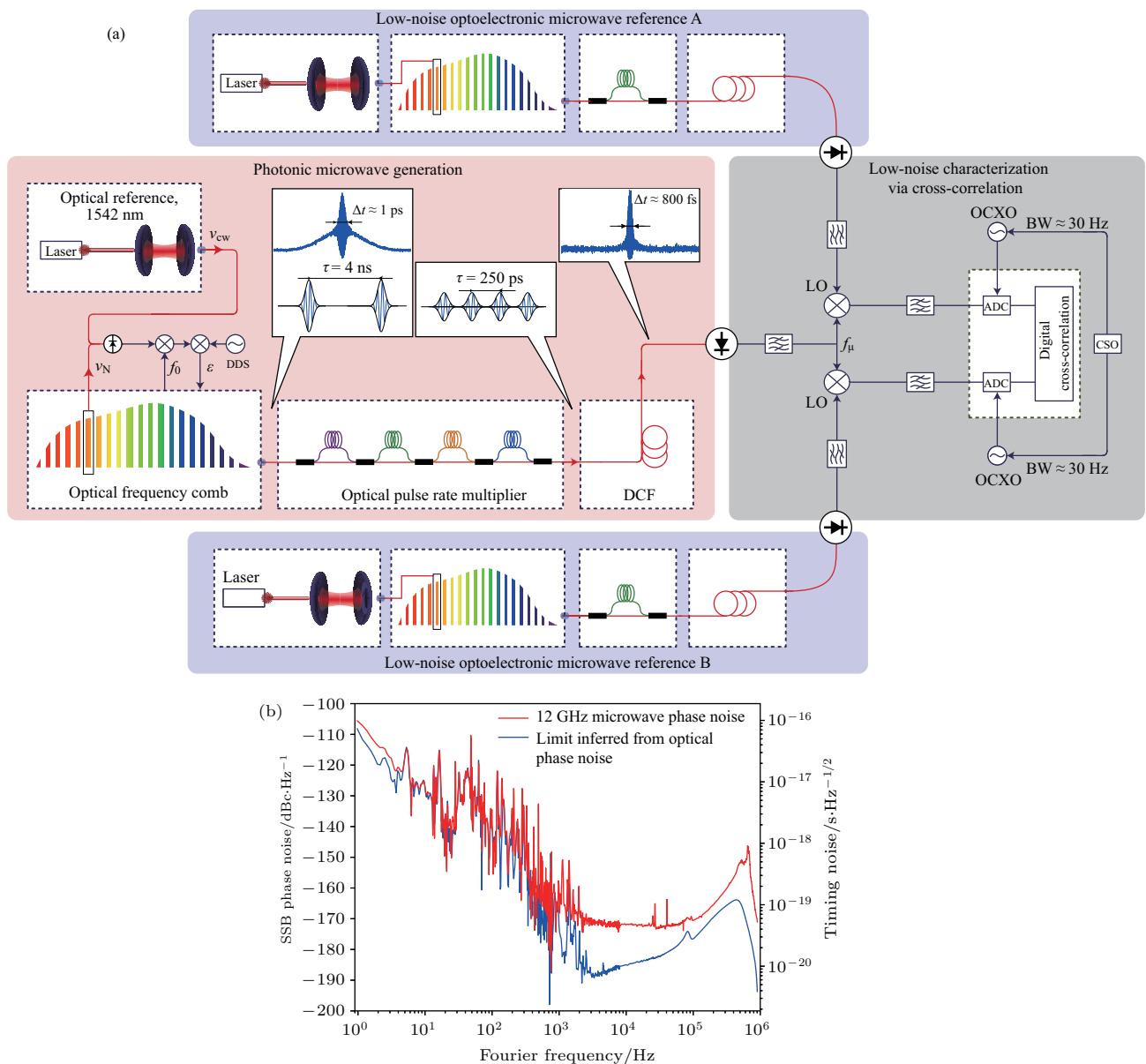


图 25 超稳光生微波和测试示意图 (a) 和相位噪声 (b) [12]

Fig. 25. Experimental set-up for low-noise microwave generation and characterization (a), and additive phase-noise contribution of the frequency division scheme (b) [12].

在多种技术的应用条件下, 光生微波的噪声越来越低, 测试也变得越来越困难, 即便应用同类型装置的比对手段进行测试, 很多基带分析设备的噪声依然难以满足测试要求. 为了消除测试过程中的噪声限制, 往往需要采用类似图 25 所示的自相关测量方法. 为了评估中间一路的超稳光生微波信号噪声水平, 设计了另外两个超稳的光生微波源与被测频率源进行比相测量, 然后通过数学分析的方法将相同的噪声部分作为测试结果 [12]. 从逻辑上讲, 这种测试没有问题, 但是处理和变换应用不当, 可能会略掉一些共模噪声, 从而改变对结果的理解或改变最终的经过处理的结果. 这种测试需要非常

好的技巧和仔细校准的前提下才能保证其有效性. 最终, 12 GHz 的光生微波源信号的相位噪声降低到  $-106 \text{ dBc}/\text{Hz}$  @  $1 \text{ Hz}$ , 是已知的指标最高的微波频率源. 在几百赫兹带宽内, 该光生微波信号主要受限于该实验采用的超稳激光的噪声水平, 也就是说在采用更高指标超稳激光的情况下光生微波在  $6.5 \times 10^{-16}$  的基础上还有提升空间.

光梳的重复频率调节范围有限, 因此为了应用需求需要引入频率综合环节产生所需的频率输出. 频率综合技术主要包含整数频率综合、小数频率综合、锁相环技术; 尽管微波 (/射频) 频率综合技术发展历程很长, 但在超稳光生微波任务中, 其噪声效

应是整个系统的短板.

整数频率综合是利用非线性产生谐波进行上变频或利用数字分频器进行分频. 基于低次谐波产生上变频的商用器件很多, 如 Minicircuits 公司的 2(4) 倍频器件; 也有特殊设计的奇次谐波产生器件<sup>[128]</sup>. 应用这些器件实现大范围频率综合功能需要多个环节, 在噪声和功耗等方面不是最佳选择; 特殊设计的高次谐波非线性发生器具有更好的噪声性能, 例如一种微波梳状谱发生器 (non-linear transmission line, NLTL) 具有良好的噪声性能, 能够实现 200 MHz 基频到超过 10 GHz 的谐波产生<sup>[129]</sup>, 对应微波频率信号的附加相位噪声优于  $-100 \text{ dBc/Hz@1 Hz}$ . 能够实现数字分频的商用产品更多, 很多微波器件公司都有对应的产品, 由于其基于数字逻辑门电路, 分频倍数可以灵活控制, 非常方便实现大比率频率综合; 但是基于分频锁相的鉴频环节频率更低, 因此噪声效应更大, 对应的与分频比以及工作频率高度相关, 时间抖动在 0.5—43 fs 之间<sup>[130]</sup>. 指标最高的分频器是基于混频的再生分频器<sup>[131]</sup>, 受限于该分频器附加噪声的光生微波信号分频到 5 MHz 和 10 MHz 时, 对应的单边带相位噪声为  $-150 \text{ dBc/Hz@1 Hz}$  和  $-143 \text{ dBc/Hz@1 Hz}$ , 这应该是迄今为止相位噪声最好的 5—10 MHz 频率信号, 频率稳定度为  $7.6 \times 10^{-15}$ <sup>[132]</sup>, 相位噪声比指标最高的 BVA 晶振好近 20 dB, 稳定度好近 10 倍.

小数频率综合是灵活产生频率信号的必要功能组件. 早期数字芯片不发达时, 曾有过利用不断调整分频比率来实现小数分频锁相的技术, 后来 ADI (Analog Devices Inc.) 等公司研制了 DDS (direct digital synthesizer) 芯片以后, 小数数字合

成基本都采用 DDS 来实现. DDS 是基于查表方式的数字, 目前最高分辨率的 DDS 有 48 个控制位, 能够对频率信号产生约  $4 \times 10^{-15}$  相对分辨率的频率控制. 采用合理的方案能够利用 DDS 方便地完成小数频率调节并较好地控制噪声水平.

图 26 是一个基于传统频率综合技术的频率综合实例, 该综合器以约 9.6 GHz 的超稳光生频率信号为参考, 产生了 9.192 GHz 铯原子喷泉钟本地参考频率信号. 系统中有两个 DDS, 其中 DDS1 用于补偿重复频率激光与系统设定的参考频率 9.6 GHz 差异, 利用混频锁相技术, 可以将重复频率谐波综合成所需参考频率. DDS2 用于产生便于调节的铯原子钟所需 9.192 GHz 信号. 这种简单的微波频率综合附加噪声比较容易控制, 附加噪声引起的频率稳定度一般在  $10^{-15} @ 1 \text{ s}$ . 分频到 5—10 MHz, 信号的频率稳定度接近  $10^{-14} @ 1 \text{ s}$ .

利用电光调制和激光干涉技术, 可以实现噪声更低的频率综合, 例如此前介绍的 OM-PD 方法可以大幅降低鉴相环节的附加噪声. 如图 27 所示, 充分利用光梳的谐波和光电调制技术, 可以产生低附加噪声宽带频率信号产生, 与传统的单纯基于电信号的频率综合相比不仅噪声水平更具优势, 而且能够产生比电子器件更为高频的高次谐波, 频率范围覆盖 DC~100 GHz<sup>[133]</sup>. 需要说明的是, 该实验为了通用性采用 DDS 产生大范围的频率信号, 因此牺牲了部分技术指标, 并没有发挥光电结合的噪声优势. 即便如此其相位噪声指标如图 27 (b) 所示, 主要受限于 DDS 噪声水平, 达到了约  $-80 \text{ dBc/Hz@1 Hz}$  (100 GHz 信号) 和约  $-100 \text{ dBc/Hz@1 Hz}$  (10 GHz 信号).

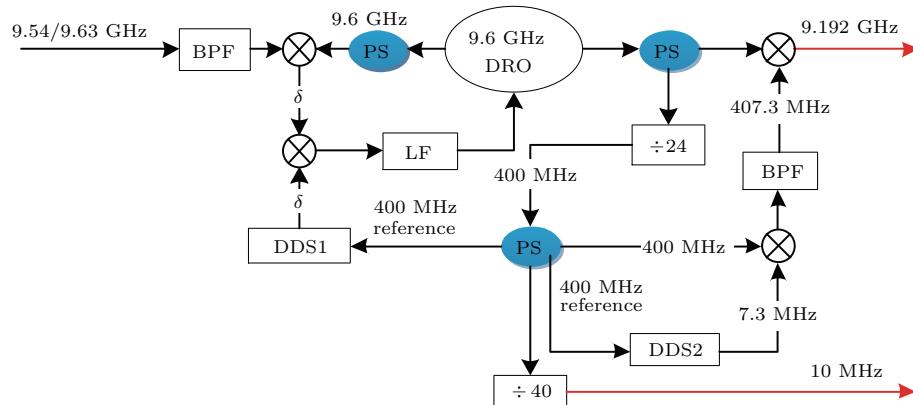


图 26 微波频率综合器结构<sup>[22]</sup>

Fig. 26. Schematic diagram of microwave frequency synthesizer<sup>[22]</sup>.

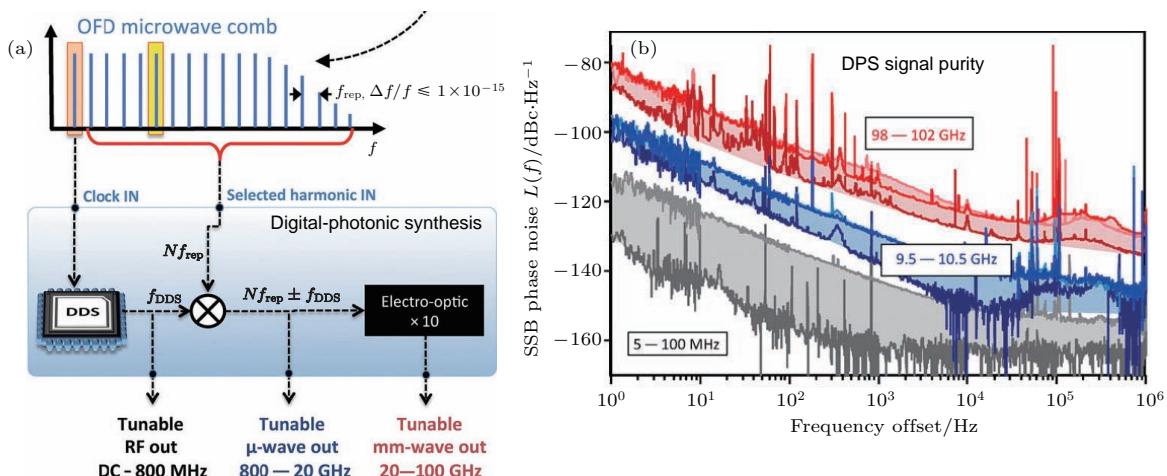


图 27 超宽带通用超稳光生微波源 (DC-100 GHz) 原理 (a) 和相位噪声 (b) [133]

Fig. 27. The simplified and generalized architecture for a optically referenced broadband microwave source (a) and (b) shows absolute phase noise of synthesized digitalphotonic signals [133].

表 1 超稳光生频率源相关技术发展现状

Table 1. Key components for ultra-stable photonic microwave generation at state-of-the-art.

研究机构/时间	组成部分/关键参数	关键技术指标	参考文献
德国 PTB/2015	超稳激光/48 cm ULE 支撑 (FS 镜子/介质膜) 常温腔	频率稳定度: $\sim 1 \times 10^{-16}$ @1 s, $8 \times 10^{-16}$ @20—100 s	[46]
德国 PTB 和美国 JILA/2017	超稳激光/21 cm 单晶硅腔 (介质膜) 124 K 低温	频率稳定度: $\sim 4 \times 10^{-17}$ @2—10 s; 线宽: 5 mHz@194 THz	[53]
美国 JILA 和德国 PTB/2017	超稳激光/6 cm 单晶硅腔 (介质膜) 4 K 低温	频率稳定度 $< 2 \times 10^{-16}$ @1 s, $\sim 1 \times 10^{-16}$ @10 s; 线宽 17 mHz@194 THz	[54]
中国 ECNU (华师大)/2016	飞秒光梳/钛宝石飞秒激光	光学频率综合频率稳定度: $6 \times 10^{-19}$ @1 s*	[134]
美国 NIST/2017	飞秒光梳/掺铒光纤飞秒激光	光学频率综合频率稳定度: $3 \times 10^{-18}$ @1 s*	[135]
中国 NTSC/2017	飞秒光梳/掺铒光纤飞秒激光	频率控制带宽/范围: $\sim 1.8$ MHz / $> 100$ MHz (光频)	[106]
德国 MPQ&Menlo/2017	飞秒光梳/掺铒光纤飞秒激光	光梳光频锁相频率抖动 (1 Hz—10 MHz) : $< 40$ mrad	[114]
美国 University of Virginia/ 2011—2016	光电探测/单载流子光电管 (UPD)	探测带宽: 110 GHz; 直接输出功率: $> 1$ W@10 GHz; 宽带探测噪底: $< 170$ dBc/Hz@10 GHz	[121, 136—138]
美国 NIST/2012—2013	频率综合器/再生分频器 (10 GHz 分频到 5 MHz)	频率稳定度 $1 \times 10^{-15}$ @1 s (5 MHz—8 GHz); 相位噪声: $< 150$ dBc/Hz @5 MHz	[131, 132]
美国 Picosecond Pulse Labs/2007	频率综合器/非线性倍频器	频率稳定度: $\sim 1 \times 10^{-15}$ (200 MHz—>10 GHz); 10 GHz 信号相位噪声: $< 100$ dBc/Hz@1 Hz	[129, 139, 140]

\* 数据为  $\Delta$  型频率计数器采集, 具有强高频噪声抑制效果; 有时会比  $\Pi$  型频率计数器的结果好几个数量级,  $\Pi$  型频率计数器测试结果与相位抖动测量结果相符。

## 7 总结与展望

自从2005年首台超稳光生微波源面世以来,其相关的超稳激光、飞秒光梳、低噪声光电探测和频率综合技术经历了快速发展。作为总结,表1列出了各单项技术,表2列出了超稳光生微波源的研究现状。

基于光学腔的超稳光生微波技术已经成为产生近旁频噪声最低、短期稳定度最高的频率产生技术手段,然而它的技术潜力还远远没有被充分发掘。目前最好的技术指标包括超稳激光稳定度为 $4 \times 10^{-17}$ ,光梳下变频稳定度优于 $4 \times 10^{-16}$ ,整数频率综合优于 $1 \times 10^{-15}$ ;各部分技术能力仍然不

断提升,预计不久的将来超稳激光稳定度将进入 $10^{-18}$ 量级。频率综合部分技术能力主要受限于频率综合环节的器件技术水平,如果将频率综合环节更多地移到光频域进行,技术指标至少还能有半个数量级的提升。当然,为了减小随机电噪声的影响,发挥超稳频率源的技术指标优势,估计应用频率将只限于高频(微波和太赫兹)。

光生微波技术已经有3个基准原子钟应用案例[19,20,22],消除了这些基准频标因本地振荡器相位噪声引起的稳定性性能恶化效应,推进了时频技术的发展。相信随着光频标的快速发展以及其科学和应用地位的日益提升,光生微波技术的应用领域将更为广阔。

表2 基于光学腔的超稳光生频率源

Table 2. Ultra stable photonic micro/RF frequency generator based on optical cavity.

研究机构/时间	超稳激光 稳定度	飞秒光梳类型	输出频率 范围/GHz	相位噪声/宽带 噪底/dBc·Hz <sup>-1</sup>	频率稳定度/ @1 s	参考文献
美国 NIST/2005	—	钛宝石/1 GHz	10 GHz 点频	$-98 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/ $-140 \text{ dBc/Hz}$	$< 3.5 \times 10^{-15}$	[17]
德国 PTB/2009	$1 \times 10^{-15}$	掺铒光纤 光梳/250 MHz	9.192 GHz 可调	—	$< 1 \times 10^{-14}$	[19]
法国 SYRTE/2009	$< 2 \times 10^{-15}$	掺铒光纤 光梳/250 MHz	9.192 GHz 可调	$-93 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/—	$< 3 \times 10^{-15}$	[20]
美国 NIST/2011	$2 \times 10^{-16}$	钛宝石/1 GHz	10 GHz 点频	$-104 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/ $-157 \text{ dBc/Hz}$	$8 \times 10^{-16}$	[18]
美国 NIST/2011	$2 \times 10^{-16}$	掺铒光纤 光梳/200 MHz	10 GHz 点频	$-100 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/ $-145 \text{ dBc/Hz}$	—	[141]
瑞典 CSEM/2015	—	铒镱共掺晶体 光梳/100 MHz	9.6 GHz 点频	$-104 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/ $-171 \text{ dBc/Hz}$	—	[142]
美国 NIST/2016	$< 1 \times 10^{-15}$	钛宝石/1 GHz	DC-100 GHz	$\sim 110 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz (100 MHz 信号)	$3 \times 10^{-14}$	[133]
				$\sim 100 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz (10 GHz 信号)	$< 2 \times 10^{-15}$	
				$< 80 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz (10 GHz 信号)	$< 2 \times 10^{-15}$	
法国 SYRTE/2017	$5.5 \times 10^{-16}$	掺铒光纤光梳 /250 MHz	12 GHz 点频	$-106 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/ $-173 \text{ dBc/Hz}$	$6.5 \times 10^{-16}$	[12]
中国 NTSC/2017	$7 \times 10^{-16}$	掺铒光纤光梳 / $\sim 200 \text{ MHz}$	9.192 GHz 可调	$-95 \text{ dBc/Hz}$ @1 Hz/ $-150 \text{ dBc/Hz}$	$7 \times 10^{-15}$	[22]

## 参考文献

- [1] Britton J W, Sawyer B C, Keith A C, Wang C C J, Freericks J K, Uys H, Biercuk M J, Bollinger J J 2012 *Nature* **484** 489
- [2] DeLorenzo L A, Schwab K C 2014 *New J. Phys.* **16** 113020
- [3] Cliche J F, Shillue B, Latrasse C, Tetu M, D'Addario L 2004 in: Oschmann J M ed. *Ground-Based Telescopes, Pts 1 and 2* **5489** 1115
- [4] Nand N R, Hartnett J G, Ivanov E N, Santarelli G 2011 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **59** 2978
- [5] Kim J, Cox J A, Chen J, Kartner F X 2008 *Nat. Photon.* **2** 733
- [6] Minoshima K, Matsumoto H 2000 *Appl. Opt.* **39** 5512
- [7] Besson R J 1977 *Proc. Freq. Contr. Symp.* 147
- [8] Besson R J, Mourey M, Galliou S, Marionnet F, Gonzalez F, Guillemot P, Tjoelker R, Diener W, Kirk A 1999 *Proc. Freq. Contr. Symp.* 326
- [9] Stein S R, Turneaure J P 1972 *Electron. Lett.* **8** 321

- [10] Hartnett J G, Nand N R 2010 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **58** 3580
- [11] Hartnett J G, Parker S R, Ivanov E N, Povey T, Nand N R, Floch J M 2014 *Electron. Lett.* **50** 294
- [12] Xie X P, Bouchand R, Nicolodi D, Giunta M, Hansel W, Lezius M, Joshi A, Datta S, Alexandre C, Lours M, Tremblin P A, Santarelli G, Holzwarth R, Le Coq Y 2017 *Nat. Photon.* **11** 44
- [13] Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799
- [14] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem T, Hansch T W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102
- [15] Holzwarth R, Udem T, Hansch T W, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P S J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264
- [16] Ye J, Hall J L, Diddams S A 2000 *Opt. Lett.* **25** 1675
- [17] Bartels A, Diddams S A, Oates C W, Wilpers G, Bergquist J C, Oskay W H, Hollberg L 2005 *Opt. Lett.* **30** 667
- [18] Fortier T M, Kirchner M S, Quinlan F, Taylor J, Bergquist J C, Rosenband T, Lemke N, Ludlow A, Jiang Y, Oates C W, Diddams S A 2011 *Nat. Photon.* **5** 425
- [19] Weyers S, Lipphardt B, Schnatz H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 031803
- [20] Millo J, Abgrall M, Lours M, English E M L, Jiang H, Guena J, Clairon A, Tobar M E, Bize S, Le Coq Y, Santarelli G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 141105
- [21] Fortier T M, Rolland A, Quinlan F, Baynes F N, Metcalf A J, Hati A, Ludlow A D, Hinkley N, Shimizu M, Ishibashi T, Campbell J C, Diddams S A 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 780
- [22] Yan L L, Zhao W Y, Zhang Y Y, Tai Z Y, Zhang P, Rao B J, Ning K, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2018 *Chin. Phys. B* **27** 030601
- [23] Clairon A, Laurent P, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N, Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Measur.* **44** 128
- [24] Guena J, Abgrall M, Rovera D, Laurent P, Chupin B, Lours M, Santarelli G, Rosenbusch P, Tobar M E, Li R X 2012 *IEEE Trans. Ultras. Ferroelectr. Frequency Control* **59** 391
- [25] Gill P 2011 *Philos. Trans. Royal Soc. A: Math. Phys. Eng. Sci.* **369** 4109
- [26] Kogelnik H, Li T 1966 *Appl. Opt.* **5** 1550
- [27] Swann W C, Baumann E, Giorgetta F R, Newbury N R 2011 *Opt. Express* **19** 24387
- [28] Schawlow A L, Townes C H 1958 *Phys. Rev.* **112** 1940
- [29] Könz F, Sun Y, Thiel C W, Cone R L, Equall R W, Hutcheson R L, Macfarlane R M 2003 *Phys. Rev. B* **68** 085109
- [30] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [31] Wu L, Jiang Y, Ma C, Qi W, Yu H, Bi Z, Ma L 2016 *Sci. Reports* **6** 24969
- [32] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 090602
- [33] Callen H B, Greene R F 1952 *Phys. Rev.* **86** 702
- [34] Braginsky V B, Gorodetsky M L, Vyatchanin S P 1999 *Phys. Lett. A* **264** 1
- [35] Levin Y 1998 *Phys. Rev. D* **57** 659
- [36] Nakagawa N, Gustafson E K, Beyersdorf P T, Fejer M M 2002 *Phys. Rev. D* **65** 082002
- [37] Crooks D R M, Cagnoli G, Fejer M M, Gretarsson A, Harry G, Hough J, Nakagawa N, Penn S, Route R, Rowan S, Sneddon P H 2004 *Classical and Quantum Gravity* **21** S1059
- [38] Numata N, Yamamoto K, Ishimoto H, Otsuka S, Kawabe K, Ando M, Tsubono K 2004 *Phys. Lett. A* **327** 263
- [39] Numata K, Kemery A, Camp J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250602
- [40] Allan D 1966 *Proc. IEEE* **54** 221
- [41] Dawkins S, McFerran J, Luiten A 2007 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Trans. on* **54** 918
- [42] Millo J, Magalhaes D V, Mandache C, Le Coq Y, English E M L, Westergaard P G, Lodewyck J, Bize S, Lemonde P, Santarelli G 2009 *Phys. Rev. A* **79** 053829
- [43] Legero T, Kessler T, Sterr U 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 914
- [44] Cole G, Zhang W, Martin M, Ye J, Aspelmeyer M 2013 *Nat. Photon.* **7** 644
- [45] Jiang H, Kéfélian F, Crane S, Lopez O, Lours M, Millo J, Holleville D, Lemonde P, Chardonnet C, Amy-Klein A, Santarelli G 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 2029
- [46] Häfner S, Falke S, Grebing C, Vogt S, Legero T, Merimaa M, Lisdat C, Sterr U 2015 *Opt. Lett.* **40** 2112
- [47] Schioppo M, Brown R C, McGrew W F, Hinkley N, Fasano R J, Beloy K, Yoon T H, Milani G, Nicolodi D, Sherman J A, Phillips N B, Oates C W, Ludlow A D 2017 *Nat. Photon.* **11** 48
- [48] Webster S A, Oxborrow M, Gill P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 011801
- [49] Webster S, Gill P 2011 *Opt. Lett.* **36** 3572
- [50] Argence B, Prevost E, Lévéque T, Le Goff R, Bize S, Lemonde P, Santarelli G 2012 *Opt. Express* **20** 25409
- [51] Leibrandt D R, Bergquist J C, Rosenband T 2013 *Phys. Rev. A* **87** 023829
- [52] Kessler T, Hagemann C, Grebing C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Martin M J, Chen L, Ye J 2012 *Nat. Photon.* **6** 687
- [53] Matei D G, Legero T, Häfner S, Grebing C, Weyrich R, Zhang W, Sonderhouse L, Robinson J M, Ye J, Riehle F, Sterr U 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 263202
- [54] Zhang W, Robinson J M, Sonderhouse L, Oelker E, Benko C, Hall J L, Legero T, Matei D G, Riehle F, Sterr U, Ye J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 243601
- [55] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, Fox R W, Sherman J A, Ma L S, Oates C W 2011 *Nat. Photon.* **5** 158
- [56] Tai Z Y, Yan L L, Zhang Y Y, Zhang P, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2018 arXiv:1802.01775 [physics.ins-det]
- [57] Pound R 1946 *Rev. Sci. Instrum.* **17** 490
- [58] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [59] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79

- [60] Wong N C, Hall J L 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1527
- [61] Li L, Liu F, Wang C, Chen L 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 043111
- [62] Jiang H 2010 *Ph. D. Dissertation* (Paris: University of Paris)
- [63] Zhang W, Martin M J, Benko C, Hall J L, Ye J, Hagemann C, Legero T, Sterr U, Riehle F, Cole G D, Aspelmeyer M 2014 *Opt. Lett.* **39** 1980
- [64] Tai Z, Yan L, Zhang Y, Zhang X, Guo W, Zhang S, Jiang H 2016 *Opt. Lett.* **41** 5584
- [65] Li Z X, Ma W G, Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H 2005 *Opt. Lett.* **41** 3331
- [66] Donley E A, Heavner T P, Levi F, Tataw M O, Jefferts S R 2005 *Rev. Sci. Instrum.* **76** 063112
- [67] Ma L S, Jungner P, Ye J, Hall J L 1994 *Opt. Lett.* **19** 1777
- [68] Predehl K, Grosche G, Raupach S M F, Droste S, Terra O, Alnis J, Legero T, Hansch T W, Udem T, Holzwarth R, Schnatz H 2012 *Science* **336** 441
- [69] Poli N, Oates C W, Gill P, Tino G M 2013 *Rivista Del Nuovo Cimento* **36** 555
- [70] Stolen R H, Lin C 1978 *Phys. Rev. A* **17** 1448
- [71] Birks T A, Roberts P J, Russell P, Atkin D M, Shepherd T J 1995 *Electron. Lett.* **31** 1941
- [72] Dudley J M, Genty G, Cose S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [73] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
- [74] Proctor B, Westwig E, Wise F 1993 *Opt. Lett.* **18** 1654
- [75] Salin F, Squier J, Piché M 1991 *Opt. Lett.* **16** 1674
- [76] Haus H A 1975 *IEEE J. Quantum Electron.* **11** 736
- [77] Hartl I, Schibli T R, Marcinkevicius A, Yost D C, Hudson D D, Fermann M E, Ye J 2007 *Opt. Lett.* **32** 2870
- [78] Washburn B R, Diddams S A, Newbury N R, Nicholson J W, Yan M F, Jorgensen C G 2004 *Opt. Lett.* **29** 250
- [79] Phillips C R, Langrock C, Pelc J S, Fejer M M, Jiang J, Fermann M E, Hartl I 2011 *Opt. Lett.* **36** 3912
- [80] Morgner U, Kartner F X, Cho S H, Chen Y, Haus H A, Fujimoto J G, Ippen E P, Scheuer V, Angelow G, Tschudi T 1999 *Opt. Lett.* **24** 411
- [81] Reichert J, Holzwarth R, Udem T, Hansch T W 1999 *Opt. Commun.* **172** 59
- [82] Gires F, Tournois C R 1964 *Science* **258** 6112
- [83] Szipocs R, Ferencz K, Spielmann C, Krausz F 1994 *Opt. Lett.* **19** 201
- [84] Fortier T M, Bartels A, Diddams S A 2006 *Opt. Lett.* **31** 1011
- [85] Bartels A, Heinecke D, Diddams S A 2009 *Science* **326** 681
- [86] Sinclair L C, Coddington I, Swann W C, Rieker G B, Hati A, Iwakuni K, Newbury N R 2014 *Opt. Express* **22** 6996
- [87] Lee J, Lee K, Jang Y S, Jang H, Han S, Lee S H, Kang K I, Lim C W, Kim Y J, Kim S W 2014 *Sci. Report* **4** 05134
- [88] Lezius M, Wilken T, Deutsch C, Giunta M, Mandel O, Thaller A, Schkolnik V, Schiemangk M, Dinkelaker A, Kohfeldt A, Wicht A, Krutzik M, Peters A, Hellmig O, Duncker H, Sengstock K, Windpassinger P, Lampmann K, Hülsing T, Hänsch T W, Holzwarth R 2016 *Optica* **3** 1381
- [89] Droste S, Ycas G, Washburn B R, Coddington I, Newbury N R 2016 *Nanophotonics* **5** 196
- [90] Doran N J, Wood D 1988 *Opt. Lett.* **13** 56
- [91] Fermann F H M E, Hofer M, Hochreiter H 1990 *Opt. Lett.* **15** 752
- [92] Duling I N 1991 *Opt. Lett.* **16** 539
- [93] Kim J, Song Y J 2016 *Adv. Opt. Photon.* **8** 465
- [94] Hong L, Donald D K, Sorin W V 1994 *J. Lightwave Technol.* **12** 1121
- [95] Kuse N, Jiang J, Lee C C, Schibli T R, Fermann M E 2016 *Opt. Express* **24** 3095
- [96] Kärtner F X, Brovelli L R, Kopf D, Kamp M, Calasso I, Keller U 1995 *Opt. Eng.* **34** 2024
- [97] Okhotnikov O, Grudinin A, Pessa M 2004 *New J. Phys.* **6** 177
- [98] Song Y W, Yamashita S, Goh C S, Set S Y 2007 *Opt. Lett.* **32** 148
- [99] Popa D, Sun Z, Torrisi F, Hasan T, Wang F, Ferrari A C 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 203106
- [100] Lee J, Koo J, Jhon Y M, Lee J H 2014 *Opt. Express* **22** 6165
- [101] Sotor J, Sobon G, Grodecki K, Abramski K M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 251112
- [102] Sinclair L C, Deschenes J D, Sonderhouse L, Swann W C, Khader I H, Baumann E, Newbury N R, Coddington I 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 081301
- [103] Kim S, Kim Y, Park J, Han S, Park S, Kim Y J, Kim S W 2012 *Opt. Express* **20** 15054
- [104] Li X, Zou W, Chen J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1553
- [105] Wu X J, Yang L J, Zhang H Y, Yang H L, Wei H Y, Li Y 2015 *Appl. Opt.* **54** 1681
- [106] Zhang Y, Fan S T, Yan L, Zhang L, Zhang X, Guo W, Zhang S, Jiang H 2017 *Opt. Express* **25** 21719
- [107] Ramond T M, Diddams S A, Hollberg L, Bartels A 2002 *Opt. Lett.* **27** 1842
- [108] Krauss G, Fehrenbacher D, Brida D, Riek C, Sell A, Huber R, Leitenstorfer A 2011 *Opt. Lett.* **36** 540
- [109] Hudson D D, Holman K W, Jones R J, Cundiff S T, Ye J, Jones D J 2005 *Opt. Lett.* **30** 2948
- [110] Baumann E, Giorgetta F R, Nicholson J W, Swann W C, Coddington I, Newbury N R 2009 *Opt. Lett.* **34** 638
- [111] Iwakuni K, Inaba H, Nakajima Y, Kobayashi T, Hosaka K, Onae A, Hong F L 2012 *Opt. Express* **20** 13769
- [112] Yan L L, Zhang Y Y, Zhang L, FAN S T, Zhang X F, Guo W G, Zhang S G, Jiang H F 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 104207
- [113] Hänsel W, Giunta M, Fischer M, Lezius M, Holzwarth R 2017 *Proceeding of Joint Conference of the IEEE International Frequency Control and European Frequency and Time Forum* 128

- [114] Koke S, Grebing C, Frei H, Anderson A, Assion A, Steinmeyer G 2010 *Nat. Photon.* **4** 462
- [115] Newbury N R, Washburn B R 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 1388
- [116] Taylor J, Datta S, Hati A, Nelson C, Quinlan F, Joshi A, Diddams S 2011 *IEEE Photon. J.* **3** 140
- [117] Johnson J B 1928 *Phys. Rev.* **32** 97
- [118] Jiang H F, Taylor J, Quinlan F, Fortier T, Diddams S A 2011 *IEEE Photon. J.* **3** 1004
- [119] Ycas G G, Quinlan F, Diddams S A, Osterman S, Mahadevan S, Redman S, Terrien R, Ramsey L, Bender C F, Botzer B, Sigurdsson S 2012 *Opt. Express* **20** 6631
- [120] Haboucha A, Zhang W, Li T, Lours M, Luiten A, Coq Y L, Santarelli G 2011 *Opt. Lett.* **36** 3654
- [121] Fortier T M, Quinlan F, Hati A, Nelson C, Taylor J A, Fu Y, Campbell J, Diddams S A 2013 *Opt. Lett.* **38** 1712
- [122] Rubiola E, Santarelli G 2013 *Nat. Photon.* **7** 269
- [123] Quinlan F, Fortier T M, Jiang H F, Diddams S A 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 1775
- [124] Quinlan F, Fortier T M, Jiang H, Hati A, Nelson C, Fu Y, Campbell J C, Diddams S A 2013 *Nat. Photon.* **7** 290
- [125] Fortier T M, Nelson C W, Hati A, Quinlan F, Taylor J, Jiang H, Chou C W, Rosenband T, Lemke N, Ludlow A, Howe D, Oates C W, Diddams S A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 231111
- [126] Jung K, Shin J, Kang J, Hunziker S, Min C K, Kim J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1577
- [127] Jung K, Shin J, Kim J 2013 *IEEE Photon. J.* **5** 5500906
- [128] Avellino W R 1964 *Proc. IEEE* **52** 868
- [129] Boudot R, Guerandel S, de Clercq E 2009 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** 3659
- [130] Yan L, Meng S, Zhao W, Guo W, Jiang H, Zhang S 2015 *J. Electron. Sci. Tech.* **13** 264
- [131] Hati A, Nelson C W, Barnes C, Lurette D, de Salvo J A, Howe D A 2012 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Trans. on* **59** 2596
- [132] Hati A, Nelson C W, Barnes C, Lurette D, Fortier T, Quinlan F, de Salvo J A, Ludlow A, Diddams S A, Howe D A 2013 *Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, IEEE Trans. on* **60** 1796
- [133] Fortier T M, Rolland A, Quinlan F, Baynes F N, Metcalf A J, Hati A, Ludlow A D, Hinkley N, Shimizu M, Ishibashi T, Campbell J C, Diddams S A 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 780
- [134] Yao Y, Jiang Y Y, Yu H F, Bi Z Y, Ma L S 2016 *National Sci. Rev.* **3** 463
- [135] Leopardi H, Davila-Rodriguez J, Quinlan F, Olson J, Sherman J A, Diddams S A, Fortier T 2017 *Optica* **4** 879
- [136] Li Z, Fu Y, Piels M, Pan H P, Beling A, Bowers A E, Campbell J C 2011 *Opt. Express* **19** 385
- [137] Li Q L, Li K J, Fu Y, Xie X J, Yang Z Y, Beling A, Campbell J C 2016 *J. Lightwave Tech.* **34** 2139
- [138] Zhou Q G, Cross A S, Fu Y, Beling A, Foley B M, Hopkins P E, Campbell J C 2013 *IEEE Photon. J.* **5** 6800307
- [139] Rodwell M J W, Kamegawa M, Yu R, Case M, Carman E, Giboney K S 1991 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **39** 1194
- [140] Zhao W Y, Jiang H F, Zhang S G 2008 *J. Time and Frequency* **31** 81 (in Chinese) [赵文字, 姜海峰, 张首刚 2008 时间频率学报 **31** 81]
- [141] Quinlan F, Fortier T M, Kirchner M S, Taylor J A, Thorpe M J, Lemke N, Ludlow A D, Jiang, Y Y, Diddams S A 2011 *Opt. Lett.* **36** 3260
- [142] Portuondo-Campa E, Buchs G, Kundermann S, Balet L, Lecomte S 2015 *Opt. Express* **23** 32441

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

# Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source\*

Jiang Hai-Feng<sup>1)2)</sup>†

1) (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 20 April 2018; revised manuscript received 10 June 2018 )

## Abstract

With the progress of science and technology and the continuous improvement of the precision measurement application technology, the technical requirements for the stability and noise level of the ultra-stable microwave source are increasing. Its application range becomes more and more wide, including high performance frequency standard research, network radar development, deep space navigation system, etc. Up to now, the photonic microwave generators based on ultra-stable laser and femtosecond light comb are believed to be the highest microwave frequency source with the highest frequency stability and the relative frequency stability  $10^{-16}$  in 1 s. This device is also the basis of the application for the next frequency standard (optical frequency standard). Whether the generation of time or most of the precision measurements, the output laser of the optical frequency standard should be transformed into a super stable baseband frequency signal. In this paper, we first introduce the development, current situation and application requirements of ultra-stable photonic microwave source, then we present the principle and structure of the ultra-stable photonic microwave source and the technical development of its components based on the first set of domestic-made ultra-stable microwave frequency sources developed by the National Time Service Center. For the ultra-stable laser, we mainly focus on the research and development of the ultra-stable cavity design, the Pound-Drever-Hall frequency locking technology, and the residual amplitude noise effect rejection. For the optical frequency combs, we mainly focus on the development of laser mode-locking and frequency control technology based on erbium-doped fiber combing system. For the low noise photonic-to-microwave detection and low noise synthesizer techniques, the noise effect rejection of wideband photoelectric detection and the microwave phase noise induced by the amplitude noise of the laser are emphatically introduced. Finally, we summarize and prospect the photonic ultra-stable microwave generation technique.

**Keywords:** frequency instability, phase noise, ultra-stable laser, optical frequency comb

**PACS:** 06.30.Ft, 07.57.Hm, 42.15.Eq, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180751

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91536217, 91336101).

† Corresponding author. E-mail: [haifeng.jiang@ntsc.ac.cn](mailto:haifeng.jiang@ntsc.ac.cn)

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<sup>1)2)</sup> 魏荣<sup>1)†</sup> 王育竹<sup>1)</sup>

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。频率稳定度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 $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ 。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”<sup>[1]</sup>。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<sup>[2]</sup>, 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](mailto: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<sup>[3-6]</sup>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<sup>[7]</sup>,他们用磁光阱俘获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<sup>133</sup>Cs原子喷泉装置<sup>[8]</sup>,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<sup>[9-11]</sup>。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<sup>[12,13]</sup>,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 $3 \times 10^{-15}$ 。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<sup>[14,15]</sup>,美国国家标准与技术研究院(National Institute of Standards and Technology, NIST)<sup>[16,17]</sup>、美国海军天文台(United States Naval Observatory, USNO)<sup>[18,19]</sup>,德国联邦物理技术研究院(Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB)<sup>[20,21]</sup>、英国国家物理实验室(National Physical Laboratory, NPL)<sup>[22-24]</sup>、意大利国家技术学院(Istituto Elettrotecnico Nazionale, IEN)<sup>[25]</sup>及日本<sup>[26]</sup>、中国<sup>[27-29]</sup>、韩国等。到2000年后,这些喷泉频标陆续研制出来,长期稳定度和不确定度在 $10^{-16}$ 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

<sup>[30,31]</sup>,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<sup>[32]</sup>;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<sup>87</sup>Rb喷泉频标的研制<sup>[14,24,33]</sup>,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 <sup>87</sup>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 ( $1\sigma$ ) of  $3 \times 10^{-15}$ , 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<sup>[34]</sup>、连续原子钟<sup>[35]</sup>、多抛喷泉钟等<sup>[36]</sup>。

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<sup>[37,38]</sup>,并进行了喷泉频标的远程比对<sup>[39]</sup>;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<sup>[18,19,40,41]</sup>。韩国<sup>[42]</sup>、印度<sup>[43]</sup>、巴西、墨西哥<sup>[44]</sup>、波兰<sup>[45]</sup>、加拿大等<sup>[46]</sup>也都开展了喷泉频标的研发,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制。中国计量院完成了NIM4和NIM5<sup>[28]</sup>两代喷泉频标的研制,其中NIM5的不确定度达到 $0.9 \times 10^{-15}$ <sup>[29]</sup>,他们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<sup>[47]</sup>。上海光机所开展了国内第一台<sup>87</sup>Rb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<sup>[48]</sup>,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 $1.6 \times 10^{-15}$ ,不确定度 $2 \times 10^{-15}$ <sup>[49]</sup>。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<sup>[50]</sup>。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 $3 \times 10^{-13}$ ,频率不确定度为 $2.9 \times 10^{-15}$ <sup>[51-53]</sup>。

## 2 喷泉频标的工作原理<sup>[54-56]</sup>

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。原子在真空中度为 $10^{-7}$ — $10^{-8}$  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<sup>[57-59]</sup>,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),这与后面实验真空中度尽量高的要求相矛盾。另外,这种方法的装载时间比较长,

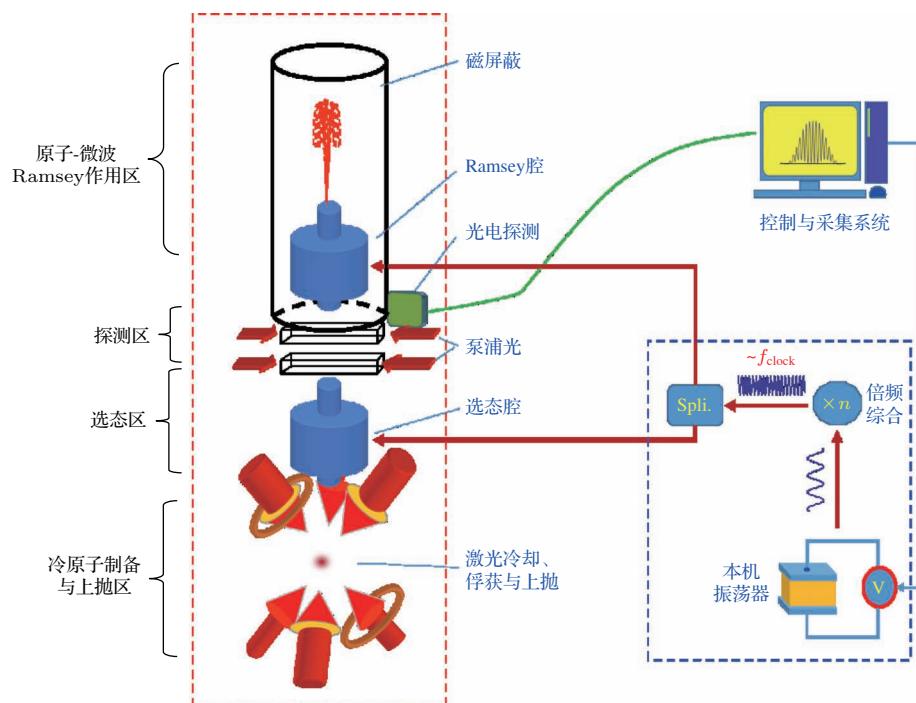


图1 典型的喷泉频标

Fig. 1. Typical fountain frequency standard.

( $\sim 1$  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<sup>[14]</sup>; 更多的实验室采用二维磁光阱产生低速冷原子强束流的方案<sup>[24,60,61]</sup>, 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  $\mu\text{K}$  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 $\mu\text{K}$ 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,

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 $\lambda$ 是激光波长。另外一种是3个方向的对射激光都产生 $\Delta\nu$ 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  $\mu\text{K}$ 左右的温度竖直上抛离开俘获区。

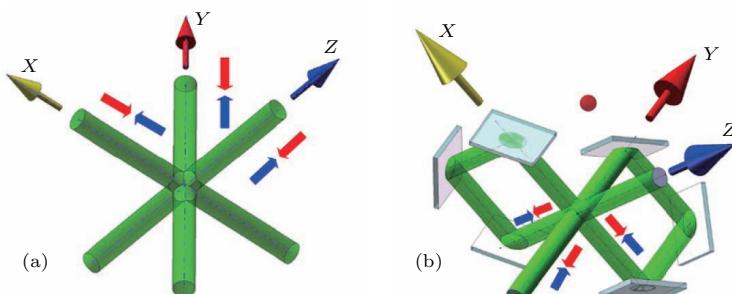


图2 (a) 移动光学黏胶的两种形式; (b) 特色结构

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 $^{133}\text{Cs}$ 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 $^{133}\text{Cs}$ 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

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 $^{133}\text{Cs}$ 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 $^{87}\text{Rb}$ 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<sup>[62–64]</sup>, 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。

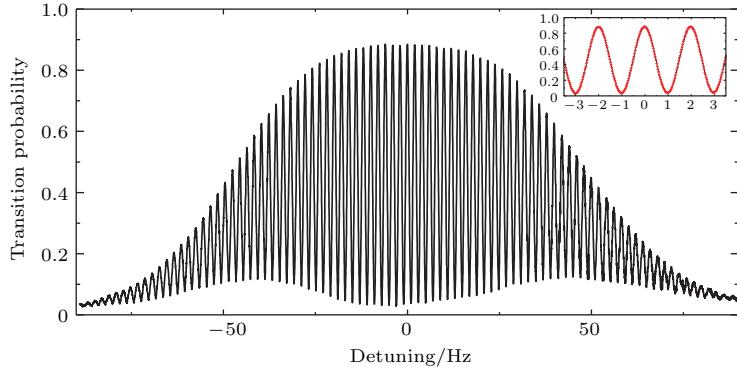


图3 上海光机所<sup>87</sup>Rb原子喷泉钟的Ramsey干涉条纹, 插图为放大的中心条纹

Fig. 3. Ramsey interference fringes of <sup>87</sup>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<sub>011</sub> 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 <sup>133</sup>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

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

其中  $\tau_p$  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;  $\Omega$  是与微波场作用的 Rabi 振荡圆频率;  $\delta$  为微波场频率  $\omega_l$  相对原子系综共振频率  $\omega_a$  的失谐量, 即  $\delta = \omega_l - \omega_a$ 。有效 Rabi 频率  $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ 。<sup>(1)</sup> 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 <sup>133</sup>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

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

$N_{|F=4, m_F=0\rangle}$  的探测采用荧光法, 让冷原子云通过 <sup>133</sup>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<sup>[55]</sup>.

### 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  $\nu$  是方波调制前的微波频率,  $\nu_0$  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 喷泉频标的稳定性

原子频标的稳定性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<sup>[65,66]</sup>

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

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<sup>[31,32]</sup>

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

$$\sigma_{y-MW}^2(\tau) = \frac{1}{\tau} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{g_m^{c2}}{g_0^2} + \frac{g_m^{s2}}{g_0^2} \right) S_y^f(2m/T_c), \quad (8)$$

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<sup>[67,68]</sup>. 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  $\tau^{-1}$  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<sup>[69]</sup>, 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<sup>[70–72]</sup>, 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<sup>[32]</sup>, 另一种是采用光生微波的方法<sup>[54,73–75]</sup>. 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

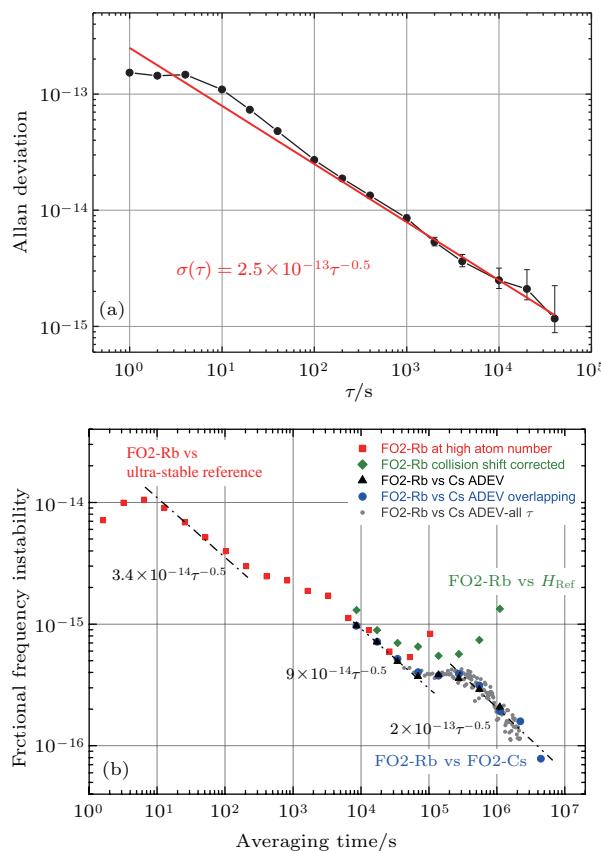


图4 典型的喷泉频标稳定度曲线 (a) 上海光机所<sup>87</sup>Rb喷泉频标, 它采用恒温晶振作为LO; (b) 巴黎天文台的FO2-Rb喷泉频标, 它以低温蓝宝石振荡器作为LO<sup>[76]</sup>

Fig. 4. The typical stability curve of fountain frequency standard (FFS): (a) <sup>87</sup>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<sup>[76]</sup>.

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 $7 \times 10^6$  s(约80 d)积分时间得到了 $6 \times 10^{-17}$ 的稳定度<sup>[77]</sup>, 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 $\sigma_B$ , 认为各物理效应相互独立条件下,  $y$ 和 $\sigma_B$ 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 $\sigma_i$ 的贡献 $\sigma_{x_i}$ , 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 $\bar{x}_i$ ,  $\sigma_{x_i}$ 代入得到 $y_i$ ,  $\sigma_i$ . 间接评估是通过其他测试手段得到 $f_i(x_i)$ , 通过计量 $\bar{x}_i$ ,  $\sigma_{x_i}$ 得到 $y_i$ ,  $\sigma_i$ . 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<sup>133</sup>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  $\delta H$ , 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,  $^{133}\text{Cs}$  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  $\mu\text{K}$  量级,  $y_{coll}$  只受密度的影响, 表示为  $y_{coll} = k_{coll}n$ ,  $k_{coll}$  是碰撞频移系数。对于  $^{133}\text{Cs}$  原子,  $k_{coll}$  约为  $-3 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$  [85], 而  $^{87}\text{Rb}$  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  $^{133}\text{Cs}$  原子低近 2 个数量级, 这是  $^{87}\text{Rb}$  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  $^{133}\text{Cs}$  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。 $^{87}\text{Rb}$  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。

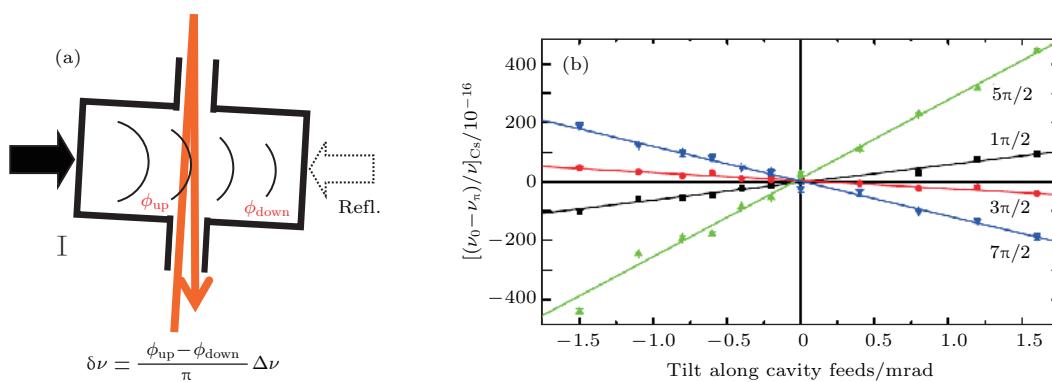


图 5 (a) 分布腔相移的产生原理; (b) 典型的实验结果 [89]

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  $\alpha$  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  $y_{DCP}(\alpha)$  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  $\alpha$  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  $1 \times 10^{-16}$ 。

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<sup>[92]</sup>, 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  $\nu_c$  与  $\nu_0$  之间有偏差, 使得微波场振幅在  $\nu_0$  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  $\nu_c$ , 所以腔牵引引起的频率偏差  $y_{C-P}$  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<sup>[94]</sup>, 他们推导了频移公式, 这个公式比较复杂, 但是其给出了  $y_{C-P}$  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<sup>[24,84]</sup>, 基本方法是让喷泉频标工作在  $N_{at-H}, N_{at-L}$  高低两个原子数状态, 测试不同  $Tem_c$  下的  $y_{C-P}$ , 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。

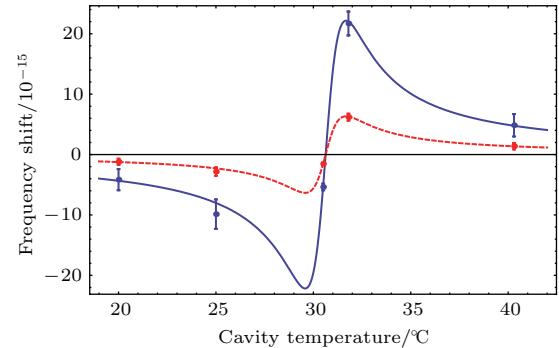


图 6 典型的碰撞频移-腔牵引不确定度评估曲线, 采用 NPL 钿钟的数据<sup>[24]</sup>, 图中蓝色、红色曲线分别代表高、低原子数时的频率偏差

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<sup>[55,95]</sup>, 体现重力场对频率的影响, 表示为  $y_{grav} = gH/c^2 = 1.09 \times 10^{-16} m^{-1} \times H$ , 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<sup>[93,96]</sup>: 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一超精细能级间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  $^{133}\text{Cs}$  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  $^{133}\text{Cs}$  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<sup>[97,21]</sup>, 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<sup>[2]</sup>: 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  $1 \times 10^{-16}$  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<sup>[98,99]</sup>, 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<sup>[100,101]</sup>。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<sup>[91,102,103]</sup>、背景气体碰撞、二阶多普勒频移<sup>[16]</sup>、直流 Stark 效应<sup>[104]</sup>、Bloch-Siegert 频移<sup>[105]</sup>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<sup>87</sup>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  $1 \times 10^{-16}$  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  $1 \times 10^{-16}$  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 <sup>[103]</sup>	PTB-CsF2 <sup>[92]</sup>	NPL-CsF3 <sup>[106]</sup>	ITC-F2 <sup>[107]</sup>	NIST-F2 <sup>[108]</sup>	NIM5 <sup>[47]</sup>	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

### 4.1 铷喷泉频标

## 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<sup>[24,34,36]</sup>, 以下的喷泉型频标各有特色。

除了<sup>133</sup>Cs, <sup>87</sup>Rb 是另一个广泛使用的喷泉频标介质, <sup>87</sup>Rb 喷泉频标最大的优点是它的碰撞频移系数至少比<sup>133</sup>Cs 低 100 倍<sup>[34]</sup>, 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<sup>[34]</sup>、法国巴黎天文台<sup>[2,103]</sup>, USNO<sup>[78]</sup>、英国 NPL<sup>[24]</sup>、俄国 VNIIFTRI<sup>[41]</sup>、国内上海光机

所<sup>[109,110]</sup>都开展了<sup>87</sup>Rb喷泉频标的研究.

宾州大学Gibble研究组建立了非常有特色的<sup>87</sup>Rb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<sup>[34]</sup>、多微波跃迁选态、<sup>87</sup>Rb碰撞频移系数测量<sup>[111]</sup>、碰撞相移测试<sup>[112]</sup>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<sup>[2]</sup>,并在该系统上实现了<sup>87</sup>Rb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<sup>[113]</sup>.他们在这套装置上测量了<sup>87</sup>Rb原子的钟频率<sup>[114]</sup>,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,该结果被后续的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 $6 \times 10^{-16}$  (the unperturbed ground-state hyperfine transition of <sup>87</sup>Rb with a frequency of  $f_{\text{Rb}} = 6834682610.904310$  Hz and an estimated relative standard uncertainty of  $7 \times 10^{-16}$ , 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<sup>87</sup>Rb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<sup>[84]</sup>.通过<sup>87</sup>Rb-<sup>133</sup>Cs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 $d [\ln (\nu_{\text{Rb}} / \nu_{\text{Cs}})] / dt = (-11.6 \pm 6.1) \times 10^{-17} \text{ yr}^{-1}$ <sup>[115]</sup>.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<sup>[116]</sup>,<sup>87</sup>Rb也参与到TAI校准中<sup>[77]</sup>.

USNO和VNIIFTRI研制<sup>87</sup>Rb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<sup>[78]</sup>,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( $6 \times 10^{-17}$ ),相对基准频标在 $1 \times 10^{-18}/d$ 的测试精度下未测到漂移.VNIIFTRI研制了2台<sup>87</sup>Rb喷泉频标,目前完成了稳定性评估,达到了 $1.7 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ 的短期稳定度<sup>[41]</sup>.

NPL的<sup>87</sup>Rb喷泉频标完成了性能评估<sup>[24]</sup>,短期稳定度 $2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ ,不确定度 $3.7 \times 10^{-16}$ ,他们希望通过改进将不确定度提高到 $5 \times 10^{-17}$ .国内上海光机所实现了<sup>87</sup>Rb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 $1.2 \times 10^{-15}$ ,不确定度 $2 \times 10^{-15}$ ,目前正在研究<sup>85</sup>Rb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<sup>[117]</sup>.

## 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<sup>[118]</sup>.

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<sup>[119]</sup>,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<sup>[120]</sup>.之后改进了Ramsey腔系统,由TE<sub>013</sub>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对地性样机<sup>[2]</sup>,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<sup>[121]</sup>.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<sup>[122]</sup> (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<sup>[123]</sup>, 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<sup>[121]</sup>, 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<sup>[124]</sup>, 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<sup>[125]</sup>, 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<sup>[126]</sup>. 为了获得更好的性能指标, 采用<sup>87</sup>Rb 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<sup>[50]</sup>, 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.

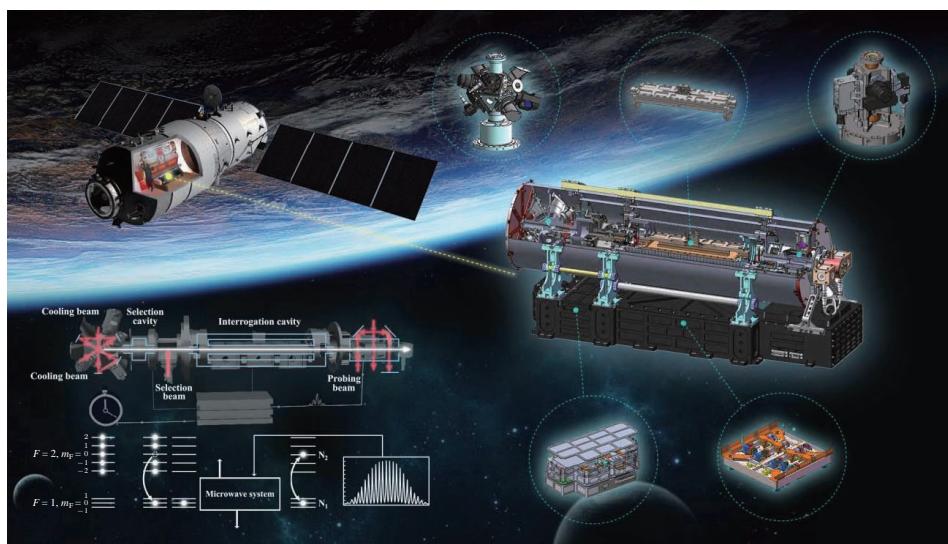


图 7 世界首台在轨运行空间冷原子钟示意图<sup>[50]</sup>  
Fig. 7. The first cold atomic clock in orbit in the world<sup>[50]</sup>.

### 4.3 连续斜抛喷泉<sup>[127]</sup>

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<sup>[128]</sup>, 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<sup>[78,129]</sup>, 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<sup>[130]</sup>, 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  $3 \times 10^{-16}$  的比对精度, 验证了它们的不确定度评估结果, 并以  $3.1 \times 10^{-16}$  精度测量了  $^{87}\text{Rb}$  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 年发展起来的新频标技术, 通过不断的研究, 喷泉频标达到了短期稳定性 ( $10^{-13}$ — $10^{-14}$ )  $\tau^{-1/2}$ , 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、新技术提高稳定性指标, 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, Griebsch 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/cirthtm/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, Dominin Y S, Kostromin V P, Kupalova O V 2017 *Meas. Tech.* **60** 30
- [41] Lorini L, Pavlenkoz K, Bize S, Desruelle B, Sterny G, Doronin I, Pavlenkoz 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, Gertsvolf 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/utils/en/pdf/time\\_ann\\_rep/Time\\_annual\\_report\\_2014.pdf](https://www.bipm.org/utils/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 arxiv: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) [王义遒 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) [王义遒 2007 原子的激光冷却与陷俘 (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 *I. 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, Uhrich 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, Massonet 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 *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/utils/common/pdf/CC/CCTF/CCTF19.pdf> [2012-09-14]

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements**

# Atomic fountain frequency standard: principle and development\*

Wang Qian<sup>1)2)</sup> Wei Rong<sup>1)†</sup> Wang Yu-Zhu<sup>1)</sup>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  $^{133}\text{Cs}$  and  $^{87}\text{Rb}$ . 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](mailto:weirong@siom.ac.cn)

基于金刚石体系中氮-空位色心的固态量子传感

董杨 杜博 张少春 陈向东 孙方稳

Solid quantum sensor based on nitrogen-vacancy center in diamond

Dong Yang Du Bo Zhang Shao-Chun Chen Xiang-Dong Sun Fang-Wen

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160301 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180788

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180788>

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

### [级联光束分离器的纠缠特性及其应用](#)

Entanglement properties of multi-cascaded beamsplitter and its applications

物理学报.2018, 67(15): 150301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180362>

### [噪声对一种三粒子量子探针态的影响](#)

Influence of noise on tripartite quantum probe state

物理学报.2018, 67(14): 140302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180040>

### [具有 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用的 XY 模型的量子相干性](#)

Quantum coherence of XY model with Dzyaloshinskii-Moriya interaction

物理学报.2018, 67(14): 140303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172755>

### [量子计算与量子模拟](#)

Quantum computation and quantum simulation

物理学报.2018, 67(12): 120301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180710>

### [基于自发参量下转换源二阶激发过程产生四光子超纠缠态](#)

Generation of four-photon hyperentangled state using spontaneous parametric down-conversion source with the second-order term

物理学报.2018, 67(6): 060302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172230>

## 专题: 精密测量物理

**编者按** 精密测量物理是现代物理学发展的基础、着力点和前沿，是物理科学问题探索和精密测量技术相互融合的结果，也是解决相关精密测量国家重大需求的基础。为实现精密测量物理领域“迎头赶上、适时超越、支撑未来”的战略目标，国家自然科学基金委员会于2013年启动了“精密测量物理”重大研究计划。该研究计划旨在针对特定的精密测量物理研究对象，以原子分子、光子为主线，构建高稳定度的精密测量新体系，探索精密测量物理新概念与新原理，发展更高精度的测量方法与技术，提高基本物理学常数的测量精度，在更高精度上检验基本物理定律的适用范围。

为向广大科学工作者汇报“精密测量物理”重大研究计划执行至今所取得的一些进步和成果，本专题汇选出14篇综述论文。这些论文涵盖了在光频精密测量、基本常数测量、基本物理规律检验和精密测量新体系、新方法等方面我国科学家所取得的最新进展。编者期望通过这个专题能帮助读者了解精密测量物理领域的现状与发展趋势，更期望学术界能进一步关注精密测量物理学科的发展并给予批评、指导。

本专题在《物理学报》编辑部的精心组织下完成，得到了各位论文作者的积极配合，谨此一并致谢！

(客座编辑 中国科学院武汉物理与数学研究所 叶朝辉)

# 基于金刚石体系中氮-空位色心的固态量子传感\*

董杨 杜博 张少春 陈向东 孙方稳<sup>†</sup>

(中国科学技术大学, 中国科学院量子信息重点实验室, 合肥 230026)

(2018年4月24日收到; 2018年5月21日收到修改稿)

在室温下，金刚石中的氮-空位(NV)色心具有荧光强度稳定、电子自旋相干时间长以及与生俱来的原子尺寸的特点，是优良的纳米量子传感器。在成像领域中，将各种超分辨成像显微技术应用于NV色心体系，发展出多种高空间分辨率的成像方法。此外，NV色心作为固态量子比特可以通过光学方法对其进行初始化和读取。NV色心电子自旋量子态还可以与电磁场、应力等进行相干耦合。基于这些耦合，科研人员在实验上实现了对相关物理量纳米级空间分辨率的高灵敏表征。目前这些量子传感技术可以应用在新材料、单个蛋白质核自旋、活体神经元等方面的测量中。本综述主要介绍金刚石中NV色心纳米量子传感器件的工作原理、实验实现和优化以及在相关领域的应用。

**关键词:** 氮-空位色心, 纳米尺度, 室温量子传感, 量子增强

**PACS:** 03.67.-a, 42.50.Dv, 76.30.Mi, 32.80.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180788

## 1 引言

量子传感就是利用量子力学属性去实现对物理量的高精度测量，已经成为当代量子信息技术领域中一个快速发展的重要方向。常用的实验物理

体系包括光子、原子(囚禁离子)、色心以及超导等。这些物理体系在不同尺度、不同温度下可以实现极高灵敏度和精确度的测量。而金刚石氮-空位色心(NV色心)一直是量子传感的代表性体系。自从20世纪末德国科学家完成对NV色心单电子自旋量子态的光学探测磁共振技术(ODMR)以来，基于该

\* 国家自然科学基金(批准号: 91536219, 61522508, 11504363)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2017YFA0304504)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: [fwsun@ustc.edu.cn](mailto:fwsun@ustc.edu.cn)

体系的量子传感得到了快速发展<sup>[1]</sup>. 金刚石中的NV色心在室温下具有得天独厚的属性: 稳定的荧光发射、超长的电子自旋相干时间、良好的可拓展性、成熟的微波操作技术以及简易的光学读出手段. 当前, NV色心已经成为室温固态量子传感的最具有前景的实验体系之一<sup>[2]</sup>. 近年来, NV色心的量子态调控技术在实验上取得了很大进展, 这使得以NV色心为实验载体实现固态量子信息处理成为可能, 并为提高室温固态量子传感的性能提供了良好的理论基础与实验保证<sup>[3]</sup>. 此外, NV色心的电子云在空间上居于纳米尺度范围内, 基于这一特点, NV色心可以作为纳米分辨率探针进行纳米级空间分辨率的物理量探测与成像<sup>[4]</sup>.

本文主要回顾以NV色心为实验载体的固态量子传感进展, 包括以下内容: NV色心系统简介; 单个NV色心量子传感原理; 基于NV色心的高空间分辨率传感; NV色心量子传感指标的提升.

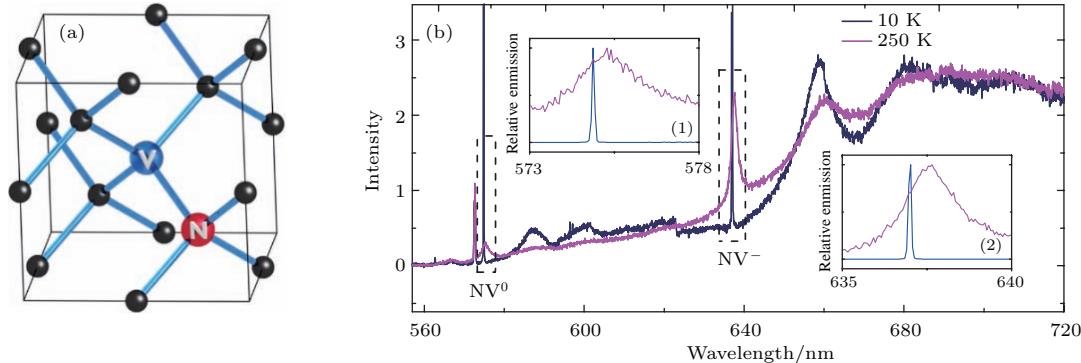


图1 金刚石NV色心介绍<sup>[6]</sup> (a) 金刚石中的NV色心原子结构; (b) NV<sup>-</sup>和NV<sup>0</sup>的光谱

Fig. 1. Introduction of the NV center in diamond<sup>[6]</sup>: (a) Schematic of the NV center structure in diamond; (b) the spectrum of NV<sup>-</sup> and NV<sup>0</sup>.

## 2.2 NV色心能级与初始化

图2所示为NV色心的电子能级: 它的基态<sup>3</sup>A<sub>2</sub>与激发态<sup>3</sup>E都是电子自旋三重态, 亚稳态<sup>1</sup>A<sub>1</sub>是电子自旋单态. 基态由于零场劈裂,  $m_s = \pm 1$  和  $m_s = 0$ 能级非简并, 劈裂值为  $D = 2.87$  GHz. 这也是用于判定NV色心的方法之一. 借助于NV色心亚稳态跃迁的自旋选择特性, 实验上通常用激光极化NV色心的量子状态. 由于NV色心的荧光强度依赖电子自旋状态, 这使得可以利用自发辐射荧光强度变化读出其电子自旋状态. 例如实验上利用1 mW的532 nm激光极化抽运几微秒, 就可以有效地把NV色心初始到  $m_s = 0$  状态,

## 2 NV色心系统简介

### 2.1 NV色心结构与电荷态

金刚石中的单个NV色心是由一个氮杂质和邻近的一个空位组成, 如图1所示. 这种缺陷存在于金刚石晶体中, 具有 $C_{3v}$ 对称性, 对称轴方向称为NV色心的轴向. NV色心可以通过氮离子注入高纯金刚石晶体中生成. 金刚石中的NV色心有多种电荷态, 常见的有: 带负电电荷状态NV<sup>-</sup>, 电中性状态NV<sup>0</sup><sup>[5]</sup>. 这两种电荷态对应不同的光致发光光谱, 实验上以滤波的手段可加以区分, 如图1所示. 由于NV<sup>-</sup>自旋能级跃迁能够通过光探测磁共振(ODMR)信号测量, 而NV<sup>0</sup>没有, 这使得科学家有丰富而成熟的方法去控制NV<sup>-</sup>, 从而使其得到了快速的发展与应用. 下文中如无特殊说明, NV色心即为带负电的状态(NV<sup>-</sup>).

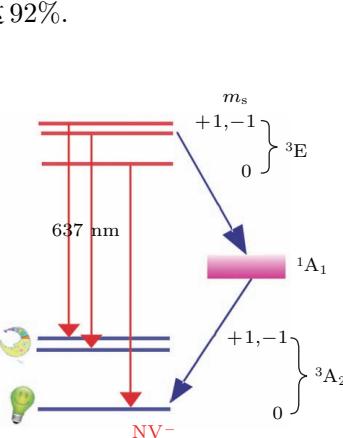


图2 NV色心的能级示意图  
Fig. 2. Energy level diagram of NV<sup>-</sup>.

### 2.3 NV色心哈密顿量

NV色心电子自旋基态 $^3A_2$ 的哈密顿量为

$$H = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) + \gamma_e \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} + \mathbf{S} \cdot \sum_i \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{I}_i, \quad (1)$$

其中 $z$ 方向是NV色心的轴向,  $D = 2.87$  GHz是零场劈裂并且随着温度的变化而变化。第二项表示水平应力或者施加电场( $E$ )后产生的相互作用项。第三项是磁场的塞曼效应项, 用于描述NV色心电子自旋与矢量磁场的相互作用, 这使得NV色心可以成为一种磁力计<sup>[5]</sup>。最后一项描述NV色心与周围的核自旋相互作用, 其中,  $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ 是电子自旋矢量,  $\mathbf{A}_i$ 为电子自旋与核自旋的耦合精细张量,  $\mathbf{I}_i$ 是核自旋矢量。因此, 通过合理地操控电子自旋可有效地控制核自旋的状态, 进而为探测核自旋提供理论保障。此外, 温度和压力也可以调节NV色心的能级。因此, 可以利用NV色心去测量电磁场、温度和压力等, 实现多功能的量子传感器。表1列举了NV色心实现各种物理场探测的性能<sup>[7]</sup>。

表1 NV色心探测不同的物理场中性能

Table 1. The performance of sensor based on NV center in different physical fields.

物理场	耦合系数	灵敏度
磁场	28 GHz/T	0.01 $\mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ <sup>[8]</sup>
电场	0.17 Hz/(V/m)	5.8 $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$
应力	$10^{11}$ Hz/( $\delta L/L$ )	$10^{-7}/\sqrt{\text{Hz}}$
方位	100 kHz/(°)	0.1 (°)/ $\sqrt{\text{Hz}}$
温度场	74 kHz/K	0.13 K/ $\sqrt{\text{Hz}}$
压力场	1.5 kHz/bar	6.8 bar/ $\sqrt{\text{Hz}}$

### 3 单个NV色心纳米尺度量子传感原理与进展

#### 3.1 单个NV色心直流(DC)磁力计基本原理

当对NV色心只施加DC磁场时, 体系的哈密顿量(1)可以简化为

$$H = DS_z^2 + \gamma_e \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}, \quad (2)$$

这里引入 $B_{\text{NV}} = B_z$ 对应磁场在NV色心轴向上的投影。理论上通过计算哈密顿量(2)的本征值 $v_{\pm}$ 可

以反推矢量磁场 $\mathbf{B}$ 。具体而言, 自旋为1的体系的自旋角动量算符为

$$S_x = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_y = \frac{\hbar}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix},$$

$$S_z = \hbar \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

对应系统的本征值方程(采用自然单位制 $\hbar = 1$ )

$$E^3 - 2DE^2 + (D^2 - \beta^2)E + \gamma_e^2 |B_{\perp}|^2 D = 0, \quad (4)$$

其中 $\beta = \gamma_e \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ 。这个方程求解繁琐, 可以利用计算机数值求解, 结果如图3所示。

对于外加磁场相对零场劈裂值(1000 Gauss)小, 且垂直于NV色心轴向的分量可以忽略的情况下( $\gamma_e B_{\perp} \ll D$ ), ODMR的共振峰位一阶修正可以表示为

$$v_{\pm} = D \pm \gamma_e B_{\text{NV}}. \quad (5)$$

考虑磁场的垂直分量后, 二阶修正的结果为

$$v_{\pm} = D \pm \gamma_e B_{\text{NV}} + \frac{3 \gamma_e^2 |B_{\perp}|^2}{2 D}. \quad (6)$$

从(6)式中可以看到: 在弱磁场情况下, 垂直NV轴向的磁场对能级移动的贡献要比轴向磁场的贡献小得多, 结果被零场劈裂抑制。在有沿轴向的外磁场情况下, 原本简并的两个能级 $m_s = \pm 1$ 产生了劈裂。而垂直于NV轴向的磁场把 $m_s = \pm 1$ 与 $m_s = 0$ 之间的能级间距被拉大。

由于沿轴方向的磁场引起的哈密顿量变化只有对角项, 不会改变自旋的本征态; 而垂直于NV轴方向的磁场引起的哈密顿量变化有非对角项, 系统的本征态不再是自旋 $m_s = 0, \pm 1$ , 而是它们的叠加态。这样激光对自旋的极化作用将会降低, 在实验中可以观察到NV的荧光光强会受到磁场的大小和方向的影响。在图4中, 用电磁铁产生了磁场, 磁场与NV轴向之间的角度约为87°。磁场增强时, 可以看到荧光强度下降, 说明自旋不再是被初始化到 $m_s = 0$ 。因此通过加磁场的方法, 可以研究NV色心不同自旋对光学跃迁过程的影响, 例如测量了在有无磁场的条件下NV的激发态寿命。可以看到加磁场后, 荧光衰减变快, 这说明自旋为 $m_s = \pm 1$ 激发态比 $m_s = 0$ 的激发态寿命短。

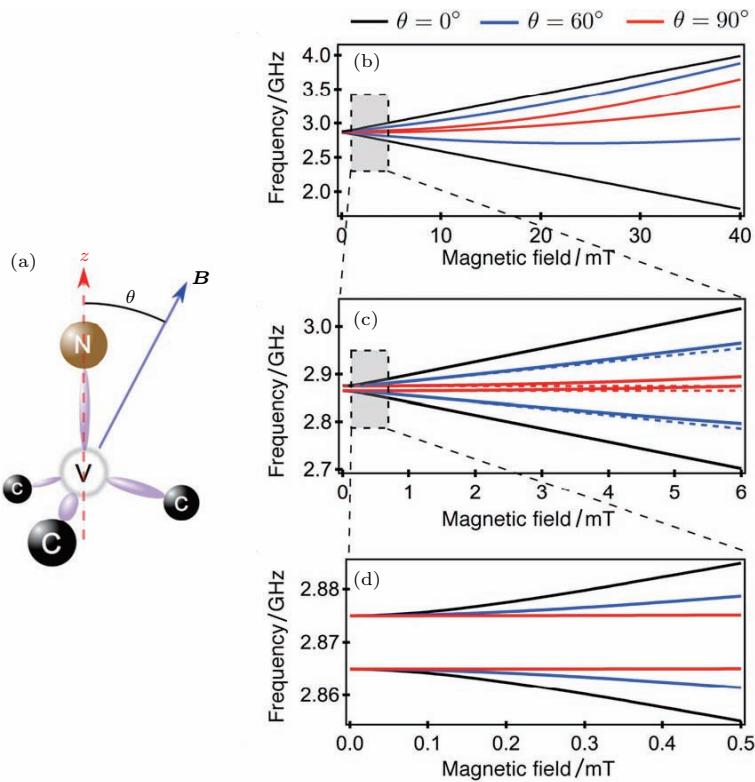


图3 (a) 磁场B的方向与NV色心的轴向有的夹角; (b) 不同的夹角θ下的电子自旋共振谱(ESR)  $\nu_{\pm}$ 与所加磁场B的关系<sup>[9]</sup>  
Fig. 3. (a) A magnetic field  $B$  is applied with an angle  $\theta$  with respect to the NV defect axis  $z$ ; (b)–(d) ESR frequencies  $\nu_{\pm}$  as a function of the magnetic field amplitude  $B = ||B||$  for different angles  $\theta$ <sup>[9]</sup>.

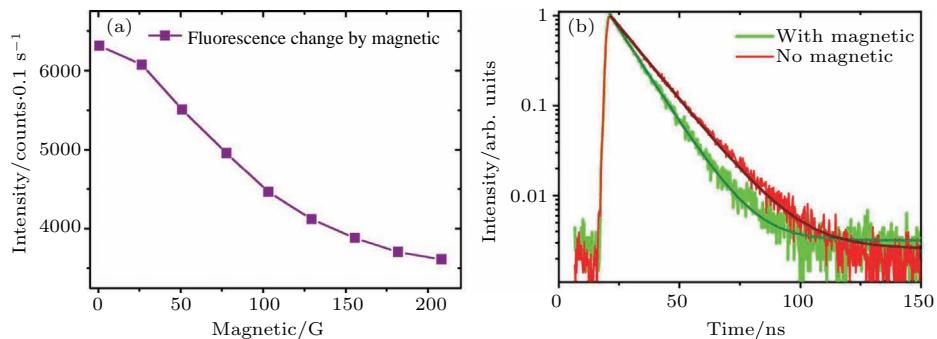


图4 (a) 荧光与磁场的关系, 磁场与NV色心轴向夹角为87°; (b) 磁场影响激发态寿命<sup>[10]</sup>  
Fig. 4. (a) The fluorescence intensity at different amplitude of the magnetic field with an angle 87° with respect to the NV defect axis  $z$ ; (b) the magnetic field influences the lifetimes of single NV centers<sup>[10]</sup>.

## 3.2 频域法

实验上可以通过ODMR信号得到, 而探测NV色心ODMR信号的实验大致分为两种: 一种是连续波探测, 一种是脉冲探测。前者操作简单, 但是后者避免了前者的激光与微波的退极化效应, 提高了探测灵敏度、测量精度; 并且随着电子学同步技术在科研领域的广泛应用, 后者越来越广泛地应用于具体实验中。因此, 这里重点介绍后者, 脉冲序列为图5(a)。

量子传感实验最佳测量点是NV色心的荧光随微波驱动频率变化最陡峭处。假定NV色心轴向磁场变化有限值  $\delta B$ , NV色心的荧光对应变化为

$$\Delta I_0 = \left( \frac{\partial I_0}{\partial B} \right) \delta B \Delta t, \quad (7)$$

这里  $I_0$  是NV色心在测量时间  $\Delta t$  范围内的荧光光子收集速率。因此光子散粒噪声限制的测量DC磁场灵敏度极限为

$$\eta_{dc} = \delta B \sqrt{\Delta t} = \frac{\sqrt{I_0}}{(\partial I_0 / \partial B)} \approx \frac{\Delta v}{\gamma_e C \sqrt{I_0}}, \quad (8)$$

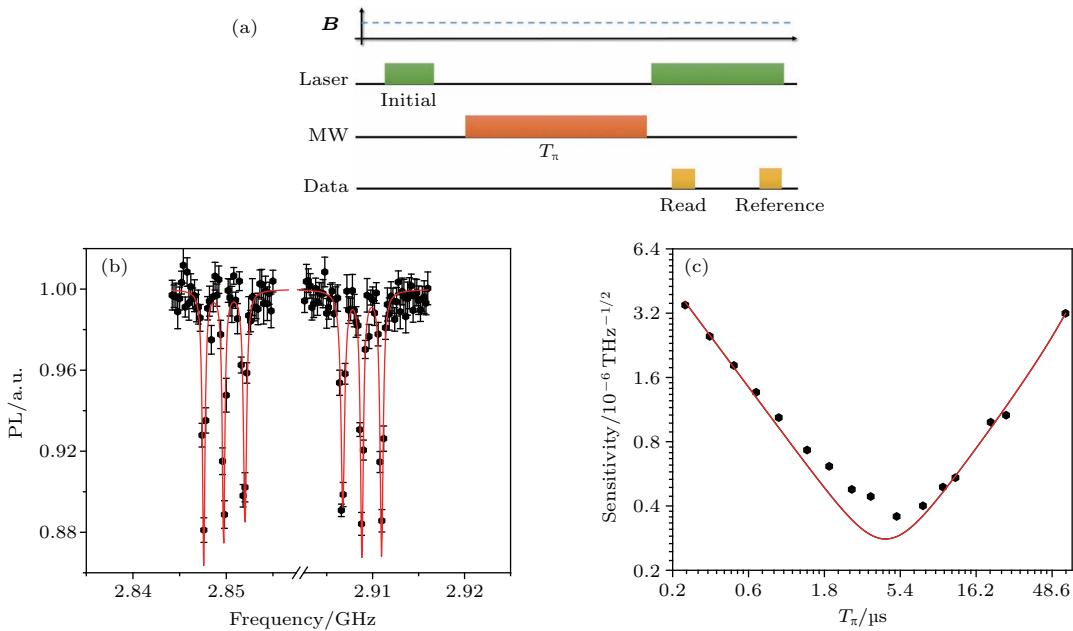


图5 (a), (b) 频域脉冲 ODMR 方法测量直流磁场; (c) 利用连续微波和脉冲微波测量直流磁场的灵敏度对比  
Fig. 5. (a), (b) DC magnetometry using a single resonant MW  $\pi$ -pulse on the NV spin; (c) comparison of the sensitivity to dc magnetic field operating either in continuous or pulsed MW.

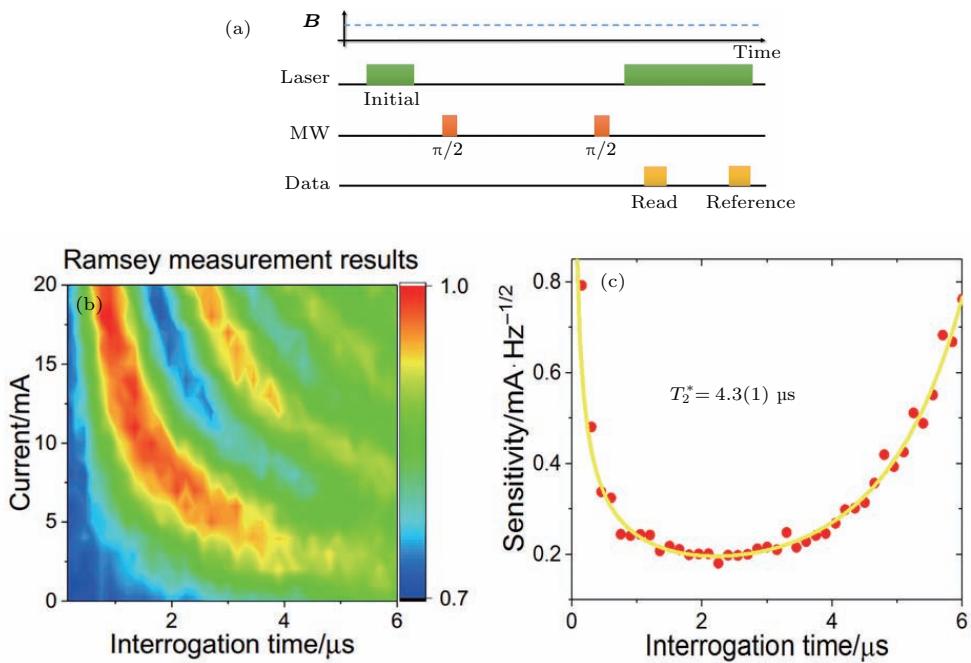


图6 (a), (b) Ramsey 脉冲序列测量直流磁场; (c) Ramsey 脉冲序列测量磁场的灵敏度  
Fig. 6. (a) DC magnetometry using Ramsey sequence; (b) DC magnetometry sensitivity as a function of interrogation time.

这里  $\Delta v$  是电子自旋共振谱 (ESR) 线宽;  $C$  是对比度, 对于单个 NV 色心  $C \approx 20\%$ . 磁场探测的灵敏度受限于 ESR 线宽  $\Delta v$  与荧光光子收集效率 [9]. 前者的基本极限是由 NV 色心的非均匀展宽决定的, 即  $\Delta v \sim 1/T_2^*$ , 因此利用脉冲微波探测 (如图 6),  $T_\pi$  选取的时间为  $T_2^*$  时测量灵敏度最大, 并且也可

以清楚地看到精细 ODMR 谱.

### 3.3 时域法

然而实验上达到灵敏度探测极限对激光与微波的功率都有要求 [11]. 对应的解决方案就是时域探测手段——Ramsey 探测序列 [12], 如图 6(a).

**步骤1** 初始量子传感器NV色心状态为 $|0\rangle$ .

**步骤2** 施加一个 $\pi/2$ 微波脉冲, 把量子传感器制备到叠加态,

$$|\psi\rangle = |+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |0\rangle), \quad (9)$$

这里的 $|0\rangle, |1\rangle$ 分别指的是 $m_s = 0, m_s = 1$ .

**步骤3** 将此状态放入磁场中演化时间 $\tau$ . 如果忽略全局相位, 叠加态就会累计相位 $\phi = \gamma_e B_{NV} t$ , 因此演化之后变为

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\phi}|1\rangle + |0\rangle). \quad (10)$$

**步骤4** 施加第二个 $\frac{\pi}{2}$ 微波脉冲, 把上面的演化结果转化为测量状态:

$$|\varphi\rangle = \frac{1}{2}(1 + e^{-i\phi})|0\rangle + \frac{1}{2}(1 - e^{-i\phi})|1\rangle. \quad (11)$$

**步骤5** 利用532 nm激光对量子态塌缩测量, 读出结果

$$p = 1 - |\langle 0 || \varphi \rangle|^2 = \frac{1}{2}[1 - \cos \phi], \quad (12)$$

通过记录 $p$ 作为演化时间的函数, 可以得到振荡频率与外部磁场强度的关系.

由于NV色心与周围的环境热库相互作用, 使得演化时间不能任意长, 演化振荡幅度衰减的时间常数为 $T_2^*$ . 时域法完全避免了对激光与微波功率限制, 并且和频域法相比, 它给出了较好的灵敏度结果. 这样沿着NV色心轴向的磁场分量测量就可以完成.

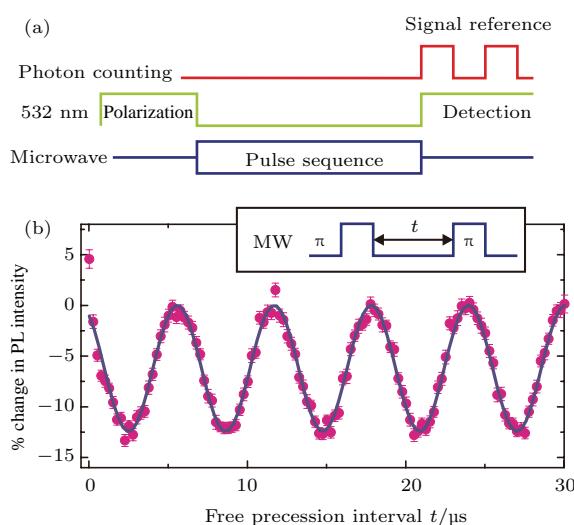


图7 (a), (b) 利用 $^{15}\text{N}$ 拉莫尔进动测量矢量磁场脉冲序列与结果 [13]

Fig. 7. (a) Pulse sequence in the experiment; (b)  $^{15}\text{N}$  nuclear spin precession [13].

然而物理磁场是一个三维矢量, 如果要测量垂直于轴向的分量, 上述方法是不够充分的. 实验上解决上述的方法有: 1) 采用多个不同轴向的NV色心进行测量 [14]; 2) 采用核自旋辅助的方法进行测量 [13]. 对于第一种方法显而易见: 不同的轴向NV色心, 可以给出磁场在它们轴向上的分量, 结合矢量合成法则, 就可以得到矢量磁场全貌, 但是测量过程对空间分辨与时间分辨都会产生限制. 后面一种方法不会有这样的问题. 当磁场施加在NV色心上后, 主核 $^{15}\text{N}$ 会在矢量磁场的作用下进行拉莫尔进动, 拉莫尔进动的频率正比于磁场强度, 而氮核的状态可以通过NV色心的电子自旋间接读出, 从而测量出矢量磁场的所有信息, 如图7所示.

### 3.4 单个NV色心交流(AC)磁力计

如果待测物理磁场是随时间变化的, 可对待测信号进行傅里叶级数分解 [12]:

$$B(t) = \frac{B_0}{2} + \sum_{n=1}^N B_n \sin(n\omega t + \theta_n). \quad (13)$$

如果能测量出随时间变化磁场的傅里叶分量, 实验上就能对原信号进行重建. 因此, 测量随时间变化的磁场的问题就简化为探测振幅不变的交流磁场. 此时, 系统的哈密顿量可以写为

$$H = DS_z^2 + \gamma_e B \cos(\omega t) S_z. \quad (14)$$

显然DC磁场探测中提到频域脉冲ODMR方法和Ramsey序列方法都会失效, 因为若AC磁场对时间做连续积分, 相位累积就会抵消. 因此必须调整探测序列, 避免交流磁场相位累积抵消. 这里可以借鉴物理电子学领域中的二极管对交流电整流过程, 对待测交流磁场也进行相应的量子整流——自旋锁相, 如图8.

相对于DC磁场中时域Ramsey序列方法就是在磁场的方向改变时, 量子传感器NV色心的状态也做了对应的调整——施加 $\pi$ 微波脉冲(Hahn-echo sequence), 以交换叠加态不同基矢之间的相位,

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\varphi}|1\rangle + |0\rangle) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + e^{-i\varphi}|0\rangle), \quad (15)$$

接着再演化,

$$\begin{aligned} &\frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + e^{-i\varphi}|0\rangle) \\ &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\varphi}|1\rangle + e^{-i\varphi}|0\rangle), \end{aligned} \quad (16)$$

这样含有磁场强度的量子相位会累积下来, 从而实现 AC 磁场探测。与此同时缓变自旋退相干环境噪声也会被有效地过滤掉一部分, 增加了探针的相干时间 ( $T_2$ )<sup>[16]</sup>, 因此测量 AC 磁场灵敏为

$$\eta_{\text{ac}} = \eta_{\text{dc}} \sqrt{T_2^*/T_2}. \quad (17)$$

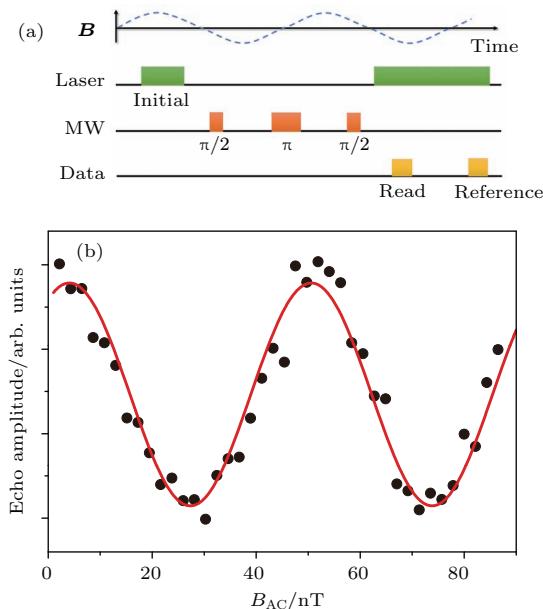


图 8 (a) 利用 Hahn-echo 脉冲序列的方法测量 AC 磁场; (b) 实验中测得的 AC 磁场<sup>[15]</sup>

Fig. 8. (a) AC magnetometry using a Hahn-echo sequence; (b) experimental results for AC magnetometry<sup>[15]</sup>.

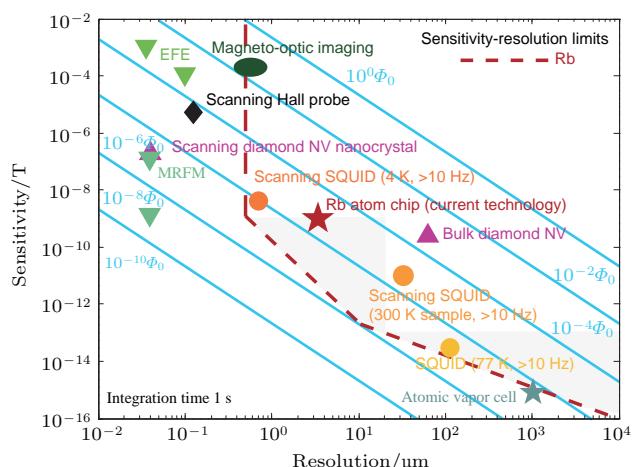


图 9 利用各种方法测量磁场的灵敏度以及分辨率的对比<sup>[18]</sup>

Fig. 9. Field sensitivity and spatial resolution for different magnetometers<sup>[18]</sup>.

最新的实验结果表明: 室温下 NV 色心探针的相干时间  $T_2$  可以长达 2 ms<sup>[8]</sup>, 因此单个 NV 色心探测的灵敏度上限是  $\eta_B \sim 10 \text{ nT}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ <sup>[15]</sup>. 这种室温下纳米尺度的探针提供的优秀探测性能足以

完成世界上十分微弱信号的检出——单个蛋白质核自旋的磁信号<sup>[17]</sup>. 图 9 为目前主要的顶级磁探测器性能与尺度汇总<sup>[18]</sup>. 可以看出: 基于 NV 色心的磁力计在纳米尺度的测量中具有很大优势; 而且在现代谱学研究中, NV 色心已经在弱磁场信号检出中取得了具有里程碑意义的进展.

### 3.5 单个 NV 色心纳米温度计

NV 色心的能级不仅对磁场灵敏, 其固有的零场劈裂随着温度的变化也有十分显著的变化. 图 10 展示了不同的样品在室温到低温的 ODMR 信号. 对每个测量的 ODMR 谱, 可以用洛伦兹拟合得到共振频率<sup>[6]</sup>. 对于 IIa 样品, ODMR 测量到三个共振频率, 用  $v_1$  和  $v_3$  的平均值来表示零场劈裂  $D$ ; 对于 Ib 样品, 有两个共振频率, 可以用  $v_1$  和  $v_2$  的平均值表示  $D$ .

实验上改变温度, 测量了 ODMR 信号中峰位的变化, 从 5—295 K 到可以看到共振信号随温度呈现非线性的变化. 图 10 中, 白色虚线表示零场劈裂的  $D$  值, 为了定量地描述  $D$  随温度  $T$  的变化, 可以用五次多项式(或者修订的瓦施尼公式)表示:

$$D(T) = \sum_{n=0}^5 d_n T^n. \quad (18)$$

从对温度的导数看出, 在室温下  $dD/dT$  达到 74 kHz/K, 而在 5 K 左右时为 5 kHz/K. 直接测量共振频率的改变进行温度传感的探测方法可以参考磁场测量方面的技术. 进一步提高温度传感灵敏度, 可以通过时域法进行测量<sup>[19]</sup>, 如图 11.

**步骤 1, 2, 3** 与时域法测磁场相同.

**步骤 4** 施加一个  $3\pi$  微波脉冲, 交换量子相位:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}}(|e^{-i\varphi}| - 1\rangle + |0\rangle) \\ & \xrightarrow{\pi-1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle + e^{-i\varphi}|0\rangle) \\ & \xrightarrow{\pi+1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|-1\rangle + e^{-i\varphi}|1\rangle) \\ & \xrightarrow{\pi-1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + e^{-i\varphi}|1\rangle), \end{aligned} \quad (19)$$

这里的  $|0\rangle$ ,  $|\pm 1\rangle$  指的是  $m_s = 0$ ,  $m_s = \pm 1$ .

**步骤 5** 将此状态放入温度场中演化时间相同的时间, 叠加态就会累积相位, 因此演化之后变为

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e^{-2i\phi}|1\rangle + |0\rangle). \quad (20)$$

**步骤6** 施加第二个 $\pi/2$ 微波脉冲, 把上面的演化结果转化为测量状态:

$$|\phi\rangle = \frac{1}{2}(1 + e^{-2i\varphi})|0\rangle + \frac{1}{2}(1 - e^{-2i\varphi})|1\rangle. \quad (21)$$

**步骤7** 利用532 nm激光对量子态塌缩测量, 读出结果

$$p = \frac{1}{2}[1 - \cos 2\phi], \quad (22)$$

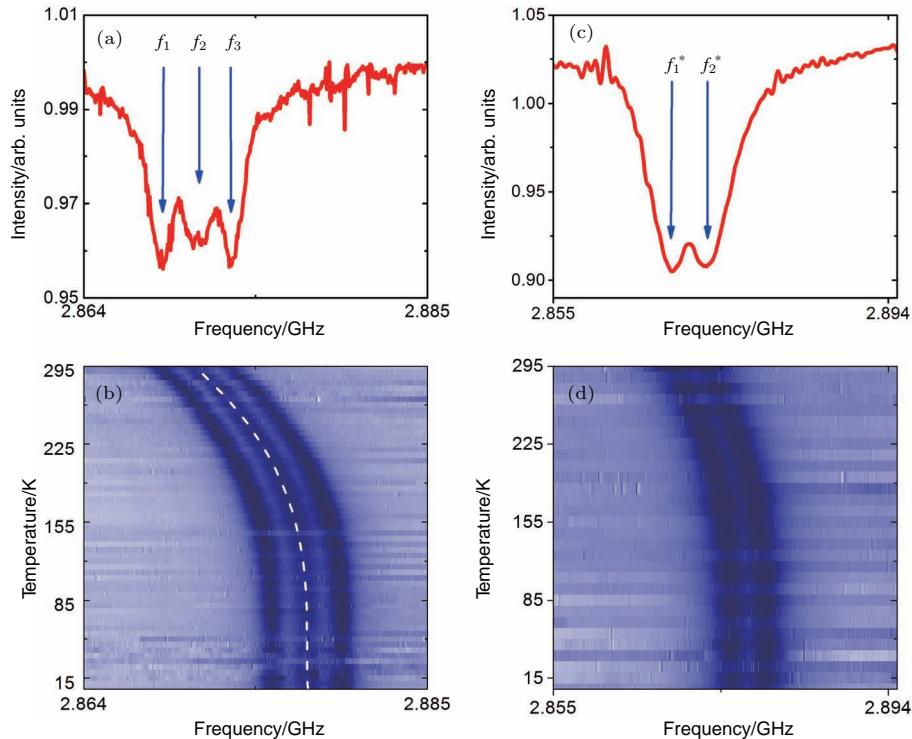


图10 (a), (b) IIa型金刚石共振频率随温度的变化; (c), (d) Ib型金刚石共振频率随温度的变化<sup>[6]</sup>  
Fig. 10. The ODMR shift  $\nu_{\pm}$  at different temperature in IIa type diamond (a), (b) and Ib type diamond (c), (d)<sup>[6]</sup>.

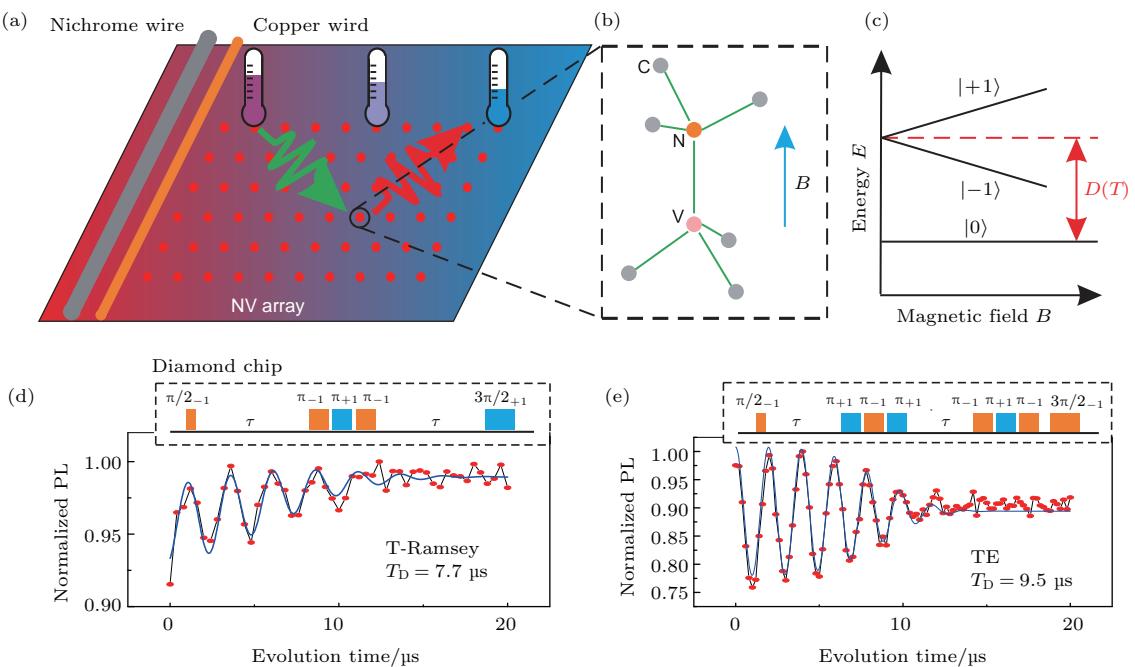


图11 (a), (b) NV色心阵列纳米温度计实验示意图; (c) NV色心能级示意图; (d) NV色心的温度Ramsey条纹; (e)温度自旋回波测量<sup>[19]</sup>

Fig. 11. (a), (b) The schematic of the NV center thermometry setup and the thermal pulse sequence measurements; (c) ground state spin energy levels are split in applied axial magnetic field; (d) thermal Ramsey measurement in an axial magnetic field; (e) thermal echo measurement in an axial magnetic field<sup>[19]</sup>.

这样就可有效地过滤掉缓变的磁场噪声, 提高灵敏度.

### 3.6 单个NV色心纳米压力与电力计

当NV色心处于电场或者应力场中时, 基态的哈密顿量可以写为

$$H = (D + d_{||}\Pi_{||})S_z^2 - d_{\perp}\Pi_{\perp}(S_x^2 - S_y^2), \quad (23)$$

其中  $d$  ( $\sim 0.4 \text{ Hz}\cdot\text{cm}\cdot\text{V}^{-1}$ ) 是固有电偶极矩, 而  $\Pi = E + \sigma$  是电场与应力场作用的有效结果. 因此电场与应力场的存在也会改变电子的ODMR共振峰位<sup>[20]</sup>, 但是由于NV色心的固有电偶极矩比较弱, 产生的能级移动比较小, 一般采用量子锁相的方法进行有效测量.

## 4 基于NV色心的高分辨率传感

在当今的科学的研究中, 尤其是材料科学、生命科学、微纳光学等领域中, 对微纳尺度的物理场测量具有重要意义. 这对传感技术的发展提出了高空间分辨率的要求. NV色心本身为亚纳米尺寸, 然而其光学操控与探测通常是基于光学共聚焦成像系统, 它的空间分辨率受到衍射极限的限制. 为了使用NV色心对纳米结构进行高空间分辨率的物理量测量, 需要使用超衍射极限分辨率的操控与探测手段. 本节首先介绍NV色心的多种高空间分辨率成像方法, 然后介绍基于这些成像方法实现的纳米分辨率量子传感的主要成果, 最后介绍NV色心超衍射极限分辨率成像在生物标记等方面的应用.

### 4.1 NV色心的高空间分辨率成像方法

为了利用NV色心进行高分辨率的量子传感研究, 不仅需要对NV色心的位置进行超衍射极限分辨率的测定, 更需要在此基础上对其自旋态、电荷态等进行高空间分辨率的操控和探测. 目前, 研究人员主要采取两种方法对NV色心进行高分辨率的成像与探测: 一是使用单个NV色心作为探针的近场扫描显微成像; 二是使用大量的系综NV色心, 通过光学远场成像对不同位置的NV色心进行荧光探测. 这两种方法具有不同的优势, 应用于不同研究领域.

#### 4.1.1 基于扫描探针的成像

扫描探针成像方法使用纳米金刚石作为量子传感的探针, 通过扫描探针的位置实现高空间分辨

率的传感与物理量分布成像<sup>[21–23]</sup>. 它将NV色心传感的分辨率提高到数十纳米水平. 基于扫描探针成像的NV色心传感在纳米材料的磁场、温度等测量中得到了广泛应用. 在扫描探针成像中, NV色心与待测样品之间的距离对量子传感的分辨率与灵敏度有很大影响. 为了获得高分辨率与高灵敏度, 一方面NV色心需要生成在距离探针针尖表面数纳米的范围内; 另一方面, 在探针的扫描过程中, 探针与待测样品之间的距离也需要精密控制在一个很小的范围. 这对金刚石探针的制备提出了很高的要求.

在早期的实验中, 研究人员使用原子力显微镜探针黏取金刚石纳米颗粒<sup>[22–23]</sup>, 这种复合针尖便可用于NV色心的量子传感研究, 如图12所示. 商用的纳米金刚石颗粒可以小到数十纳米, 且通常含有较高浓度的氮杂质, 通过电子束曝光等处理可以获得单个或系综的NV色心. 尽管黏取纳米金刚石颗粒的方法在实验上相对简单, 然而纳米金刚石颗粒中的NV色心相对于块状金刚石中NV色心通常具有较短的自旋相干时间, 影响其传感的灵敏度. 并且由于NV色心在纳米金刚石中的位置分布随机, 其与待测样品之间距离的可控性较差. 另外这种方法还存在着荧光远场收集效率低等缺点.

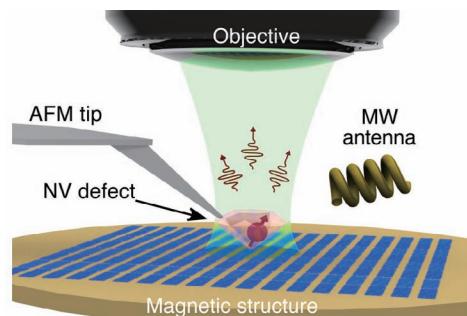


图12 基于扫描探针成像的NV色心局域磁场测量<sup>[22]</sup>

Fig. 12. Scheme of the scanning probe microscopy for NV center magnetic field sensing<sup>[22]</sup>.

为了解决纳米颗粒金刚石作为探针的一些不足, 研究人员使用块状单晶金刚石作为材料, 制备了全金刚石的纳米探针<sup>[21,24]</sup>. 并通过低能量的离子束注入, 获得了距离金刚石表面10 nm以内的NV色心. 由于这种探针是使用高纯度的单晶金刚石制备而成, NV色心的自旋相干时间维持较高水平. 另外金刚石探针本身作为一种高折射率的光学波导, 可有效地提高NV色心的荧光收集效率<sup>[25]</sup>.

为了对扫描探针中的NV色心进行光学操控与探测,需要将扫描探针成像系统与其聚焦成像系统结合,使用长工作距离的物镜收集NV色心的荧光。当NV色心距离待测样品足够近时,样品的局部电磁场会影响NV色心的能级移动,从而通过NV色心的荧光变化推测出局部电磁场的强度,然后移动待测样品完成高空间分辨率的磁场、温度成像。但整个系统较为复杂,需要使用多个位置控制和反馈装置,在某些领域的研究中不太适用。

#### 4.1.2 光学远场超分辨成像

光学远场成像技术也可用于NV色心的高分辨率传感,它需要具有高空间分辨、确定性态操控和探测、低抽运功率的性质。然而,光学远场成像的一个最大不足是其分辨率受到衍射极限的限制。多年来,研究者们提出了数种方法来突破光学衍射极限,大体上可以分为三类:结构光照明成像(SIM)

技术、确定性态操控成像技术以及基于点扩散函数的随机成像技术<sup>[26–27]</sup>。

SIM技术通过低频结构光照明得到高频物光信息,可以达到约100 nm的成像分辨率<sup>[28]</sup>。进一步,使用非线性结构光照明,可以提升分辨率至小于40 nm。

1994年,Hell和Wichmann便提出了受激辐射耗尽显微成像(STED)的理论,不久后在实验上得以成功展示,如图13所示。STED显微镜通过叠加一束面包圈光束作为耗尽光来关闭中心点周围的荧光,从而突破衍射极限。对NV色心成像可达到小于10 nm的分辨率<sup>[29–31]</sup>,结合固体浸没透镜,分辨率甚至可达到2.4 nm<sup>[30]</sup>。缺点在于使用的耗尽光功率较大,会对一些样品带来光损伤,在一定程度上限制了其在生物成像中的应用。

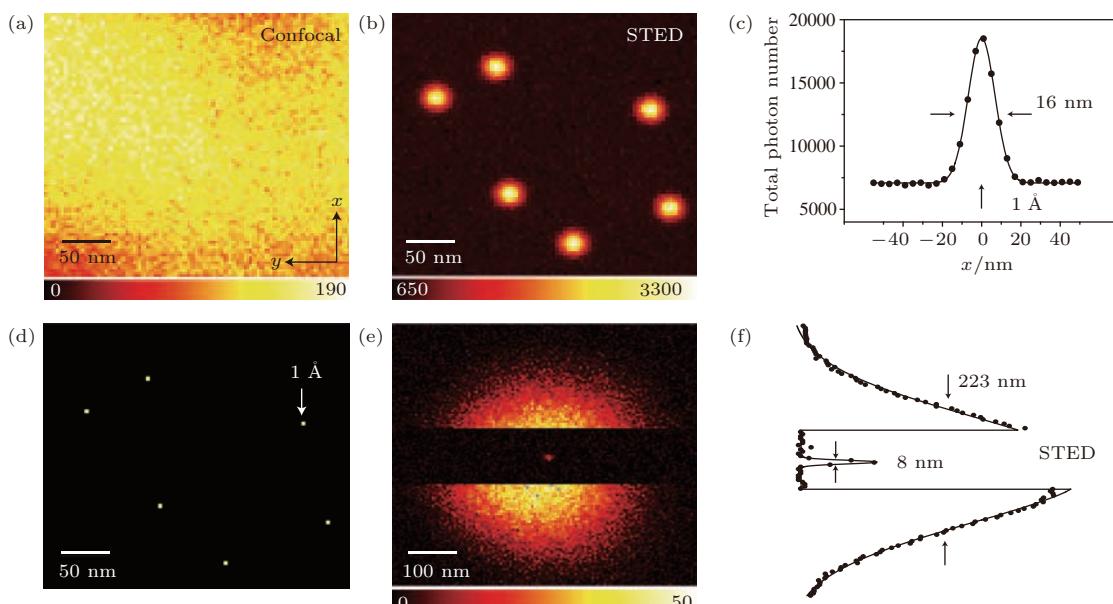


图13 STED超分辨成像NV色心<sup>[29]</sup> (a)共聚焦与(b)STED成像NV色心; (c)单个NV色心的点扩散函数;

(d)单个色心可实现0.14 nm的定位精度; (e), (f)使用3.7 GW/cm<sup>2</sup>的STED光强可以将单个NV色心半高全宽减小至8 nm

Fig. 13. Stimulated emission depletion microscopy reveals nitrogen-vacancy centres in diamond<sup>[29]</sup>. Confocal

除了在二维平面内进行STED成像,在STED光路中添加一个特殊的相位板调制即可实现对光轴方向分辨率的有效提升从而实现3D-STED技术<sup>[32]</sup>。席鹏课题组<sup>[33]</sup>还通过在样品背面添加反射镜的镜面增强轴向超分辨成像(MEANS)技术成功的实现三维超分辨成像。

基态耗尽(GSD)成像同样是使用空心光束将荧光团中心点外围的荧光关闭,利用NV长寿命的暗态来实现开关。这项技术使用的激光光强只需STED显微镜的千分之一便可达到10 nm以下的分辨率<sup>[34,35]</sup>,有效地缓解了光漂白与光损伤。缺点是亚稳态的引入增加了记录所需时间,降低了成像

速度.

除了上述两种, 电荷态耗尽(CSD)显微成像在对NV色心成像中也取得了系列成果. 由于NV色心存在两种电荷态: 电中性的NV<sup>0</sup>态和电负性的NV<sup>-</sup>态, 可由光学读取区分这两种电荷态并且操控其电荷态转换. 如图14所示, 通过电荷态转换的操控可以实现4.1 nm的成像分辨率[36]. 使用系综NV色心做探针, 用CSD纳米显微镜探测可以实现突破衍射极限的光场探测[37]. 此外, 通过近红外光的辅助, 还能进一步降低使用激光的功率, 更有利

于在生物样品中的应用[38].

还有一类便是基于点扩散函数的随机成像技术. NV色心的电荷态在一定波长的激光激发下可相互转换, 这种随机的荧光转换便可用于随机光学重构成像[39]. 通过对点扩散函数的拟合分析可实现高精度的荧光定位与成像. 随机光学重构成像不需要大功率激光, 且有较好的成像分辨率, 广泛适用于生物成像中. 缺点是其成像需较多帧数, 限制了成像的实时性.

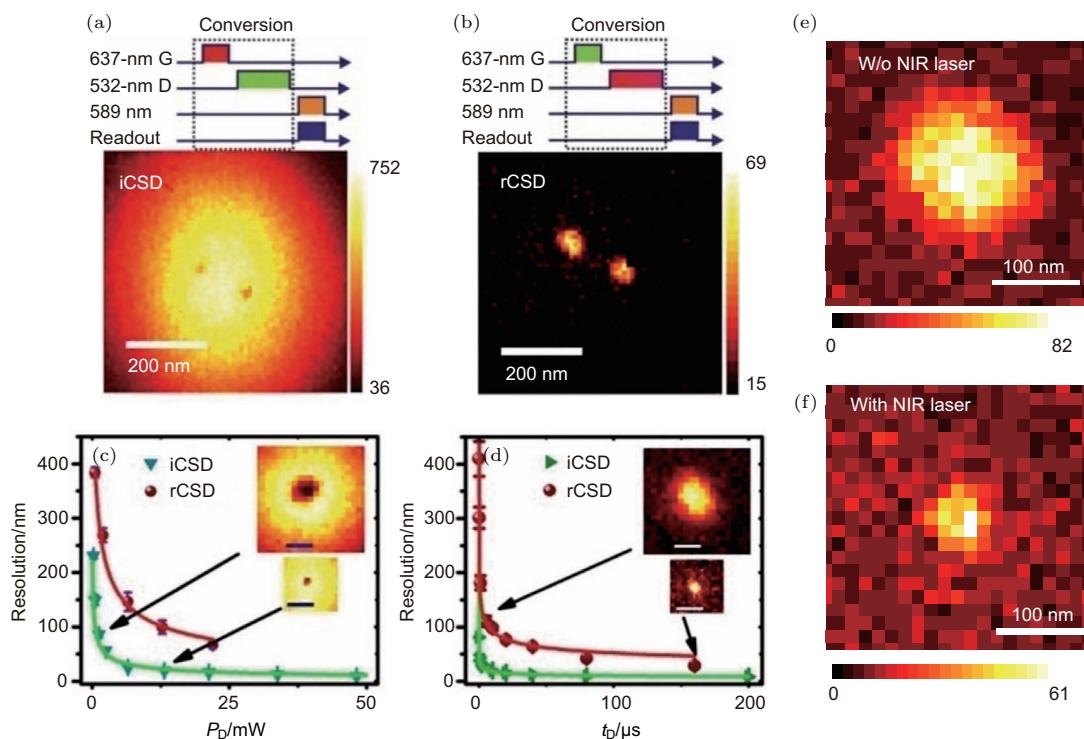


图14 CSD显微成像技术示意图 (a)与(b)分别是iCSD与rCSD的激光序列及成像示意图; (c)与(d)分别是CSD成像分辨率随激光功率及时间的变化; (e)与(f)CSD在没有近红外光和有近红外光辅助的成像结果[36,38]

Fig. 14. (a) and (b) Laser sequences and example images for the high-resolution charge-state ionization and recharging manipulation; (c) and (d) the resolution (presented by FWHM) improved by increasing the doughnut laser power or duration; (e) and (f) the images of CSD nanoscopy pumped by the 637-nm doughnut-shaped laser beam without and with the 780-nm Gaussian-shaped laser beam [36,38].

表2 基于NV色心的各类超分辨成像技术的相关属性

Table 2. Properties of super-resolution imaging techniques based on NV color center.

成像方法	分辨率 / nm	激光	备注
饱和GSD[35]	7.6	532 nm (105 mW/cm <sup>2</sup> )	
STED (SIL)[30]	2.4	775 nm (脉冲光 8 MHz, 3 ns, 5 W)	
基于暗态的GSD[34]	12	638/647 nm (约 16 mW)	
Spin-RESOLFT[40]	38	532 nm (2 mW)	需要微波
STORM[39]	27	594 nm (极弱)	
DESM[41]	12		需要微波, 无法分辨同轴向NV
rCSD	28	637 nm (22 mW)	
iCSD[36]	4.1	532 nm (48 mW)	

另一方面基于单光子源的反聚束效应,一种根据量子统计特性进行成像的方法也得到发展。NV色心具有良好的单光子辐射特性,通过探测其单光子计数与符合计数,达到小于10 nm的分辨率<sup>[4]</sup>,如图15所示。还可以利用高阶自相关函数 $g^{(k)}$ 实现多个NV的高空间分辨率的荧光成像。随着函数阶数 $k$ 的提高,分辨率将获得 $1/\sqrt{k}$ 的提升。量子统计成像的优点在于其不需要复杂的光路与控制系统即可突破衍射极限,但光子的收集效率限制了它的应用。

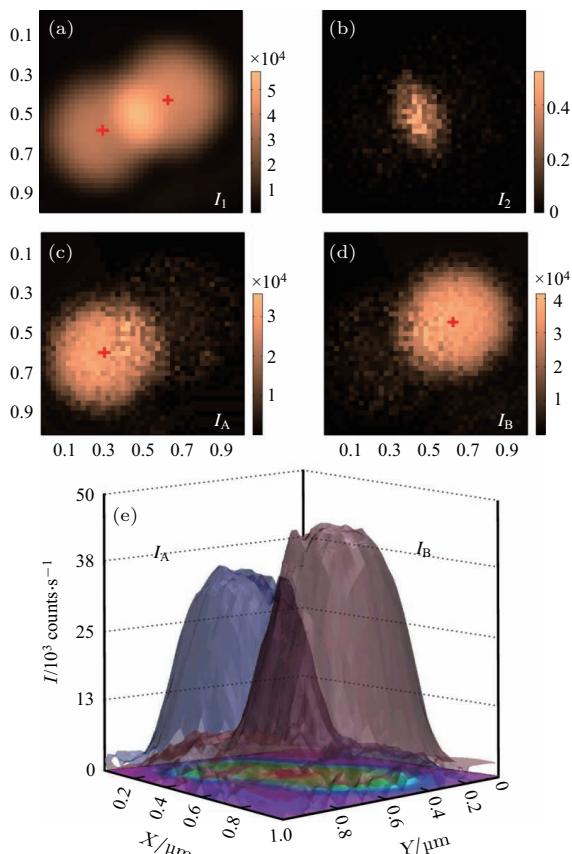


图15 光学成像单个NV色心 (a), (b)  $I_1$  和  $I_2$  分别是单光子和双光子计数; (c), (d) 每个NV色心 ( $I_A$ ,  $I_B$ ) 的图像, 红色十字标记NV色心的位置, 由  $I_A$  和  $I_B$  的2D高斯拟合获得; (e) 两个NV色心的3D图像<sup>[4]</sup>

Fig. 15. Optical images of two single NV centers: (a), (b)  $I_1$  and  $I_2$  for the single-photon and two-photon counts; (c), (d) images of each NV center ( $I_A$ ,  $I_B$ ), respectively; the red crosses mark the positions of the NV centers, the positions were obtained using a 2D Gaussian fitting of  $I_A$  or  $I_B$ ; (e) 3D image of the two NV centers<sup>[4]</sup>.

未来, 基于NV色心的超分辨成像技术一方面需要深入研究NV色心的特性, 提出更为实用便利的成像技术; 另一方面, 将基于NV色心的超分辨成像技术用于生物、材料等学科的研究中, 实现其

功能的多学科应用。

## 4.2 NV色心高空间分辨率量子成像在纳米材料测量中的应用

NV色心量子传感的高空间分辨率在对纳米材料的研究中具有很大的优势。其中NV色心对纳米磁场测量最为成熟。在磁场成像方面, 可以进行磁场强度高线测量, 从而加速成像过程。实验中使用固定频率的微波抽运NV色心自旋翻转, 测量NV色心的荧光强度, 并扫描NV色心与待测样品之间的相对位置。因此, 最后得到的NV色心荧光分布图可表征特定磁场大小的等高线。改变施加的微波频率, 最终得到不同磁场大小的等高线。在实际操作中, 为了避免样品本身的光学性质对NV色心荧光强度的影响, 可以用没有微波抽运或另一个不同频率的微波抽运得到的荧光信号作为参考信号, 共振频率得到的微波信号与参考信号之间的差表征磁场的分布情况。

为了对NV色心纳米尺度磁场成像进行验证, 研究人员对硬盘的微纳磁场进行了成像。在室温下, Rondin等使用针尖黏取纳米金刚石的方法对硬盘磁场进行了测量, 而Maletinsky等使用全金刚石探针对硬盘的磁场比特进行了成像, 如图16。在6 K的低温下, 研究人员也利用扫描探针成像方法对磁性材料的涡旋磁场进行了研究。另外基于光学远场成像系统, 也实现了对硬盘这类微纳磁场的光学宽场测量<sup>[42]</sup>。但由于没有使用光学超分辨成像技术对NV进行探测和操控, 通过光学远场成像得到的磁场测量空间分辨率受到衍射极限的限制。

基于NV色心高空间分辨率磁场测量, Tetienne等<sup>[43,44]</sup>使用扫描探针成像技术研究了纳米级厚度的铁磁性材料畴壁, 观察到了不同材料的不同类型的畴壁结构。在近期的实验中, 研究人员使用NV色心的扫描探针传感技术对磁性斯格明子进行了表征<sup>[45]</sup>, 为高密度磁信息存储的研究提供了一种工具。

通过对电流产生局域磁场的测量, NV色心量子传感也被用于纳米尺度电流分布成像。Tetienne等<sup>[46]</sup>和Chang等<sup>[47]</sup>分别采用了单个NV色心的扫描探针成像方法与系综NV色心的光学远场成像方法对纳米线和石墨烯电流进行了测量。其中利用扫描探针成像的方法在22 nm的分辨率下成功地测量到了3  $\mu\text{A}$ 的电流。

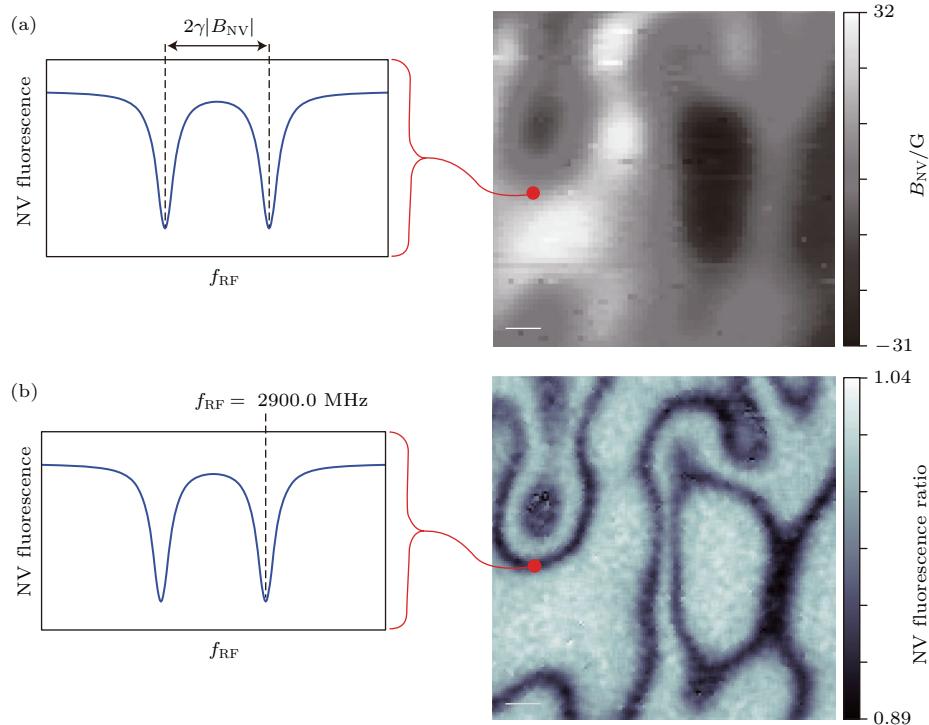


图 16 (a) 扫描微波频率对磁场绝对强度成像; (b) 固定微波频率对磁场等高线成像 [42]

Fig. 16. (a) A full ESR curve is acquired at each position in the scan by measuring the NV fluorescence as a function of RF excitation frequency, the ESR spectrum at the position of the red dot is shown on the left; (b) the image obtained when the field is on resonance with a fixed RF excitation frequency, the relative change in NV fluorescence as a result of the RF drive is plotted [42].

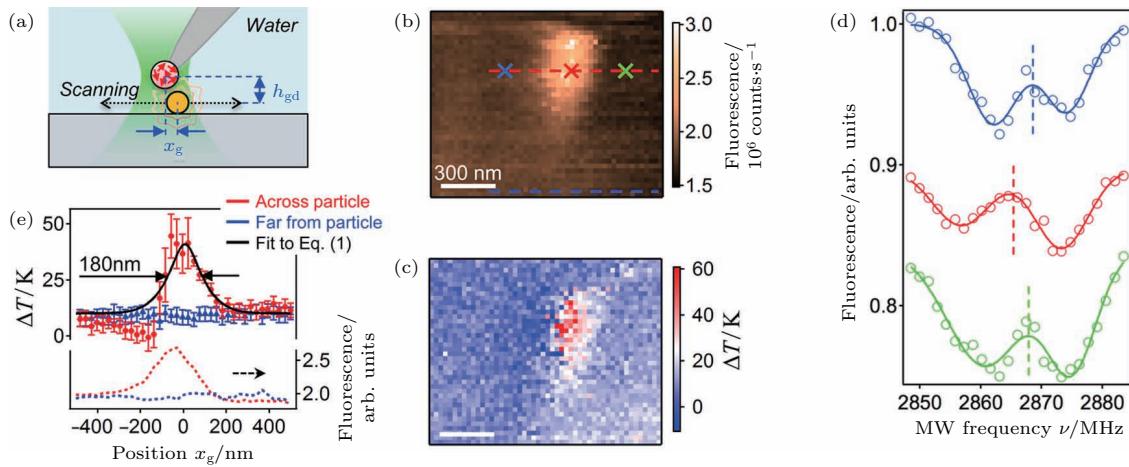


图 17 NV 色心纳米探针对温度的高空间分辨率成像 [49] (a) 实验示意图; (b), (c) 分别是扫描金颗粒得到的荧光成像与温度成像图; (d) 光学探测自旋共振对应 (b) 中三个不同位置

Fig. 17. Thermal imaging of a photoheated gold nanoparticle [49]: (a) Schematic of the experiment; (b), (c) fluorescence image (b) and temperature map (c) obtained simultaneously by scanning a 40 nm gold particle relative to the nanodiamond probe and its excitation laser; (d) optically detected spin resonance spectra corresponding to three different pixels of the scan, located as indicated by the crosses in (b) with matching colors.

利用 NV 色心的自旋能级的零场劈裂随温度漂移, 可以实现对温度的测量. 如图 17 所示, 将金刚石纳米颗粒黏附到一个热传导探针上, 构成了一个纳米尺度的温度传感器. 使用扫描探针方法, 研究人员对材料的纳米尺度热传导、光热效应等进行

了高分辨率成像 [48].

另外, 使用 NV 色心扫描探针技术, 研究人员还对微纳结构的光学性质进行了高空间分辨率表征, 对金属纳米天线的光场态密度进行了百纳米以下分辨率的成像 [50]; 研发了基于 NV 色心的近场光

学扫描显微镜<sup>[51]</sup>. 可以看到在对纳米材料进行高分辨率的量子传感研究中, 扫描探针成像的方法具有分辨率高的优点, 被广泛地用于磁场、温度、光场等成像. 而基于远场成像的NV色心传感仍受到衍射极限的限制, 这在未来是一个需要解决的问题.

### 4.3 NV色心高空间分辨率传感与成像在生命科学中的应用

远场超分辨成像一直是生命科学研究的重要手段, 在生物细胞的传感与成像中, 扫描探针方法因其侵入性等缺点无法适用. 而远场光学成像可以实现非侵入式的成像与测量同时具有很好的空间分辨率, 使其成为细胞学研究的重要手段.

常用于细胞追踪的有机染料与荧光蛋白易漂白与闪烁, 限制了对细胞的长期追踪. 荧光纳米金刚石(FND)与生物细胞组织等具有良好的相容性且无毒, 可以对FND表面官能化处理以适应不同的生物标记需求. NV的荧光与细胞自发荧光光谱相区分, 且荧光明亮, 可穿透一定厚度的细胞、组织. 综合上述良好的性质, FND是用于细胞追踪与成像的良好媒介<sup>[52,53]</sup>.

研究人员将FND导入线虫体内进行研究, 发现纳米金刚石对细胞增殖分化、胚胎发育没有任何影响, 具有良好的生物相容性, 同时不会使生物机体产生应激反应<sup>[54]</sup>. 除此之外FND还可用于肿瘤细胞定位标记或者药物基因等载体, 其表面官能化可用于不同药物运输与释放, 可探测的荧光便于监控其运输路径, 实现对药品运输能力以及对药品释放的控制力<sup>[55]</sup>. 我国台湾的Chang研究组<sup>[56]</sup>将纳米金刚石导入HeLa细胞内部, 并由STED显微镜成像, 达到了约40 nm的横向分辨率.

除此之外, 通过FND-Au复合多功能粒子用于光学成像与电镜成像. Au粒子表面的等离激元共振可增强NV色心荧光从而降低激发光功率, 减小对细胞的损害; 其次, 这种复合粒子还可以使TEM成像FND的对比度增强<sup>[57]</sup>.

除了作为细胞活动的标记, NV色心还可用于对生物磁场的探测, 如: 离子通道探测、神经网络成像以及检测胚胎发育等. 如图18所示, 使用块状金刚石对神经元磁场进行成像, 将神经元培养在金刚石基片上, 由于神经活动产生跨膜电位, 进而产生

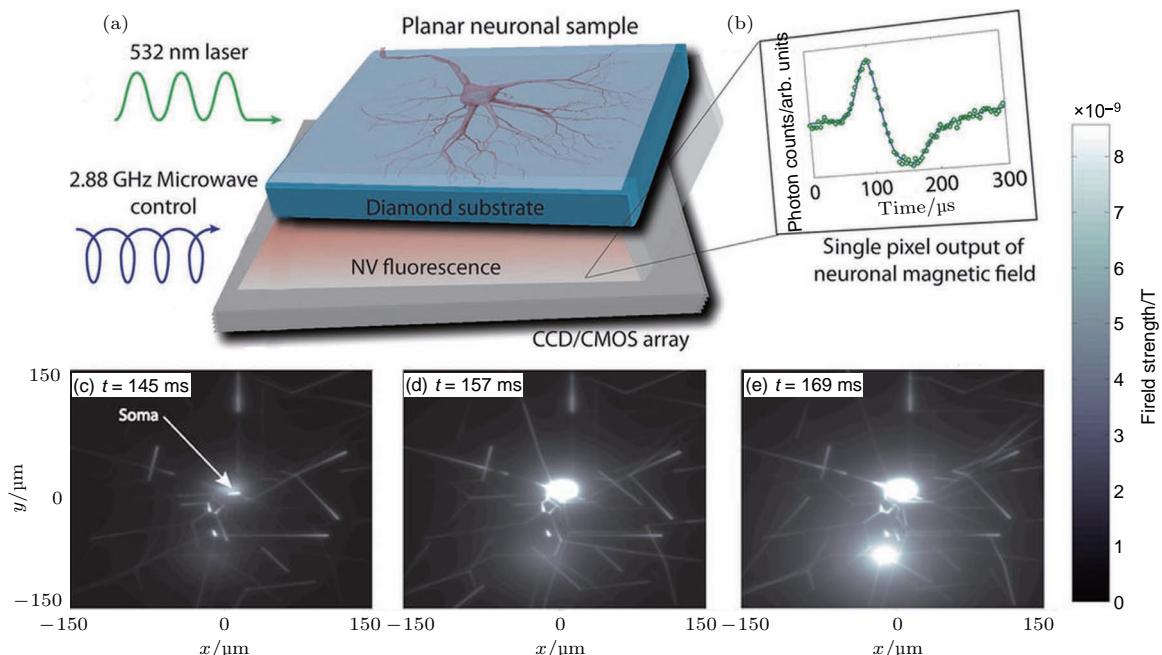


图18 NV色心成像神经网络<sup>[60]</sup> (a) 实验示意图, NV色心由532 nm激光激发, 量子态可以通过2.88 GHz的微波辐射来控制; (b) 来自单个CMOS像素的模拟动态输出; (c)–(e) 磁场强度在100 nm间隔的放大图, 显示了中心体和下面树突区的反应动力学的积分和点火效应

Fig. 18. Schematic of the NV center in diamond neuron detection system<sup>[60]</sup>: (a) The NV centers are excited by green laser and been controlled via 2.88 GHz microwave radiation; (b) simulated dynamic output from a single CMOS pixel; (c)–(e) zoomed plots of magnetic field strength at 100 nm standoff showing the integrate and fire effect of the central soma and the reactionary dynamics in the dendritic region below<sup>[60]</sup>.

磁场, 使用NV作纳米尺度的测磁仪监控神经元平面上的磁场活动即可近乎实时地模拟出神经元轴突与树突之间的神经活动<sup>[58]</sup>. 离子信道控制着各类离子跨膜运输的行为, 当信道有离子通过时便会在信道产生电位梯度. 纳米金刚石颗粒可以作为AFM的探针用于无创式的离子信道监控<sup>[59]</sup>.

由于温度的感应和控制对生物研究中的基因表达、肿瘤的新陈代谢、细胞选择治疗疾病等都有重要意义, NV色心在微观尺度温度测量中发挥了巨大优势, Lukin研究组<sup>[58]</sup>将纳米金刚石颗粒人体胚胎成纤维细胞中对细胞内局域温度场进行测量, 同时在细胞中导入纳米金颗粒激发进行局部热调控, 进一步地扩展了NV色心的生物学应用.

## 5 室温NV色心纳米传感器性能的提升

### 5.1 室温单个NV色心纳米传感器性能的提升

从探测DC或者AC物理场(磁场)的结果可以看出: 光子探测计数率、相干时间、对比度是制约单个NV色心传感性能核心因素. 因此, 可以围绕着这些因素做出相应的提高, 进而实现其传感性能的提升.

提高光子探测计数率有两种途径: 第一, 实验常用于单个NV色心的控制与应用的光路是共聚焦光路, 但是金刚石材料具有2.4的大折射率, 光子经过金刚石表面会发生全发射, 最终只有少部分光子从金刚石中发射出来并经过自由空间传播被探测器探测到<sup>[61]</sup>. 因此, 实验可以做出一些微纳光学结构比如牛眼结构、固态浸入透镜、纳米金刚石立柱<sup>[62]</sup>等有效解决这一问题. 如图19所示, 立柱结构能有效地提高单个NV色心光子探测计数率, 而不显著改变单个NV色心自旋性质. 第二种方法是减小NV色心的激发态寿命, 实验中行之有效的方法就是制备一些光学微环谐振腔、光子晶体腔、银纳米线, 光纤谐振腔. 但是由于加工难度比较大, 取得的效果没有第一种好, 仍有很大的提升余地.

当然, 也可以从提高室温NV色心的相干时间入手. NV色心电子自旋的退相干行主要与金刚石晶格中的<sup>13</sup>C和注入产生NV色心所需的<sup>14</sup>N有关. 相同距离下, 由于电子与核自旋之间的相互作用强度是核自旋之间相互作用的1000倍, 因此电

子与核自旋相互作用时, 可以认为核自旋在电子自旋处产生等效噪声磁场是准静态或者是缓变的. 因此利用自旋回波技术可以抵消这种静态噪声, 进而提高电子自旋的相干时间. 具体实验中基于这个原理逐步发展出了一套成熟的理论与实验操作手段——动力学解耦<sup>[63–66]</sup>, 如图20所示.

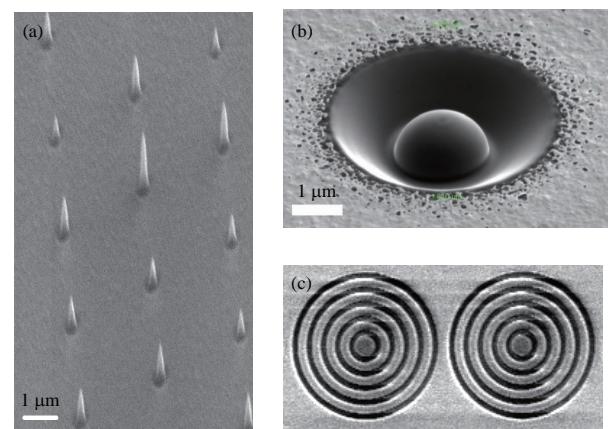


图19 常用提升光子计数的微纳结构<sup>[62]</sup>: 立柱、固态浸入透镜、牛眼

Fig. 19. The micro-nano structure using to increase the detection efficiency in the confocal experiment<sup>[62]</sup>: Nanopillars, solid immersion lens, bull's eye structure.

在实验上可直接减小与NV色心电子自旋相互作用的核自旋数量, 来提高电子自旋的相干时间. 在实验上可通过提高N离子注入生成NV色心的效率,<sup>12</sup>C纯化微波等离子辅助CVD生长金刚石, 结果见表3. 这两种方法提升电子自旋相干时间最终将受制于纵向电子弛豫时间 $T_1 \sim 10$  ms. 而 $T_1$ 过程是声子相互作用决定的, 与温度密切相关. 目前实验表明在温度为50 mK时 $T_1$ 可以延长到8 h, 因此低温下NV色心的传感性能将会得到极大提升, 但是也限制了其适用范围.

表3 不同类型的金刚石中相干时间和磁场探测灵敏度的比较

Table 3. Coherence times of single NV defect electron spins hosted in different types of diamond crystals at room temperature with the corresponding magnetic field sensitivities.

样品制备类型	<sup>13</sup> C浓度/%	$T_2^*/\mu\text{s}$	灵敏度 $\eta/\text{nT}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$	
			直流	交流
HPHT <sup>[67]</sup>	1.1	0.1	1500	500
CVD <sup>[68]</sup>	1.1	3	300	30
<sup>12</sup> C纯化制备 <sup>[8]</sup>	<0.01	100	50	10

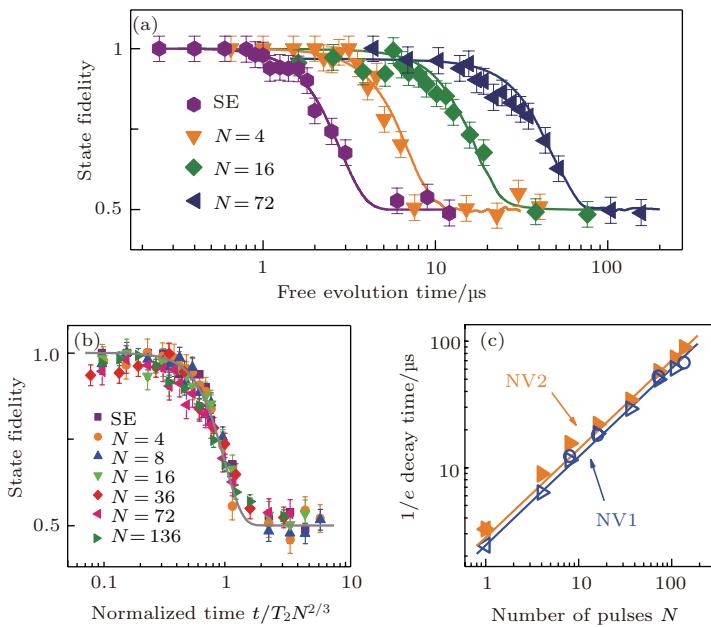


图 20 (a)–(c) 动力学去耦的结果与施加不同数量的控制脉冲的关系

Fig. 20. (a)–(c) Scaling of the coherence enhancement with number of control pulses<sup>[65]</sup>.

## 5.2 利用量子纠缠提升多个NV色心纳米传感器性能

如果在实验上扩展到多个NV色心，就可以利用量子关联资源提升NV传感灵敏度。实验上利用量子关联资源，原则上可以到海森伯量子探测极限，即测量精度反比于粒子数( $N$ )；而不利用量子关联资源只能到达经典量子极限，即测量精度反比于粒子数的平方根( $N^{1/2}$ )。可以看出参与的粒子数越多，量子关联资源的优越性越能体现出来<sup>[69]</sup>。

但是实际利用量子关联资源过程往往也伴随噪声，使其不能达到量子海森伯探测极限。研究表明，如果环境是马尔可夫类型的或者记忆时间十分短，那么利用多粒子量子关联态相对于经典独立多次重复实验，在测量结果精度方面不会有质的提升。但是对于NV色心而言，环境噪声主要来源于组成金刚石晶格<sup>13</sup>C。对于实验上常用的自然丰度的金刚石，<sup>13</sup>C的浓度为1.1%。由于NV色心的零场劈裂比较大，在久期近似下，NV色心的电子自旋与核自旋相互作用形式可简化为

$$H_{\text{int}} = A_{||} S_z I_z. \quad (24)$$

因此，当NV色心处于测量物理场的过程中，这种相互作用只引起相位消相干。但是由于<sup>13</sup>C数

量有限，它们之间的相互作用较弱，故NV色心的电子自旋相干信息回流到<sup>13</sup>C原子内，但是不会传播出去。由于相互作用的形式(24)式具有关于时间反演对称性，如果调整电子自旋演化方向，电子自旋的相干信息就会回流回来。这种准静态的噪声在频域上分布决定了信息回流强度，结合现有的动力学去耦手段可以使其性能得到很好的抑制，进而提高传感器性能。理论研究发现<sup>[69]</sup>：如果噪声的频谱是Gauss线型，两阶动力学去耦序列就可以使量子传感海森伯测量极限恢复至反比于粒子数的 $N^{11/12}$ ；如果噪声的频谱是洛伦兹线型，一阶动力学去耦就可以使量子关联态的测量精度恢复至反比粒子数的 $N^{5/6}$ 。总之，抑制非马尔可夫的环境噪声后，就可以极大提高NV色心测量物理场的灵敏度，如图21，并且这种提高灵敏度的方法可以通过超导量子和NV色心组成的混合量子器件进行展示<sup>[69]</sup>。

除了利用上述方法外，随着量子容错操作技术的到来，还可以利用量子纠错技术提高测量物理场的灵敏度<sup>[70]</sup>。因为量子退相干原则上可以按照退相干通道分解，一旦量子纠错技术实施，上述各种退相干通道都可以有效地被抑制，从根本上解决量子噪声问题，提高NV色心在量子传感测量中的灵敏度与分辨率。

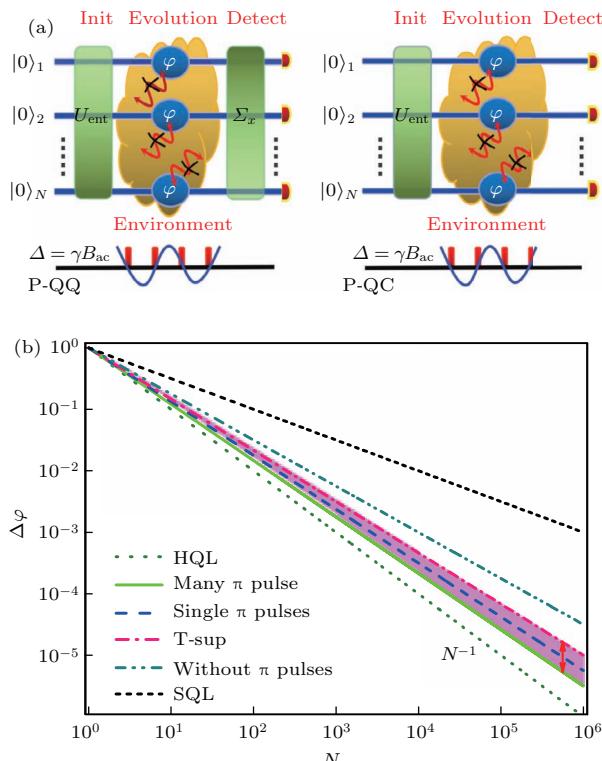


图 21 (a), (b) 结合动态去耦技术利用环境的非马尔可夫特性, 提高多比特量子关联态测量磁场精度<sup>[69]</sup>

Fig. 21. (a), (b) Enhance the precision of entangle magnetic field probe in non-Markovian environment by DD method<sup>[69]</sup>.

## 6 结 论

目前, 在室温下具有激光高效极化、长消相干时间、高保真度操作与光学读出特性的NV色心已经在微纳尺度量子传感方面取得了重大、突出的进展。利用ODMR、Ramsey条纹、量子自旋锁相技术使NV色心可以探测直流与时变的交流磁场(0—10 GHz)。结合样品自旋浴池纯化技术与浅层NV色心注入技术, NV色心可探测的信号强度由系综核自旋信号减少到单个, 由金刚石体内信号延伸外部核子信号; 再结合已有的纳米机械移动技术, 逐步走向实用化、商用化、通用化道路。但是当前实验需要的积分时间过长, 这对于以后的推广应用极其不利。通过增加NV探针的数量, 利用量子关联是解决这一问题的有效方法。因此, 在不久的将来, 随着量子关联资源的应用, 多NV探针在微纳尺度的量子计量会进入一个崭新的时代。

## 参考文献

- [1] Wrachtrup J, von Borczyskowski C, Bernard J, Orrit M, Brown R 1993 *Nature* **363** 244
- [2] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Lukin M D 2008 *Nat. Phys.* **4** 810
- [3] Zhou J W, Wang P F, Shi F Z, Huang P, Kong X, Xu X K, Du J F 2014 *Fron. Phys.* **9** 587
- [4] Cui J M, Sun F W, Chen X D, Gong Z J, Guo G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 153901
- [5] Doherty M W, Manson N B, Delaney P, Jelezko F, Wrachtrup J, Hollenberg L C 2013 *Phys. Rep.* **528** 1
- [6] Chen X D, Dong C H, Sun F W, Zou C L, Cui J M, Han Z F, Guo G C 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 161903
- [7] Schirhagl R, Chang K, Loretz M, Degen C L 2014 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **65** 83
- [8] Ishikawa T, Fu K M C, Santori C, Acosta V M, Beausoleil R G, Watanabe H, Itoh K M 2012 *Nano Lett.* **12** 2083
- [9] Rondin L, Tetienne J P, Hingant T, Roch J F, Maletinsky P, Jacques V 2014 *Rep. Prog. Phys.* **77** 056503
- [10] Chen X D 2014 *Study of the Photochromism of Nitrogen Vacancy Center in Diamond* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [陈向东 2014 金刚石中NV色心光致变色的研究 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [11] Dréau A, Lesik M, Rondin L, Spinicelli P, Arcizet O, Roch J F, Jacques V 2011 *Phys. Rev. B* **84** 195204
- [12] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002
- [13] Chen X D, Sun F W, Zou C L, Cui J M, Zhou L M, Guo G C 2013 *EPL* **101** 67003
- [14] Maertz B J, Wijnheijmer A P, Fuchs G D, Nowakowski M E, Awschalom D D 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 092504
- [15] Balasubramanian G, Neumann P, Twitchen D, Markham M, Kolesov R, Mizuuchi N, Jacques V 2009 *Nat. Mater.* **8** 383
- [16] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Lukin M D 2008 *Nat. Phys.* **4** 810
- [17] Staudacher T, Shi F, Pezzagna S, Meijer J, Du J, Meriles C A, Wrachtrup J 2013 *Science* **339** 561
- [18] Matthew Naides [https://levlab.stanford.edu/sites/default/files/NaidesThesisFinal\\_augmented.pdf](https://levlab.stanford.edu/sites/default/files/NaidesThesisFinal_augmented.pdf) [2018-3-26]
- [19] Wang J, Feng F, Zhang J, Chen J, Zheng Z, Guo L, Zou C 2015 *Phys. Rev. B* **91** 155404
- [20] Lee D, Lee K W, Cady J V, Ovartchaiyapong P, Jayich A C B 2017 *J. Opt.* **19** 033001
- [21] Maletinsky P, Hong S, Grinolds M S, Hausmann B, Lukin M D, Walsworth R L, Loncar M, Yacoby A 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 320
- [22] Rondin L, Tetienne J P, Spinicelli P, Dal Savio C, Karrai K, Dantelle G, Thiaville A, Rohart S, Roch J F, Jacques V 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 153118
- [23] Balasubramanian G, Chan I Y, Kolesov R, Al-Hmoud M, Tisler J, Shin C, Kim C, Wojcik A, Hemmer P R, Krueger A, Hanke T, Leitenstorfer A, Bratschitsch R, Jelezko F, Wrachtrup J 2008 *Nature* **455** 648
- [24] Grinolds M S, Hong S, Maletinsky P, Luan L, Lukin M D, Walsworth R L, Yacoby A 2013 *Nat. Phys.* **9** 215

- [25] Babinec T M, Hausmann B J M, Khan M, Zhang Y, Maze J R, Hemmer P R, Loncar M 2010 *Nat. Nanotech.* **5** 195
- [26] Leung B O, Chou K C 2011 *Appl. Spectros.* **65** 967
- [27] Heilemann M 2010 *J. Biotechnol.* **149** 243
- [28] Schermelleh L, Carlton P M, Haase S, Shao L, Winoto L, Kner P, Leonhardt H 2008 *Science* **320** 1332
- [29] Rittweger E, Han K Y, Irvine S E, Eggeling C, Hell S W 2009 *Nat. Photon.* **3** 144
- [30] Wildanger D, Patton B R, Schill H, Marseglia L, Haddden J P, Knauer S, Schönle A, Rarity J G, O'Brien J L, Hell S W, Smith J M 2012 *Adv. Mater.* **24** 309
- [31] Arroyo-Camejo S, Adam M P, Besbes M, Hugonin J P, Jacques V, Greffet J J, Treussart F 2013 *ACS Nano.* **7** 10912
- [32] Osseforth C, Moffitt J R, Schermelleh L, Michaelis J 2014 *Opt. Express* **22** 7028
- [33] Yang X, Xie H, Alonas E, Liu Y J, Chen X Z, Santangelo P J, Ren Q S, Xi P, Jin D Y 2016 *Light-Sci. Appl.* **5** e16134
- [34] Han K Y, Kim S K, Eggeling C, Hell S W 2010 *Nano Lett.* **10** 3199
- [35] Rittweger E, Wildanger D, Hell S W 2009 *EPL* **86** 14001
- [36] Chen X D, Zou C L, Gong Z J, Dong C H, Guo G C, Sun F W 2015 *Light-Sci. Appl.* **4** e230
- [37] Li S, Chen X D, Zhao B W, Dong Y, Zou C W, Guo G C, Sun F W 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 111107
- [38] Chen X D, Li S, Shen A, Dong Y, Dong C H, Guo G C, Sun F W 2017 *Phy. Rev. Appl.* **7** 014008
- [39] Maurer P C, Maze J R, Stanwix P L, Jiang L, Gorshkov A V, Zibrov A A, Harke B, Hodges J S, Zibrov A S, Yacoby A, Twitchen D, Hell S W, Walsworth R L, Lukin M D 2010 *Nat. Phys.* **6** 912
- [40] Pfender M, Aslam N, Waldherr G, Neumann P, Wrachtrup J 2014 *PNAS* **111** 14669
- [41] Chen E H, Gaathon O, Trusheim M E, Englund D 2013 *Nano Lett.* **13** 2073
- [42] Simpson D A, Tetienne J P, McCooey J M, Ganesan K, Hall1 L T, Petrou S, Scholten R E, Hollenberg L C L 2016 *Sci. Rep.* **6** 22797
- [43] Tetienne J P, Hingant T, Kim J V, Diez L H, Adam J P, Garcia K, Roch J F, Rohart S, Thiaville A, Ravelosona D, Jacques V 2014 *Science* **344** 1366
- [44] Tetienne J P, Hingant T, Martinez L J, Rohart S, Thiaville A, Diez L H, Garcia K, Adam J P, Kim J V, Roch J F, Miron I M, Gaudin G, Vila L, Ocker B, Ravelosona D, Jacques V 2015 *Nat. Commun.* **6** 6733
- [45] Dovzhenko Y, Casola F, Schlottter S, Zhou T X, Büttner F, Walsworth R L, Beach G S D, Yacoby A 2018 *Nat. Commun.* **9** 2712
- [46] Tetienne J P, Dontschuk N, Broadway D A, Stacey A, Simpson D A, Hollenberg L C L 2017 *Sci. Adv.* **3** e1602429
- [47] Chang K, Eichler A, Rhensius J, Lorenzelli L, Degen C L 2017 *Nano Lett.* **17** 2367
- [48] Laraoui A, Aycock-Rizzo H, Gao Y, Lu X, Riedo E, Meriles C A 2015 *Nat. Commun.* **6** 8954
- [49] Tetienne J P, Lombard A, Simpson D A, Ritchie C, Lu J N, Mulvaney P, Hollenberg L C L 2016 *Nano Lett.* **16** 326
- [50] Beams R, Smith D, Johnson T W, Oh S H, Novotny L, Vamivakas A N 2013 *Nano Lett.* **13** 3807
- [51] Cuche A, Drezet A, Sonnefraud Y, Faklaris O, Treussart F, Roch J F, Huant S 2009 *Opt. Express* **17** 19969
- [52] Merchant K, Sarkar S K 2016 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **22** 235
- [53] Hsiao W W, Hui Y Y, Tsai P C, Chang H C 2016 *Acc. Chem. Res.* **49** 400
- [54] Mohan N, Chen C S, Hsieh H H, Wu Y C, Chang H C 2010 *Nano Lett.* **10** 3692
- [55] Wu Y Z, Jelezko F, Plenio M B, Weil T 2016 *Angew. Chem. Int. Ed.* **55** 6586
- [56] Tzeng Y K, Faklaris O, Chang B M, Kuo Y, Hsu J H, Chang H C 2011 *Angew. Chem. Int. Ed.* **50** 2262
- [57] Liu W, Naydenov B, Chakrabortty S, Wuensch B, Huner K, Ritz S, Leiter R 2016 *Nano Lett.* **16** 6236
- [58] Kucsko G, Maurer P C, Yao N Y, Kubo M, Noh H J, Lo P K, Park H, Lukin M D 2013 *Nature* **500** 54
- [59] Hall L T, Simpson D A, Hollenberg L C L 2013 *MRS Bull.* **38**
- [60] Hall L T, Beart G C G, Thomas E A, Simpson D A, McGuinness L P, Cole J H, Manton H, Scholten R E, Jelezko F, Wrachtrup J, Petrou S, Hollenberg L C L 2012 *Sci. Rep.* **2** 401
- [61] Le Sage D, Pham L M, Bar-Gill N, Belthangady C, Lukin M D, Yacoby A, Walsworth R L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 121202
- [62] Li S, Li C H, Zhao B W, Dong Y, Li C C, Chen X D, Sun F W 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 096101
- [63] Du J, Rong X, Zhao N, Wang Y, Yang J, Liu R B 2009 *Nature* **461** 126
- [64] Ryan C A, Hodges J S, Cory D G 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 200402
- [65] de Lange G, Wang Z H, Riste D, Dobrovitski V V, Hanson R 2010 *Science* **330** 60
- [66] Zhao N, Ho S W, Liu R B 2012 *Phys. Rev. B* **85** 115303
- [67] Bundy F P, Hall H T, Strong H M, Jun R W 1955 *Nature* **176** 51
- [68] Markham M L, Dodson J M, Scarsbrook G A, Twitchen D J, Balasubramanian G, Jelezko F, Wrachtrup J 2011 *Diam. Relat. Mater.* **20** 134
- [69] Dong Y, Chen X D, Guo G C, Sun F W 2016 *Phys. Rev. A* **94** 05232
- [70] Degen C L 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 243111

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

# Solid quantum sensor based on nitrogen-vacancy center in diamond\*

Dong Yang Du Bo Zhang Shao-Chun Chen Xiang-Dong Sun Fang-Wen<sup>†</sup>

(Chinese Academy of Sciences Key Laboratory of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 24 April 2018; revised manuscript received 21 May 2018)

## Abstract

Solid-state electronic spin system of the nitrogen-vacancy (NV) center in diamond is attractive as a nanoscale quantum sensor under room-temperature due to its unique characteristics such as stable fluorescence, long coherent time, and near-atomic size under ambient conditions. Nowadays, the NV center plays a significant role in super-resolution microscopies. Different super-resolution microscopies have been used on NV center to achieve nanoscale spatial resolution. Moreover, the spin state in NV center can be regarded as a solid-state qubit, which can be optically polarized and read out. The spin state can couple with electromagnetic fields and strain, which enables the NV center to be an excellent quantum sensor with high spatial resolution and high sensitivity. Such an NV-center based quantum sensing technique is being developed for applications in new materials, single protein nuclear spin dynamic field, life science, etc. This review will introduce the basic principle of such a nanoscale quantum sensor, the experimental realization, methods of enhancing the sensitivity, and some applications in high-spatial-resolution and high-sensitivity sensing.

**Keywords:** nitrogen-vacancy center, nanoscale, quantum sensor at room temperature, quantum enhancement

**PACS:** 03.67.-a, 42.50.Dv, 76.30.Mi, 32.80.Fb

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180788

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91536219, 61522508, 11504363) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0304504).

† Corresponding author. E-mail: [fwsun@ustc.edu.cn](mailto:fwsun@ustc.edu.cn)

能够突破标准量子极限的原子双数态的制备研究

郑盟锟 尤力

Generation of twin-Fock states for precision measurement beyond the standard quantum limit

Tey Meng-Khoon You Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 160303 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181029

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181029>

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

### 逾渗分立时间量子行走的传输及纠缠特性

Properties of distribution and entanglement in discrete-time quantum walk with percolation

物理学报.2017, 66(13): 130303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.130303>

### 在有限温度下运用弱测量保护量子纠缠

Protecting quantum entanglement at finite temperature by the weak measurements

物理学报.2015, 64(24): 240303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.240303>

### Bose-Hubbard 模型中系统初态对量子关联的影响

Effects of initial states on the quantum correlation in Bose-Hubbard model

物理学报.2015, 64(22): 220301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.220301>

### 平面自旋压缩态的产生与原子干涉的机理

Planar quantum squeezing and atom interferometry

物理学报.2015, 64(16): 160304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.160304>

### 六光子超纠缠态制备方案

Generation of six-photon hyperentangled states

物理学报.2015, 64(16): 160301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.160301>

## 专题: 精密测量物理

## 能够突破标准量子极限的原子双数态的制备研究\*

郑盟锟<sup>1)2)†</sup> 尤力<sup>1)2)‡</sup>

1)(清华大学物理系, 低维量子物理国家重点实验室, 北京 100084)

2)(量子物质科学协同创新中心, 北京 100084)

(2018年5月28日收到; 2018年7月11日收到修改稿)

所有经典的双模(两路径)干涉仪的相位测量精度都受限于  $1/\sqrt{N}$  (其中  $N$  为参与干涉测量的总粒子数), 这一极限被称为经典极限或标准量子极限. 量子计量学最重要的目标之一是探索如何通过量子纠缠实现超越经典极限的测量精度. 双数态是一种能突破经典极限的纠缠态, 它由数目相等、不可区分的自旋朝上和朝下(双模)玻色粒子组成. 通过光学自发参量下转换或囚禁离子内态的操控手段已实现了不到十个光子或离子的双数态. 利用玻色-爱因斯坦凝聚体中原子的自旋混合过程, 近年来也能产生多达几千个原子的双数态. 但是这样制备的双数态的总粒子数的随机涨落过大, 限制了它们的实际应用潜力. 最近, 我们通过调控原子凝聚体中的量子相变, 实现了超过一万个原子的双数态的确定性制备. 本文简要综述这一研究进展.

**关键词:** 量子计量, 标准量子极限, 双数态, Dicke 态

**PACS:** 03.75.Gg, 03.67.Bg, 03.75.Dg, 03.75.Mn

**DOI:** 10.7498/aps.67.20181029

## 1 引言

目前世界上最精密的物理量测量(包括时频标准和引力波的探测)大多是通过干涉实验完成的. 例如激光干涉引力波天文台(LIGO)就是一个臂长 4 km 的光学腔增强 Michelson 光学干涉仪<sup>[1]</sup>. 而所谓的原子钟则是利用原子内态干涉测量其量子波函数的时间相位来修正电磁波(时钟)频率的一种科学装置. 一个双模干涉仪的基本工作原理如下: 用于探测某物理量的信息载体粒子相干地处于两条路径或内态的叠加态, 两条路径的相对光程变化或者内态的相对时间相位受到待测物理量的影响而改变, 这个相位差  $\theta$  可以通过将两条路径(内态)合束干涉而测定. 干涉实验的一个重要考量是在有限的测量资源(例如时间和总粒子数)下实现

尽可能小的相位测量不确定度  $\Delta\theta$ . 后者由技术(经典的)和基础(量子的)噪声决定. 在一个理想的、不存在技术噪声的双路径干涉仪中, 如果参与干涉测量的  $N$  个粒子之间没有关联或者只具备经典的关联, 那么相位测量的不确定度最终将受限于所谓的经典极限,  $\Delta\theta_{SQL} = 1/\sqrt{N}$ , 也叫作标准量子极限 (standard quantum limit, SQL). LIGO 和世界上最先进的原子钟的测量不确定度目前已经逼近这一极限. 那么, 为什么不通过简单增加参与干涉实验的粒子数来提高测量精度呢? 一般而言, 所有实验资源都是有限的, 总会存在某种技术原因限制了参与干涉的粒子数. 例如, 在 LIGO 的实验中, 参与干涉的光子数目主要受限于光学腔的反射镜镀膜的光强承受能力. 而在原子钟实验中, 由于原子间的碰撞会改变能级的跃迁频率, 原子过多带来的碰撞效应反而会降低原子钟的准确度.

\* 国家自然科学基金(批准号: 91636213, 91421305, 91736311, 11574177) 和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2014CB921403, 2018YFA0306504) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mengkhoon\_tey@tsinghua.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lyou@tsinghua.edu.cn

幸运的是, 标准量子极限并不是量子物理允许的终极极限。量子计量研究的一个重要方向就是探索如何利用量子资源, 例如量子纠缠或量子噪声压缩等, 来实现超越经典极限的测量精度。反过来, 基于量子关联的量子计量研究又能加深我们对多粒子量子纠缠态基本性质的理解。特别是对超越标准量子极限研究有价值的量子态一般由几千个甚至上百万个粒子组成, 想要对每个粒子的量子态进行独立的操控和探测, 并由此获得包含所有粒子信息的完整量子波函数的想法是不现实的。在量子计量实验中, 人们往往只关注对所有粒子等同的集体调控和测量。在这种情况下, 如何利用有限的集体测量结果表征一个多人系统的纠缠性质变成了一个很重要的问题, 这也是量子计量领域的重要研究内容。

可实现超越经典极限测量精度的量子纠缠态包括自旋压缩态<sup>[2–10]</sup>, NOON态<sup>[11–13]</sup>, Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ)态和Dicke态<sup>[14–19]</sup>等。可实现上述纠缠态的粒子包括了利用自发参量下转换生成的纠缠光子、基于离子阱调控探测技术的离子、基于光学腔量子非破坏测量的原子和基于带自旋分量的玻色-爱因斯坦凝聚体(BEC)的超冷原子等。所涉及的领域和内容十分广泛, 对此有兴趣的读者可以参考文献<sup>[20–22]</sup>。本文针对清华大学团队最近通过调控量子相变的确定性制备双数态(自旋1/2的平衡Dicke态)的工作背景和研究内容进行讨论。

## 2 双数态的性质及其在精密测量中的应用

### 2.1 集体角动量算符以及利用广义Bloch球的量子态表征

一个二能级原子的波函数可以表示为 $|\theta, \phi\rangle \equiv \cos(\theta/2)|0\rangle + \exp(i\phi)\sin(\theta/2)|1\rangle$ , 其中 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 代表两个正交的能量本征态。在原子干涉仪的测量实验中, 人们通过观测待测物理量对原子内态波函数的影响来判断该物理量的偏移。实际上, 在待测物理量没有偏离设定的标准值时, 一般把完成干涉的原子量子态调设为 $|\theta_0 = \pi/2, \phi_0 = 0\rangle$ , 因为此时测量 $\theta$ 变化的灵敏度最高。在Bloch球上, 该量子态对应方位角为赤道上的一个点, 如图1(a)。当待

测物理量及其相对应的相位 $\theta$ 发生变化时, 描述干涉仪的末态波函数变为 $|\theta_0 + \theta, \phi_0\rangle$ , 表征量子态的点会偏离Bloch球的赤道。因此, 对该物理量的测量精度取决于实验探测手段能够多么准确地判断该点在Bloch球上的纬度 $\theta$ 。

对很小的相位偏移(即 $\theta \approx 0$ ), 由于测量会使得量子态以各接近一半的概率塌缩到 $|0\rangle$ 或 $|1\rangle$ 态, 通过单次测量是无法判断 $\theta$ 的。也就是说, 虽然测量之前的量子态是确定的, 探测引发的波函数坍缩引入了测量不确定性, 也就是所谓的量子投影噪声。这里涉及到量子态估计的最根本结论, 单次测量无法甄别未知的量子态, 只有多次测量的统计结果才能描述该量子态。因此, 从量子计量的角度而言, 在Bloch球上展示指向某个方向的一个态投影到其他方向的量子态 $|\theta', \phi'\rangle$ 的概率, 即 $|\langle\theta, \phi|\theta', \phi'\rangle|^2$ , 就显得更有价值(图1(b)), 因为它直接反映了该量子态的测量不确定度。

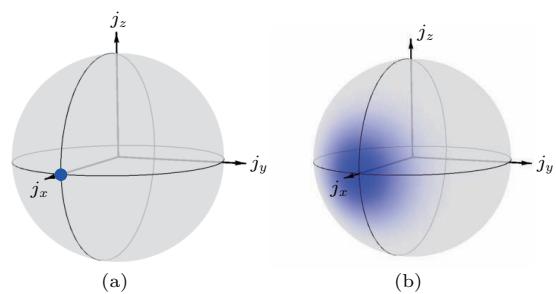


图1 二能级量子态 $|\theta = \pi/2, \phi = 0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ 在Bloch球上的表示 (a) 平均自旋的指向; (b) 考虑投影噪声, Husimi  $Q$ -表示

Fig. 1. The Bloch sphere representations of the two-level quantum state  $|\theta = \pi/2, \phi = 0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ : (a) Representation for the average spin; (b) representation for the uncertainty in the spin direction, or the Husimi- $Q$  representation.

通过对同样条件下制备的单个粒子重复 $N$ 次实验, 或者一次性对 $N$ 个无关联但是拥有相同量子态的原子系综进行测量, 可以提高测量精度。这种所有原子的自旋都指向同一方向的多粒子态被称为自旋相干态, 它的波函数可简单标记为 $|\theta, \phi\rangle^{\otimes N}$ 。由于对这样的原子系综的操控和测量一般都是集体进行的, 不区分单个粒子, 这样的多粒子态可以很好地通过定义集体自旋算符

$$J_i = \sum_{k=1}^N j_i^{(k)}, \quad (i = x, y, z) \quad (1)$$

来描述。在这里,  $j_i^{(k)} \equiv \frac{1}{2}\sigma_i^{(k)}$ , 而  $\sigma_i^{(k)}$  代表粒子  $k$  的 Pauli 矩阵算符。 $J_i$  满足角动量算符的对易关系,  $[J_i, J_j] = i\varepsilon_{ijk}J_k$ 。利用(1)式的定义, 可以证明自旋相干态的平均集体自旋  $\langle \mathbf{J} \rangle = (\langle J_x \rangle, \langle J_y \rangle, \langle J_z \rangle)$  为单个粒子平均自旋  $\langle \mathbf{j} \rangle = (\langle j_x \rangle, \langle j_y \rangle, \langle j_z \rangle)$  的  $N$  倍。而它在垂直于平均自旋方向的投影  $J_{\perp}$  为

$$(\Delta J_{\perp})^2 = \sum_k [\Delta j_{\perp}^{(k)}]^2 + \sum_{k \neq l} [\langle j_{\perp}^{(k)} j_{\perp}^{(l)} \rangle - \langle j_{\perp}^{(k)} \rangle \langle j_{\perp}^{(l)} \rangle]. \quad (2)$$

由于自旋相干态的粒子间没有关联, 因此(2)式的第二项为零,  $\Delta J_{\perp} = \sqrt{N}\Delta j_{\perp}$ , 即自旋相干态的横向量子投影噪声涨落为单个粒子的  $\sqrt{N}$  倍。基于上述结果, 由  $N$  个二能级粒子组成的自旋相干态的最高相位探测灵敏度为  $\Delta\theta = \Delta J_{\perp}/|\langle \mathbf{J} \rangle| = 1/\sqrt{N}$  (即所谓的标准量子极限)。与单粒子态在自旋  $1/2$  的 Bloch 球上的表示一样, 自旋相干态的投影噪声  $\Delta J_{\perp}$  同样可以在广义 Bloch 球 (半径为  $N/2$ ) 上表示 (图 2(a)), 其量子投影噪声是各向同性的。

如果我们能够在参与干涉的粒子间引入某种量子关联或纠缠, 使得(2)式的第二项为负值, 造成  $\Delta J_{\perp} < \sqrt{N}\Delta j_{\perp}$ , 那么就能实现超越标准量子极限精度的测量。其中一种拥有这种关联性质的量子态就是备受关注的自旋压缩态 [3,22]。顾名思义, 该量子态在待测方向上的集体自旋的量子投影噪声较粒子数相同的自旋相干态小, 但它在正交于测量方向的量子投影噪声反而更大 (图 2(b))。因为海森伯不确定性原理, 这两者的乘积不变。在过去的十几年中, 自旋压缩态已在不同的物理体系中得以实现, 利用该量子态实现突破标准量子极限的测量研究也取得了长足的进步。

我们最近的研究则关注了一种被称为双数态 (twin-Fock state, TFS) 的多体纠缠态。双数态也称为 balanced spin-1/2 Dicke 态, 是由不可区分的双模玻色子组成, 拥有相等自旋朝上和朝下粒子数的量子态。由于每个粒子不可区分, 每个原子的内态都是全同相干的, 我们不能分辨哪个粒子的自旋是朝上或朝下。数学上, 双数态可以表示为一种在 Bloch 球赤道上各个方向的自旋相干态的等权重叠加 [23]:

$$|\text{TFS}\rangle_N = \frac{2^{N/2}}{\sqrt{N!}} (N/2)! \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\phi}{2\pi} e^{-iN\phi/2} |\theta = \pi/2, \phi\rangle^{\otimes N}, \quad (3)$$

因此它也可以利用半径为  $N/2$  的广义 Bloch 球来表征。虽然每一个在 Bloch 球赤道上的自旋相干态在  $J_z$  方向上有投影噪声, 但是在双数态这种特殊的叠加条件下, 各个自旋相干态在  $J_z$  上的量子投影噪声相互抵消, 使得  $\Delta J_z = 0$ , 即沿  $J_z$  方向的测量噪声为零。因此双数态在广义 Bloch 球上表征为一个在赤道上的圆环 (图 2(c)), 像一个过度压缩的自旋压缩态。双数态能实现超越标准量子极限, 在理想的探测条件下, 达到接近海森伯极限  $1/N$  的相位测量精度 [24]。双数态的特殊性质使得它与自旋压缩态在参数估计的测量方法上有所不同,

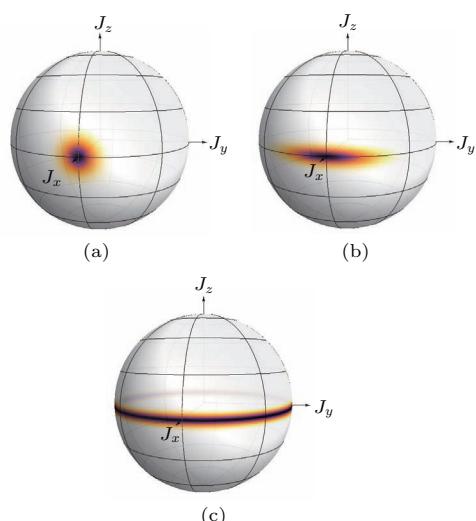


图 2 几种不同的集体自旋量子态及其在广义 Bloch 球上的表示 (a) 自旋相干态, 所有粒子的自旋都指向同一个方向, 该量子态的投影噪声是各向同性的; (b) 自旋压缩态, 某个方向的量子投影噪声小于同样原子数的自旋相干态的量子噪声, 另一个方向的量子投影噪声反而更大 (海森伯不确定性原则); (c) 双数态, 也是自旋  $1/2$  的平衡 Dicke 态, 由不可区分的玻色粒子组成, 自旋朝上和朝下的原子数目相等, 在广义 Bloch 球表示中, 它在纬度方向上的投影没有不确定度 (量子投影噪声为零), 但是沿经度方向上的分布则完全不确定

Fig. 2. Representation of a few collective spin states on the generalized Bloch sphere: (a) Coherent spin state, the average spin of every particle points at the same direction, the quantum projection noise is isotropic; (b) squeezed spin state, quantum projection noise along one direction is smaller than that of the coherent spin state with the same atom number, at the expense of enhanced quantum noise along the orthogonal (conjugate) direction; (c) twin-Fock state or spin-1/2 balanced Dicke state, made up of indistinguishable bosons equally distributed in two orthogonal modes (exactly half ( $N/2$ ) in each mode), its spin direction lies in the equatorial plane, but is completely indeterminate along the azimuthal direction.

自旋压缩态可以直接通过测量  $J_z$  (即利用  $J_z$  的平均值  $\langle J_z \rangle$ ) 来得到  $\theta$ , 双数态在任何  $\theta$  下的  $\langle J_z \rangle$  都为零, 它需要通过多次测量  $J_z$  来获得  $J_z$  的不确定度  $\Delta J_z = \sqrt{\langle J_z^2 \rangle}$  才能表征  $\theta$ .

另外, 在单粒子直积态的表示下, 双数态可以表达为

$$\begin{aligned} |\text{TFS}\rangle_N &= |D_N^{(N/2)}\rangle \\ &= \binom{N}{N/2}^{-1/2} \sum_i \mathcal{P}_i (|\uparrow^{\otimes N/2} \downarrow^{\otimes N/2}\rangle), \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\sum_i \mathcal{P}_i$  代表对所有对称的排列组合的求和. 最小的双数态是  $|D_2^{(1)}\rangle = (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)/\sqrt{2}$ , 它是 Bell 态之一. 在这种单粒子的表象下, 双数态中粒子间的关联就变得非常明显了.

### 3 双数态的制备

#### 3.1 利用自发参量下转换制备的光子双数态

最早实现的双数态是由两个光子组成的 Bell 态  $|D_2^{(1)}\rangle$ . 1993 年, Kiess 等 [25] 利用氩气激光泵浦第二类的 BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>(BBO) 晶体, 使得单个母光子发生自发参量下转换裂变为两个纠缠的子光子双数态. 之后, 在利用脉冲激光增强泵浦激光光强和实现更高的下转换效率的基础上, 科学家们在 2007 年实现了四光子双数态  $|D_4^{(2)}\rangle$  [26], 并在 2009 年实现了六个光子双数态  $|D_6^{(3)}\rangle$  [14,15]. 在文献 [14] 中, 实验利用了重复频率为 81 MHz、平均功率约 5.3 W 的紫外光泵浦 BBO 晶体, 最终平均每分钟探测到 3.7 个 6 光子双数态.

如果产生一对自发参量下转换光子的概率为  $p$ , 那么产生  $N$  个光子的双数态的概率就大致正比于  $p^{N/2}$ . 由于  $p \ll 1$ , 每增加一对光子的双数态的发生概率就会下降好几个数量级, 所以想利用自发参量下转换实现多粒子双数态是非常困难的. 另外, 由于下转换的光场中充斥着大量的双光子和四光子纠缠态, 利用这种方法获得的 6 光子双数态其实是建立在 6 个单光子探测器同时触发的条件下的后选择结果. 在探测器触发的同时, 双数态也被破坏掉了. 因此, 这样的方法产生的量子纠缠态虽然对基础量子物理研究很有价值, 但是却没有实际的量子计量价值.

#### 3.2 利用离子阱量子调控制备的 Bell 态

离子阱装置可以很好地进行量子计算和量子模拟的实验研究, 它实现了目前世界上准确度最高的单量子比特操控和双量子比特逻辑门操作, 而且能实现很长的量子退相干时间. 因此它也是少有的几个能确定性制备多粒子纠缠态的物理系统之一. 但是, 通过“由下而上”的量子调控方法制备深度纠缠的多粒子态是极其复杂和困难的. 据我们所知, 目前利用离子阱制备的“类双数态”依然只停留在两个粒子的 Bell 态 [27,28]. 2005 年, 因斯布鲁克的 Blatt 研究小组 [16] 实现了 8 粒子的 W 态, 一种只有一个自旋激发的 Dicke 态, 其表达形式为

$$\begin{aligned} |W\rangle_N &= |D_N^{(1)}\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i \mathcal{P}_i (|\uparrow^{\otimes 1} \downarrow^{\otimes N-1}\rangle). \end{aligned} \quad (5)$$

之后虽然有一些理论研究提出了利用离子阱制备双数态的操控方法, 但是目前还没有相关的实验报道.

由于“由下而上”的纠缠态制备方式过于复杂, 以目前的技术而言, 想要利用离子阱系统制备对突破标准量子极限测量有实际应用价值的多粒子纠缠态还是比较困难的. 目前, 离子阱实验最高能确定性制备 14 个粒子的 GHZ 态 [12]. 即使在假设完美无误差的情况下, 这个量子态能够实现海森伯极限 (Heisenberg limit, HL) 的测量精度, 即  $\Delta\theta_{\text{HL}} = 1/14$ , 该精度也只等同于约 200 个粒子的无关联相干态的测量精度. 这样粒子数目的相干态在中性原子实验中可以比较容易地实现.

#### 3.3 利用旋量玻色凝聚体中的自旋交换动力学制备双数态

当玻色原子被冷却到极端低温状态时, 几乎所有的原子都会凝聚到同一内态上, 进入一种被称为玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 的超流状态. 如果该 BEC 被囚禁于一个磁阱中, 凝聚体中的原子自旋内态会沿着局域磁场的方向进动, 原子的自旋自由度因此被冻结, 描述该 BEC 的序参量是一个标量. 反之, 如果该 BEC 被囚禁于一个光阱中, 原子的自旋内态可以发生演化. 此时, 描述一个由  $F$  自旋原子组成的 BEC 的序参量有  $2F+1$  个分量. 这种量子气体被称为旋量玻色-爱因斯坦凝聚体 (spinor BEC) [29].

通过旋量 BEC 中原子的自旋交换碰撞可以实现大粒子数的双数态。在该碰撞过程中，两个在  $m_F = 0$  磁子能级上的原子发生自旋交换后产生一对  $m_F = \pm 1$  的原子(图 3(a))。由于无法确定自旋交换后某个原子的自旋朝向，碰撞后的粒子对处于两粒子双数态。如果实验中使用了不相干的热原子，又假设碰撞共产生了  $N$  个在  $m_F = \pm 1$  的粒子，那么自旋交换碰撞实际产生了  $N/2$  个两粒子双数态。反之，如果自旋交换碰撞发生在 BEC 中，由于处于 BEC 状态下的原子无法区分，原则上无法判断是哪两个粒子参与了自旋交换碰撞，而应该说所有的粒子都相干地参与了自旋交换，此时所产生的量子态是一个真正的  $N$  粒子双数态。形象上来说，热原子碰撞产生的量子态可以利用  $N/2$  个半径为 1 的 Bloch 球上的赤道环(图 2(c))表示，而在 BEC 中产生的双数态可以用一个半径为  $N/2$  的 Bloch 球上的大赤道环表示。这两者对量子计量而言有本质上的区别，前者提供的测量精度与标准量子极限相同，而后者能提供超越标准量子极限  $\sqrt{N}/2$  倍的测量精度。

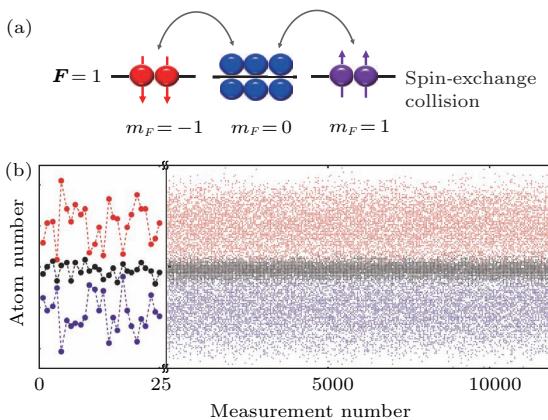


图 3 (a) 利用旋量 BEC 中的自旋交换过程制备双数态; (b) 利用自旋交换碰撞产生的  $\pm 1$  粒子对的关联证明 [30]; 测量到的  $m_F = +1$  的粒子数(红色)和  $m_F = -1$  的粒子数(蓝色, 取为负值)在不同次实验中展现了很大的涨落, 但在同次实验中这两个数之差(黑色)都几乎为零

Fig. 3. (a) Generation of twin-Fock states using spin-mixing dynamics in spinor BEC; (b) illustrating correlated populations in the  $\pm 1$  components generated by spin-exchange collisions. The measured particle numbers in  $m_F = +1$  (red) and  $m_F = -1$  (blue, taken as negative) show large fluctuations in different experiment runs, but their difference in any run is always near zero. Figure adapted from Ref. [30].

利用旋量 BEC 中的自旋交换动力学, 过去已经有报导能够实现多达几千个原子的双数

态 [18,30,31]。但是这些实验中产生的双数态的总粒子数存在很大的涨落(见图 3(b)), 因此以往在利用该双数态演示突破标准量子极限的测量时都需要对样本的总粒子数进行后选择, 甚至丢弃超过 90% 的数据, 这大大地降低了这类双数态的实用性。

#### 4 通过调控量子相变实现纠缠态的确定性制备

最近, 我们研究团队通过调控自旋 1 的铷-87 原子 BEC 的自旋混合过程, 使其连续发生两次量子相变, 确定性地制备了包含约 11000 个原子的双数态。

在我们的实验条件下 [19], 该旋量 BEC 的自旋动力学由下面的哈密顿量描述 [32]:

$$H = \frac{c_2}{2N_t} \left[ 2(\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_{-1}^\dagger \hat{a}_0 \hat{a}_0 + \text{h.c.}) + (2\hat{N}_0 - 1)(N_t - \hat{N}_0) \right] - q\hat{N}_0, \quad (6)$$

其中  $\hat{a}_{m_F}$  ( $\hat{a}_{m_F}^\dagger$ ) 与  $\hat{N}_{m_F}$  分别代表了  $m_F$  磁子能级原子的湮灭(产生)与粒子数算符, 而  $N_t = N_{+1} + N_0 + N_{-1}$  为总粒子数; 公式中第一项反映了与自旋相关的相互作用能, 包括自旋交换相互作用, 参数  $|c_2|$  代表了自旋交换发生的平均速率, 对  $F = 1$  的铷-87 BEC 而言这个参数一般为几个赫兹。公式中的第二项  $-qN_0$  代表了二阶塞曼效应对该系统的影响, 其中  $\varepsilon = (\epsilon_{+1} + \epsilon_{-1})/2 - \varepsilon_0$  ( $\varepsilon_{m_F}$  为  $m_F$  态的能量), 实验上可以通过磁场或者微波对  $q$  进行调控。

以上哈密顿量描述的旋量 BEC 在  $q = \pm 2|c_2|$  处有两个量子相变点。此两点将这个系统的相图分为三个区域: 分别为 polar (P), broken-axis symmetry (BA), 和 twin-Fock (TF) 双数态相(图 4(a))。简言之, 该旋量 BEC 的自旋动力学完全由  $q$  与  $|c_2|$  的比值所决定。当  $-2|c_2| < q < +2|c_2|$  时, BEC 中的原子可以很容易地发生自旋交换碰撞。在此区域外, 即  $|q| > 2|c_2|$  时, 由于自旋交换前后粒子的能量不匹配, 自旋交换碰撞被冻结。

在以往利用该系统制备双数态的实验中 [18,30,31], 即使采用了不同的手段和原子内态, 实验上总是突然地将  $q$  从  $|q| > 2|c_2|$  的状态改变到  $|q| < 2|c_2|$  的状态。如前面所述, 这种方法虽然也能

产生较大的双数态,但是所产生的双数态粒子数的涨落很大.

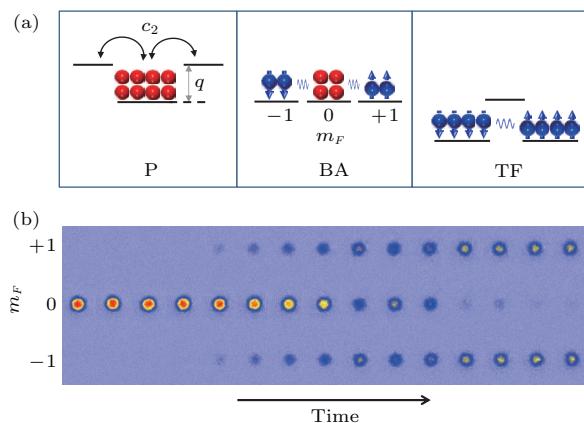


图4 (a) 自旋1的旋量 BEC 基态取决于单原子内态的二阶塞曼能移( $q$ )和BEC中自旋交换相互作用强度( $c_2$ )的相对大小,依次出现P, BA 和TF相; (b) 实验观察到的不同自旋分量的原子吸收成像图,给出了线性扫描 $q$ 时BEC在各个内态上的分布随时间的变化

Fig. 4. (a) The ground state of a spin-1 BEC is determined by the relative strength between the quadratic Zeeman shift ( $q$ ) of individual atoms and the spin-exchange interaction strength ( $c_2$ ) between them. It can exhibit P, BA and TF phases. (b) The spin-resolved absorption images of the atoms that show the evolution of the spin state populations when  $q$  is swept linearly over time across the phase transitions.

我们的实验则是精心地设计了 $q$ 的扫描曲线,让 $q$ 在有限时间内尽可能慢地穿越量子相变点,使得系统在穿越量子相变点时发生的激发大为减少. 其结果是该凝聚体在我们的调控下发生了两次低激发的量子相变,由polar相中的基态进入了双数态相中的低激发态,确定性地将 $96\% \pm 2\%$ 的 $m_F = 0$ 原子(共约11000个原子)转移到了 $m_F = \pm 1$ 态上(图4(b)). 为了更直观地展现本文量子相变方法的制备效率与以前动力学方法的区别,图5给出了类似图3(b)的相应实验数据. 在连续制备的420个双数态中,测量显示处在 $m_F = +1$ 和 $m_F = -1$ 态的粒子数分布为 $5409 \pm 200$ 和 $5427 \pm 202$ 个. 这两个态的平均粒子数的差别来自不同内态粒子的探测系统误差. 而粒子数的均方根涨落一部分来自于 $0-\pm 1$ 态的转换效率涨落,另一部分则来自BEC总粒子数的漂移和涨落. 与 $\pm 1$ 态的粒子数涨落相比,在 $+1$ 和 $-1$ 态的粒子数之差的涨落仅为30.4个,远小于11000

个粒子的散粒噪声. 而该剩余涨落主要来源于探测原子的成像光的散粒噪声,不是所制备的双数态的自身涨落.

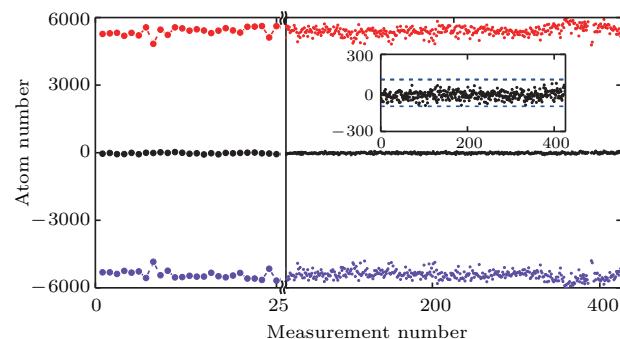


图5 利用调控量子相变所制备的双数态的 $m_F = +1$ 粒子数(红色)和 $m_F = -1$ 的粒子数(蓝色,取为负值)的涨落展示,以及 $\pm 1$ 粒子数之差(黑色)的涨落展示,插图为粒子数差的放大图

Fig. 5. Same as Fig. 3(b) but for twin-Fock states generated using our method. Inset is a blow-up of the difference in the  $\pm 1$  atom numbers.

由于用缓慢扫过相变点的方法制备的双数态的总粒子数涨落很小,可以在完全不做后选择的情况下测量该双数态的性质. 本文的实验表征该双数态的不同内态间原子数的差值的涨落低于经典极限( $10.7 \pm 0.6$ ) dB,其集体自旋的归一化长度为近似完美的 $0.99 \pm 0.01$ . 这两个指标反映该多体纠缠态可以提供超越标准量子极限约6 dB的相位测量灵敏度,以及至少910个纠缠原子数<sup>[19]</sup>.

## 5 结 论

利用量子相变确定性地制备多体纠缠态是一种崭新的尝试. 由于连续量子相变点处有限系统的能隙很小,系统穿过相变点时会产生较大的激发. 我们的研究显示即使这种激发会发生,量子相变点两边迥异的多体能级结构依然能够帮助制备出高品质的多粒子纠缠态. 这一全新的理解和纠缠态制备的方法为未来其他多粒子纠缠态的制备提供了一种思路. 另外,利用类似的量子相变操控方法,我们最近还成功制备出首个三模的balanced spin-1 Dicke态<sup>[33]</sup>,并利用该态实现了超越三模标准量子极限 $2.44^{+1.76}_{-1.29}$ 的干涉测量精度. 我们的研究为超越标准量子极限测量的量子计量研究指引了新方向.

## 参考文献

- [1] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102
- [2] Wineland D J, Bollinger J J, Itano W M, Moore F L, Heinzen D J 1992 *Phys. Rev. A* **46** 6797
- [3] Kitagawa M, Ueda M 1993 *Phys. Rev. A* **47** 5138
- [4] Hosten O, Engelsen N J, Krishnakumar R, Kasevich M A 2016 *Nature* **529** 7587
- [5] Cox K C, Greve G P, Weiner J M, Thompson J K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 093602
- [6] Berrada T, van Frank S, Bücker R, Schumm T, Schaff J F, Schmiedmayer J 2013 *Nature Commun.* **4** 2077
- [7] Gross C, Zibold T, Nicklas E, Esteve J, Oberthaler M K 2010 *Nature* **464** 1165
- [8] Riedel M F, Böhi P, Li Y, Hänsch T W, Sinatra A, Treutlein P 2010 *Nature* **464** 1170
- [9] Bohnet J G, Sawyer B C, Britton J W, Wall M L, Rey A M, Foss-Feig M, Bollinger J J 2016 *Science* **352** 1297
- [10] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [11] Lee H, Kok P, Dowling J P 2002 *J. Modern Opt.* **49** 2325
- [12] Monz T, Schindler P, Barreiro J T, Chwalla M, Nigg D, Coish W A, Harlander M, Hänsel W, Henrich M, Blatt R 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 130506
- [13] Wang X L, Chen L K, Li W, Huang H L, Liu C, Chen C, Luo Y H, Su Z E, Wu D, Li Z D, Lu H, Hu Y, Jiang X, Peng C Z, Li L, Liu N L, Chen Y A, Lu C Y, Pan J W 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 210502
- [14] Wieczorek W, Krischek R, Kiesel N, Michelberger P, Tóth G, Weinfurter H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 020504
- [15] Prevedel R, Cronenberg G, Tame M S, Paternostro M, Walther P, Kim M S, Zeilinger A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 020503
- [16] Häffner H, Hänsel W, Roos C, Benhelm J, Chwalla M, Körber T, Rapol U, Riebe M, Schmidt P, Becher C, Gühne O, Dür W, Blatt R 2005 *Nature* **438** 643
- [17] Haas F, Volz J, Gehr R, Reichel J, Estève J 2014 *Science* **344** 180
- [18] Lücke B, Scherer M, Kruse J, Pezzé L, Deuretzbacher F, Hyllus P, Peise J, Ertmer W, Arlt J, Santos L, Smerzi A, Klempert C 2011 *Science* **334** 773
- [19] Luo X Y, Zou Y Q, Wu L N, Liu Q, Han M F, Tey M K, You L 2017 *Science* **355** 620
- [20] Pezzè L, Smerzi A, Oberthaler M K, Schmied R, Treutlein P 2016 arXiv preprint arXiv:1609.01609
- [21] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 1330
- [22] Ma J, Wang X, Sun C, Nori F 2011 *Phys. Reports* **509** 89
- [23] Mueller E J, Ho T L, Ueda M, Baym G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033612
- [24] Holland M J, Burnett K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1355
- [25] Kiess T E, Shih Y H, Sergienko A V, Alley C O 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3893
- [26] Kiesel N, Schmid C, Tóth G, Solano E, Weinfurter H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 063604
- [27] Rowe M A, Kielpinski D, Meyer V, Sackett C A, Itano W M, Monroe C, Wineland D J 2001 *Nature* **409** 791
- [28] Roos C F, Lancaster G P T, Riebe M, Häffner H, Hänsel W, Gulde S, Becher C, Eschner J, Schmidt-Kaler F, Blatt R 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 220402
- [29] Stamper-Kurn D M, Ueda M 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1191
- [30] Gross C, Strobel H, Nicklas E, Zibold T, Bar-Gill N, Kurizki G, Oberthaler M K 2011 *Nature* **480** 219
- [31] Bookjans E M, Hamley C D, Chapman M S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 210406
- [32] Law C K, Pu H, Bigelow N P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5257
- [33] Zou Y Q, Wu L N, Liu Q, Luo X Y, Guo S F, Cao J H, Tey M K, You L 2018 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **115** 6381

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements**

# Generation of twin-Fock states for precision measurement beyond the standard quantum limit<sup>\*</sup>

Tey Meng-Khoon<sup>1)2)†</sup> You Li<sup>1)2)‡</sup>1) (*State Key Laboratory of Low Dimensional Quantum Physics, Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)2) (*Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100084, China*)

(Received 28 May 2018; revised manuscript received 11 July 2018)

**Abstract**

The highest precision achievable for a two-mode (two-path) classical interferometer is bounded by  $1/\sqrt{N}$  (with  $N$  being the number of particles participating in the measurement process). This bound is called the classical limit or the standard quantum limit. It is possible to beat this limit by introducing quantum entanglement among the particles such that quantum projection noise from different particles cancels out. Twin-Fock state is one type of such entangled states. It is made up of indistinguishable bosons equally distributed in two orthogonal modes (exactly half ( $N/2$ ) in each mode). In the past, either through optical spontaneous parametric-down-conversion or through quantum-gate operations on trapped ions, twin-Fock states consisting of no more than 10 photons or ions have been realized. In recent years, twin-Fock states made up of a few thousand atoms have been generated using spin-mixing dynamics in spinor Bose-Einstein condensates (BECs). However, these twin-Fock states exhibit huge fluctuation in particle numbers, thereby limiting their potential applications. We recently generated twin-Fock states of about 11000 atoms in a deterministic manner by driving a spin-1 BEC through quantum critical points (QCPs) slowly. Even though substantial excitations occur while crossing the QCP regions during the drive, this method is capable of generating highly entangled twin-Fock states because of the very different structures of the system's low-lying eigenstates across the QCPs. The samples we prepare feature a number squeezing of  $10.7 \pm 0.6$  decibels and a normalized collective spin length of  $0.99 \pm 0.01$ . Together, they infer a minimum entanglement cluster (or entanglement breadth) of 910 atoms. This article introduces the background and advancement of this research.

**Keywords:** quantum metrology, standard quantum limit, twin-Fock state, Dicke states**PACS:** 03.75.Gg, 03.67.Bg, 03.75.Dg, 03.75.Mn**DOI:** [10.7498/aps.67.20181029](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181029)


---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91636213, 91421305, 91736311, 11574177) and the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2014CB921403, 2018YFA0306504).

† Corresponding author. E-mail: [mengkhoon\\_tey@tsinghua.edu.cn](mailto:mengkhoon_tey@tsinghua.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [lyou@tsinghua.edu.cn](mailto:lyou@tsinghua.edu.cn)

## 万有引力常数 $G$ 精确测量实验进展

刘建平 邬俊飞 黎卿 薛超 毛德凯 杨山清 邵成刚 涂良成 胡忠坤 罗俊

Progress on the precision measurement of the Newtonian gravitational constant  $G$

Liu Jian-Ping Wu Jun-Fei Li Qing Xue Chao Mao De-Kai Yang Shan-Qing Shao Cheng-Gang Tu Liang-Cheng Hu Zhong-Kun Luo Jun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160603 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181381

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181381>

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

### 近距离牛顿反平方定律实验检验进展

Recent progress in testing Newtonian inverse square law at short range

物理学报.2018, 67(16): 160401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180636>

### 基于原子干涉仪的微观粒子弱等效原理检验

Test of weak equivalence principle of microscopic particles based on atom interferometers

物理学报.2018, 67(16): 160402 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180621>

### 利用激光冷却原子束测量氦原子精密光谱

Precision spectroscopy of helium using a laser-cooled atomic beam

物理学报.2012, 61(17): 170601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.170601>

## 专题: 精密测量物理

万有引力常数  $G$  精确测量实验进展\*

刘建平<sup>1)</sup> 邬俊飞<sup>1)</sup> 黎卿<sup>1)</sup> 薛超<sup>2)</sup> 毛德凯<sup>1)</sup> 杨山清<sup>1)</sup>† 邵成刚<sup>1)</sup>  
涂良成<sup>1)</sup>‡ 胡忠坤<sup>1)</sup> 罗俊<sup>1)</sup>‡

1)(华中科技大学物理学院, 基本物理量测量教育部重点实验室, 引力与量子物理湖北省重点实验室, 武汉 430074)

2)(中山大学天文引力物理研究中心, 珠海 519082)

(2018年8月1日收到; 2018年8月10日收到修改稿)

万有引力常数  $G$  是人类历史上引入的第一个基本物理学常数, 其在理论物理、天体物理和地球物理等许多领域中扮演着重要角色。两百多年来, 人们共测量出了 200 多个  $G$  值, 但  $G$  的测量精度仍然是所有物理学常数中最差的, 这一现象反映了测  $G$  工作本身的复杂性和困难性。本文简要概述了  $G$  值测量的意义和测  $G$  的历史, 并结合自 2010 年以来国际上新出现的三个高精度测  $G$  实验介绍这一领域的研究进展, 以及华中科技大学引力实验中心测  $G$  工作的最新动态。

**关键词:** 万有引力常数  $G$ , 精密测量, 扭秤周期法, 角加速度反馈法

**PACS:** 06.20.Jr, 04.80.Cc

**DOI:** 10.7498/aps.67.20181381

## 1 引言

万有引力定律的发现是 17 世纪自然科学最伟大的成果之一。它把地面上物体运动和天体运动的规律统一起来, 对物理学和天文学的发展奠定了坚实的基础。它第一次解释了自然界中四种基本相互作用之一的引力相互作用, 在人类认识自然的历史上树立了一座里程碑。

在万有引力定律中, 引力常数  $G$  是一个普适常数, 不受物体的大小、形状、组成成分等因素的影响<sup>[1]</sup>。由于引力的不可屏蔽性, 在大尺度的天体之间, 万有引力起支配作用。在与有心力问题相关的天体力学以及轨道动力学中均含有  $G$  或其他隐含的类似因子<sup>[2]</sup>, 譬如地球引力常数  $GM_{\oplus}$ , 其中  $M_{\oplus}$  为地球的质量。目前采用 LAGEOS 卫星激光测距<sup>[3]</sup> 得到的地球引力常数的不确定度仅为 0.002 ppm。如果引力常数  $G$  的测量精度能够提高, 则地球质量的测量精度可以提高到相应的量级。除

天体运动外, 天体的演化和结构模型亦与  $G$  有密切的联系<sup>[4]</sup>。

在宇宙学、引力物理、粒子物理与场论等现代理论研究中, 引力常数  $G$  起着举足轻重的作用。引力常数  $G$ 、Planck 常数  $\hbar$  以及光速  $c$  的不同组合给出了描述自然界基本常数体系的 Planck 长度、时间以及质量等物理量<sup>[5,6]</sup>, 如 Planck 质量可以定义为  $m_P = \sqrt{\hbar c/G}$ 。在地球物理学中,  $G$  值的精确测量也十分重要, 其测量精度限制了地球模型中使用的密度与弹性参数的精度<sup>[7]</sup>。自 Dirac 提出“大数假说”(Large Number Hypothesis) 后<sup>[8–11]</sup>, 人们日益关注有关引力和宇宙大尺度的结构等问题。标量-张量引力理论<sup>[12]</sup>认为引力常数由一个标量场的平均值的倒数所决定, 其中标量场与宇宙的质量密度有关。而在膨胀宇宙模型中, 引力常数随时间和作用距离的变化规律<sup>[13]</sup>。相关实验亦被用于验证  $G$  随时间和作用距离的变化规律<sup>[15]</sup>。对  $G$  值进行精确测量, 也将有助于对所谓的“第五种力”进行检验<sup>[16–18]</sup>。此

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号: 91536223) 和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB832801) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: [ysq2011@hust.edu.cn](mailto:ysq2011@hust.edu.cn)

‡ 通信作者。E-mail: [junluo@hust.edu.cn](mailto:junluo@hust.edu.cn)

外, 有学者提出  $G$  是否能被当作一个基本常数来对待<sup>[19]</sup>, 而这将要求极大地提高  $G$  值的测量精度.

一系列相关的科学问题围绕着引力相互作用的本质、 $G$  的精确值是多少、 $G$  是否随时间变化等展开. 对引力常数  $G$  进行精确的测量有助于对这些科学问题的深入研究和认知, 也因此促使着科学家们在此领域开展了长达两个多世纪的实验工作, 并取得了一系列卓有成效的结果. 本文从国际上测  $G$  的历史、2010 年以来新的测  $G$  结果以及本团队在测  $G$  方面的工作等依次进行介绍.

## 2 万有引力常数 $G$ 测量的历史

1798 年, 英国物理学家 Cavendish 利用 Michell 制作的扭秤 (torsion balance) 首次精确地测量出地球的密度<sup>[20]</sup>, 后人根据他的实验结果推导出第一个  $G$  值为  $G = (6.67 \pm 0.07) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对精度 1%. 二百多年过去了, 随着科学技术的发展与进步, 国际上先后出现了许多测  $G$  方法和相关实验, 并产生了 200 多个  $G$  值, 但  $G$  值的测量精度仅仅提高了不到三个数量级<sup>[21,22]</sup>, 几乎是每一个世纪测量精度提高一位数. 到目前为止,  $G$  值的测量精度仍然是所有基本物理学常数中最差的, 纵观古今, 没有哪个物理常数的测量具有如此大的难度.

为了促进全球各个研究领域对提高科技数据的有用性和有效性进行合作, 国际科学联合会 (International Council for Science, ICSU) 于 1969 年成立了国际科技数据委员会 (Committee on Data for Science and Technology, CODATA), 并一直致力于基本物理学常数的评估工作. CODATA 于 1973 年根据 Heyl 等的测量结果给出了第一个万有引力常数  $G$  值的推荐值<sup>[23]</sup>, 并分别于之后的 1986 年, 1998 年, 2002 年, 2006 年, 2010 年和 2014 年汇总世界上各个实验组的  $G$  值测量结果并给出推荐值, 历届 CODATA 推荐的  $G$  值列于表 1.

由于多数研究组给出的测量结果在误差范围内并不符合, 偏差远大于其各自宣称的精度, 因此历届 CODATA 推荐的  $G$  值精度并没有本质上的提高. 1995 年德国联邦物理技术研究院 (Physikalisch-Technische Bundesanstalt, PTB) 给出的  $G$  值测量结果<sup>[30]</sup> 甚至比 CODATA-1986 推荐的  $G$  值大 6416 ppm, 但其相对不确定度仅 83 ppm,

是 CODATA-1998 收录的所有  $G$  值中的第二高精度值<sup>[25]</sup>. 由于 PTB 的结果与 CODATA-1986 差别极大, 从而直接导致了 CODATA-1998 推荐的  $G$  值不确定度达到了 1500 ppm, 出现精度变差 10 倍的反常现象.

表 1 历届 CODATA 推荐的  $G$  值  
Table 1. The CODATA recommended values of  $G$  in recent years.

代号	$G/10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$	$u_r/\text{ppm}$
CODATA-1973 <sup>[23]</sup>	6.6720(41)	615
CODATA-1986 <sup>[24]</sup>	6.67259(85)	128
CODATA-1998 <sup>[25]</sup>	6.673(10)	1500
CODATA-2002 <sup>[26]</sup>	6.6742(10)	150
CODATA-2006 <sup>[27]</sup>	6.67428(67)	100
CODATA-2010 <sup>[28]</sup>	6.67384(80)	120
CODATA-2014 <sup>[29]</sup>	6.67408(31)	47

在最近一轮的基本物理学常数调整中, CODATA-2014 推荐的  $G$  值为<sup>[29]</sup>  $(6.67408 \pm 0.00031) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 47 ppm. CODATA-2014 所收录的  $G$  值如表 2 和图 1 所示.

在表 2 和图 1 中, 精度好于 50 ppm 的有 8 个, 分别是: 1) 2000 年美国华盛顿大学采用扭秤角加速度法测量的  $G$  值 (UWash-00), 为  $6.674215(92) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 14 ppm<sup>[34]</sup>, 此结果是至今已经公开发表的结果中精度最高的  $G$  值; 2) 2001 年国际计量局使用扭秤直接倾斜法和静电补偿法两种方法测量的  $G$  值 (BIPM-01), 为  $6.67559(27) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 40 ppm<sup>[35]</sup>; 3) 2002 年瑞士苏黎世大学采用天平法测量的  $G$  值, 为  $6.67407(22) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度约 33 ppm<sup>[46]</sup>, 在随后的 2006 年, 他们改进了标定, 天平的非线性效应和零点漂移等问题<sup>[39]</sup>, 得到新的结果 (Uzur-06), 为  $6.674252(121) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 19 ppm; 4) 2003 年新西兰测量标准实验室采用静电补偿法测量的  $G$  值 (MSL-03), 为  $6.67387(27) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度达到 40 ppm<sup>[37]</sup>; 5) 2009 年华中科技大学实验组采用扭秤周期法测量的  $G$  值 (HUST-09), 为  $(6.67349 \pm 0.00018) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对

不确定度 26 ppm<sup>[40,41]</sup>; 6) 2010 年美国国家标准局和科罗拉多大学联合实验室采用双单摆 Fabry-Perot (F-P) 腔法得到的  $G$  值 (JILA-10), 为  $6.67234(14) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 21 ppm<sup>[42]</sup>; 7) 2014 年国际计量局继续使用扭秤直接倾斜法和静电补偿法两种方法重新测量的  $G$  值 (BIPM-14), 为  $6.67554(16) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 不确定度 24 ppm<sup>[43]</sup>, 在新实验中, 他们全方面地更新了实验装置, 但测量方法依旧与其 2001 年的实验一样, 两次的测量结果在误差范围内符合; 8) 2014 年美国加州大学欧文分校实验组

在 4 K 低温下采用扭秤周期法测量的  $G$  值 (UCI-14), 结果为  $6.67433(13) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 19 ppm<sup>[45]</sup>. 除了上述实验, 2014 年意大利佛罗伦萨大学的 Tino 研究组采用冷原子干涉法测量出了  $G$  值 (LENS-14), 为  $6.67191(99) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 148 ppm<sup>[44]</sup>. 尽管相对不确定度比较大, 但 Tino 研究组采用的这种基于冷原子干涉的方法与传统的基于扭秤或天平等测  $G$  实验区别较大, 这对寻找不同测  $G$  方法中未被发现的系统误差具有非常重要的意义, 因此被 CODATA-2014 收录.

表 2 CODATA-2014 收录的测  $G$  实验结果  
Table 2. The adopted values of  $G$  in CODATA-2014 adjustment.

No.	实验者	代号	实验方法	$G/10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$	$u_r/\text{ppm}$
1	Luther et al.	NIST-82 <sup>[31]</sup>	扭秤周期法	6.67248(43)	64
2	Karagioz et al.	TR&D-96 <sup>[32]</sup>	扭秤周期法	6.6729(5)	75
3	Bagley et al.	LANL-97 <sup>[33]</sup>	扭秤周期法	6.67398(70)	100
4	Gundlach et al.	UWash-00 <sup>[34]</sup>	角加速度法	6.674255(92)	14
5	Quinn et al.	BIMP-01 <sup>[35]</sup>	簧片扭秤补偿法/直接倾斜法	6.67559(27)	40
6	Kleinevoß et al.	UWup-02 <sup>[36]</sup>	双单摆 F-B 腔法	6.67422(98)	150
7	Armstrong et al.	MSL-03 <sup>[37]</sup>	扭秤静电补偿法	6.67387(27)	40
8	Hu et al.	HUST-05 <sup>[38]</sup>	扭秤周期法	6.67222(87)	130
9	Schamminger et al.	Uzur-06 <sup>[39]</sup>	天平补偿法	6.67425(12)	19
10	Luo et al.	HUST-09 <sup>[40,41]</sup>	扭秤周期法	6.67349(18)	27
11	Parks et al.	JILA-10 <sup>[42]</sup>	双单摆 F-B 腔法	6.67234(14)	21
12	Quinn et al.	BIMP-14 <sup>[43]</sup>	簧片扭秤补偿法/直接倾斜法	6.67554(16)	24
13	Prevedelli et al.	LENS-14 <sup>[44]</sup>	自由落体法	6.67191(99)	150
14	Newman et al.	UCI-14 <sup>[45]</sup>	扭秤周期法	6.67435(13)	19
2014 CODATA			CODATA-2014 <sup>[29]</sup>	6.67408(31)	47

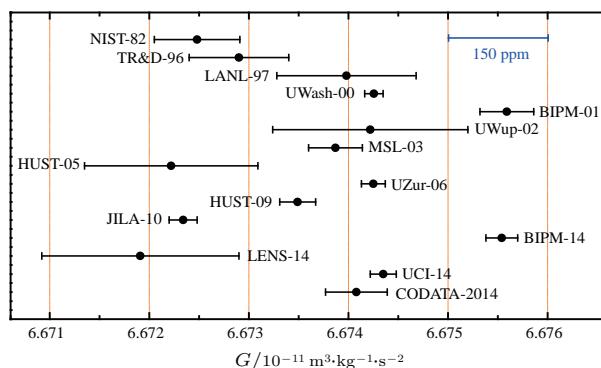


图 1 CODATA-2014 收录的  $G$  值

Fig. 1. The adopted values of  $G$  in CODATA-2014 adjustment.

不难发现, 在 CODATA-2014 收录的  $G$  值中, 最大值 BIPM-01 和最小值 LENS-14 两者中心值的差别达到约 550 ppm, 远远大于他们各自宣称的精度. 导致这种不符合程度的最大可能原因在于这些测  $G$  实验中存在着尚未被正确认识或评估的系统误差, 同时也体现了测  $G$  这一存在已久的困难. 众所周知, 引力相互作用是四种基本相互作用力中最微弱的一种. 微弱的引力信号极易被其他信号所干扰, 因此在实验中必须通过巧妙的设计和精细的操作来克服电、磁、振动、温度等其他外部因素对实验的干扰. 另外, 引力的不可屏蔽性也使得外部环境

的引力场的变化也会贡献额外的干扰信息, 所有这些干扰因素都需要经过充分的评估和研究。

迄今为止, 由于不能用其他基本常数来间接导出  $G$  值, 引力常数  $G$  的测量只能根据牛顿万有引力定律来设计实验。在牛顿万有引力定律中, 包含质量、位置等物理量信息, 因此, 要高精度地测量  $G$  值, 就不可避免地要精确测量物体的密度分布、物体间的相对位置等, 这是限制目前引力常数测量精度提高的一个十分重要的因素。同时, 在各种测量工具中, 如扭秤和天平等, 尽管采用了当下十分先进的机械加工与测量技术, 但各种寄生耦合效应和系统误差最终限制了测量结果的精度。另外, 测量人员的水平和主观因素等, 亦是导致测量结果出现偏差的一个可能因素。

### 3 测 $G$ 实验最新进展

到目前为止, 在 CODATA-2014 收录的 14 个  $G$  值中, 精度最高的是 2000 年美国华盛顿大学的引力研究组采用扭秤角加速度反馈法测量的结果<sup>[34]</sup>。在其他结果中, 采用扭秤周期法获得的实验结果有六个, 分别为 NIST-82<sup>[31]</sup>, TR&D-96<sup>[32]</sup>, LANL-97<sup>[33]</sup>, HUST-05<sup>[38]</sup>, HUST-09<sup>[40,41]</sup> 和 UCI-14<sup>[45]</sup>, 其中 HUST-05 和 HUST-09 是华中科技大学引力实验中心采用扭秤周期法测量给出的结果。其他七个研究组采用的方法分别为簧片扭秤补偿法/直接倾斜法, 双单摆 F-P 腔法, 扭秤静电补偿法, 天平补偿法, 和冷原子干涉法等。 $G$  值的精确测量已经有二百多年的历史, 国际上有一些综述文章比较全面地介绍了历史上的测  $G$  工作<sup>[21,22]</sup>。我们在 2010 年也应邀撰写了一篇综述论文<sup>[47]</sup>。通过这些综述可比较全面系统地了解测  $G$  的方法和研究进展。从 2010 年至今, 国际上出现的三个高精度的实验结果分别为采用扭秤直接倾斜法和静电补偿法的 BIPM-14、采用低温扭秤周期法的 UCI-14 以及采用冷原子干涉法的 LENS-14。下面主要介绍这三个实验所采用的方法及其发展历史和现状。

#### 3.1 扭秤直接倾斜/静电补偿法

直接倾斜法和静电补偿法通常采用精密扭秤作为检验质量。扭秤由一根细丝悬挂, 可在水平面内自由转动, 这种设计的最典型特点是将待测的引力信号置于与地球重力场正交的水平面内, 以此减

少地球重力场及其波动的影响<sup>[48]</sup>。直接倾斜法是扭秤最直接的工作模式。如图 2 所示, 其基本原理是利用扭秤自身的回复力矩平衡吸引质量施加在扭秤上的引力矩, 通过对扭秤的扭转角度  $\theta$  进行高精度的测量, 并使用胡克定律建立起引力矩和扭秤偏转角之间的关系, 从而给出  $G$  值。1798 年, Cavendish 就是采用这种方法称量了地球质量, 后人从他的实验给出了历史上第一个  $G$  值<sup>[20]</sup>。直接倾斜法的难点在于要求对扭秤旋转角  $\theta$  进行绝对测量, 且扭丝的性质如非线性、热弹性、平衡位置漂移等会对结果造成直接影响。为了减小扭丝特性的影响, 一种解决方案是使用静电力对引力矩进行实时补偿, 使扭丝不扭转, 扭秤始终保持原来的静止状态, 从而将直接倾斜法中对角位移的直接测量转换为对电信号的测量。由于在实验过程中扭丝只起到悬挂扭秤的作用, 因此其自身特性并不会影响到  $G$  值测量结果, 所以极大地减小了扭丝的非线性等因素的影响。但是静电补偿法本质上仍然是一种静态测量方法, 静电力的测量极容易受到环境温度波动等因素的干扰, 而且不能像动态实验那样通过动态调制或者差分的方法减少环境因素的干扰。此外, 由于装置的复杂结构和边界效应等因素的影响, 电极和检验质量之间的电容并不能简单地通过理论计算给出, 而需要对其进行高精度的标定。

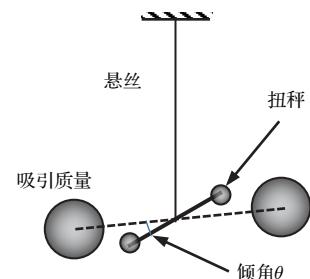


图 2 扭秤直接倾斜法测  $G$  基本原理

Fig. 2. The principle of  $G$  measurement with free deflection method.

2001 年, 国际计量局 BIPM 的 Quinn 等在同一套装置上同时使用扭秤直接倾斜法和静电补偿法两种方法进行  $G$  值测量。这两种方法拥有着不同的误差源, 一种方法中的未知系统误差很有可能不出现在另一种方法中, 通过相互比较可以有效提高测量结果的置信水平。BIPM-01 实验得到的  $G$  值为  $6.67559(27) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度 40 ppm<sup>[35]</sup>, 该实验结果比 CODATA-2002, 2006, 2010, 2014 收录的其他  $G$  值都偏大。在随后

的2013年,BIPM的研究组重新搭建了实验装置,检验质量和吸引质量也做了相应的改进。如图3所示,一个直径295 mm,厚8 mm的铝盘由簧片悬挂,铝盘用于支撑4个圆柱形检验质量。每个检验质量由铜碲合金制成,直径和高度均为55 mm,质量为1.2 kg,4个检验质量对称地放置在铝盘上,半径为120 mm。真空容器外同样对称地放置了4个圆柱形吸引质量,其材质与检验质量相同,但体积更大,其直径和高度分别为120 mm和115 mm,单个吸引质量重11 kg。BIPM的研究组使用一根长度 $L = 160$  mm,宽度 $b = 2.5$  mm,厚度 $t = 30 \mu\text{m}$ 的簧片代替传统的扭丝用于悬挂检验质量和合金铝支撑盘,簧片的弹性系数为

$$k = \frac{bt^3 F}{3L} + \frac{Mgb^2}{12L}, \quad (1)$$

其中 $F$ 为材料的剪切模量, $Mg$ 为扭摆的重量。上式中的两项均提供回复力矩,第一项类似于圆形扭丝提供的弹性恢复力矩,而第二项则是当簧片扭转时扭摆在地球重力场中的位置升高所致。BIPM实验中使用的簧片悬挂系统,第二项占比高达90%。由于重力是保守力,所以第二项没有耗散,这使得簧片总的耗散较小, $Q$ 值达到 $10^5$ 的水平,因此有效地减小了测 $G$ 实验中的滞弹性效应和降低了扭秤热噪声的影响。他们得到的新实验结果为 $6.67554(16) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ,相对不确定度24 ppm<sup>[43,49]</sup>,与他们2001年的结果在误差范围内

符合,但实验结果仍然是CODATA-2014收录的14个结果中最大的。

除了BIPM的研究组,新西兰测量标准实验室(MSL)的Fitzgerald和Armstrong同样采用了静电补偿法测量万有引力常数 $G$ 。其实验原理与BIPM类似,都是通过伺服反馈电压作用到检验质量上的力矩来平衡吸引质量施加的引力力矩,从而将角位移的直接测量转换为对电信号的测量。在静电补偿法中,电极电容 $C$ 对检验质量转角 $\theta$ 的导数 $dC/d\theta$ 是电信号测量的关键参数,需要对其进行高精度的标定。MSL使用了加速度法对其进行测量,使得 $G$ 值表达式中不包含检验质量尺寸和质量,因此 $G$ 值测量结果不依赖于检验质量的密度分布,彻底消除了密度均匀性的影响。为了提高测量结果的可靠性,实验中还尝试了不同的电压(30—270 V)和不同材料的吸引质量(不锈钢和铜),测量结果之间的符合程度非常好。MSL于1995年首次公布其实验结果为<sup>[50]</sup>  $6.6656(6) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ 。1999年,他们公布的改进实验结果为<sup>[51]</sup>(MSL-99)  $6.6742(7) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ 。此后进一步改进的实验结果为(MSL-03)  $6.67387(27) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ,相对不确定度达到40 ppm<sup>[37]</sup>,但实验结果均比BIPM给出的结果小,MSL-03也被收录到CODATA-2014中。

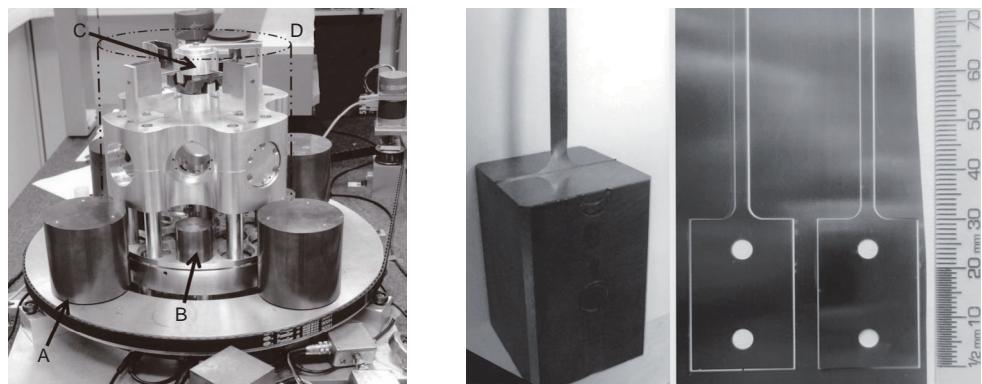


图3 BIPM-14测 $G$ 装置和簧片照片<sup>[49]</sup>

Fig. 3. The photos of apparatus and torsion strip of BIPM-14<sup>[49]</sup>.

### 3.2 扭秤周期法

扭秤周期法的基本原理是测量吸引质量位于不同位置时(通常是指近程和远程两种不同配置)扭秤周期的变化量从而给出 $G$ 值<sup>[47]</sup>,如图4所示。

扭秤周期法测 $G$ 的表达式为

$$G = \frac{I(\omega_n^2 - \omega_f^2) - (K_n - K_f)}{C_{gn} - C_{gf}}, \quad (2)$$

其中 $\omega$ , $K$ , $C_g$ 分别代表扭秤频率、扭丝弹性系数、引力耦合系数(由扭秤和吸引质量的几何与质量项

决定); 下标n和f分别代表吸引质量近程和远程两种不同的配置。在近程配置下, 吸引质量施加在扭秤上的额外力矩使扭秤的总力矩变大, 频率增加, 周期变短; 反之, 在远程配置下, 扭秤周期变长。 $\Delta K = K_n - K_f$ , 为扭丝弹性系数在两个配置下的变化量, 与扭丝特性相关, 尤其是滞弹性效应<sup>[40,41]</sup>。

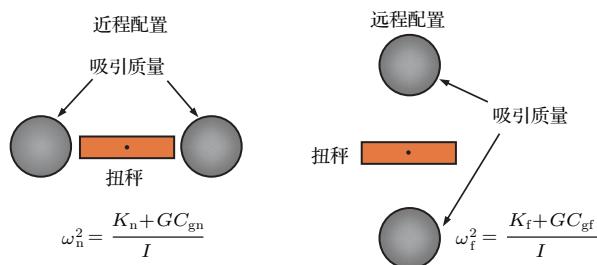


图4 扭秤周期法测G基本原理(俯视图)

Fig. 4. The principle of  $G$  measurement with Time-of-Swing method.

扭秤周期法是一种动态差分的测量方法, 其将测量对象从微弱引力转化为容易高精度测量的时间, 不需要标定力或力矩, 且在两种状态下的差分测量模式可以有效地消除或减小共同干扰因素的影响。但是高灵敏度扭秤的周期一般较长, 因而所需测量时间也较长, 对外界环境的稳定性提出了更高的要求。此外, 扭秤周期法对扭丝性质是极其依赖的, 对所选用悬丝的各种特性及其误差评估在扭秤周期法实验中至关重要。

目前扭秤周期法是被采用次数最多的方法之一。这种方法最早是19世纪初期被提出来的, 到了20世纪三四十年代, Heyl<sup>[52]</sup>将这种方法进行改进, 其于1942年给出的测量结果<sup>[53]</sup>被作为CODATA-1973中 $G$ 值的首次推荐值。1982年, Luther和Towler利用直径12 μm、长40 cm的镀金石英丝悬挂哑铃型扭秤<sup>[31]</sup>, 钨球作为吸引质量, 利用其密度大的特性获得尽可能大的引力效应。他们采用扭秤周期法进行了 $G$ 值测量, 测量结果为 $6.6725(4) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度64 ppm, 此结果被称之为NIST-82。该实验是20世纪80年代初最为成熟的测 $G$ 实验, 有相对明确的误差评估, 因此在将不确定度放大2倍之后, 此次测量结果被直接作为CODATA-1986<sup>[24]</sup>的推荐 $G$ 值。

随后Karagioz和Izmailov<sup>[32]</sup>设计了吸引质量存在多种配置的扭秤周期法测 $G$ 实验(TR&D-96)。吸引质量为不锈钢球体, 它的两个托盘对称地放

置在扭秤两侧, 托盘上各有10个不同位置的圆孔用于摆放球体。实验中测量了吸引质量处于不同位置时的扭秤周期变化, 给出 $G$ 值为 $6.6729(5) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度75 ppm。

在早期的扭秤周期法测 $G$ 实验中, 均认为不同配置下扭丝弹性系数是一个常数。1995年, 日本科学家Kuroda根据材料弛豫强度呈特定分布的Maxwell模型指出扭丝的滞弹性效应(弹性系数对其运动频率的依赖关系)会使得周期法测 $G$ 的结果偏大 $1/(\pi Q)$ <sup>[54]</sup>,  $Q$ 为扭秤系统的品质因子(由内耗导致)。而Newman和Bantel<sup>[55]</sup>则根据更一般的情况推导出滞弹性效应对周期法测 $G$ 实验的影响处于 $0-1/(2Q)$ 这一区间内。随后Kuroda<sup>[56]</sup>进行了相应的实验以验证自己的假设, 但受限于实验中扭秤系统转动惯量等的测量精度, 其实验并没有给出实质性的结论。针对这个问题, 1997年, 美国Los Alamos国家实验的Bagley和Luther<sup>[33]</sup>采用 $Q$ 值为950的未镀膜钨丝和 $Q$ 值为490的镀金钨丝分别进行周期法测 $G$ 实验, 根据Kuroda的 $1/(\pi Q)$ 假设进行修正之后, 他们声称采用不同 $Q$ 值的扭丝测得的两个 $G$ 值在误差范围内符合。但他们两次实验均存在较大的不确定度, 分别为165 ppm和122 ppm, 而根据 $1/(\pi Q)$ 假设计算出来的滞弹性效应约300 ppm, 这说明他们的实验并没有很精确地验证Kuroda的关于周期法测 $G$ 实验中扭丝滞弹性效应的 $1/(\pi Q)$ 假设。

在我们实验室最早公布的HUST-99周期法测 $G$ 实验中<sup>[57]</sup>, 采用的是一根直径25 μm的纯钨丝作为悬丝。扭秤系统为一个非对称的二级摆, 这种设计的主要优点是吸引质量放置前后扭秤周期的相对改变量达到27%, 大的周期改变量对于降低关于周期的测量精度作用明显。不过由于扭秤系统结构复杂, 转动惯量的测量精度难以提高, 且外界振动等干扰容易耦合到扭秤的扭转运动中。HUST-99给出的 $G$ 值测量结果为 $G = 6.6699(7) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度105 ppm。在HUST-99测量结果公布的数年后, 当时实验中未被发现的两项系统误差: 吸引质量圆柱体沿轴向的质心与形心偏离量以及吸引质量所在位置处的空气浮力效应被发现<sup>[38]</sup>。这两项效应贡献给 $G$ 值的修正量达到360 ppm, 同时 $G$ 值的测量不确定度从105 ppm放大至130 ppm。修正后的 $G$ 值为 $G = 6.6723(9) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ 。尽管考虑了

吸引质量圆柱体沿轴向的质心与形心偏离量,但沿径向的偏离量并没有得到解决。

2009年,我们研究组发表了采用扭秤周期法测 $G$ 的新结果<sup>[40,41]</sup>:  $G = (6.67349 \pm 0.00018) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度26 ppm, 被称之为HUST-09。新实验中采用运动模式更简单的矩形扭摆以及密度更均匀的球状吸引质量, 同时扭秤和吸引质量均放置在同一真空容器中以减小空气浮力等的影响。实验中使用直径25  $\mu\text{m}$ 、长约90 cm的表面涂钌钨丝悬挂扭秤, 系统的 $Q$ 值约 $1.7 \times 10^3$ 。在一根 $Q$ 值约 $3.36 \times 10^5$ 的石英丝帮助下, 我们利用两个石英圆盘扭摆测量出钨丝的滞弹性效应对HUST-09实验贡献的系统误差为211.80(18.69) ppm<sup>[58]</sup>(使 $G$ 值偏大), 这比Kuroda提出的 $1/(\pi Q)$ 修正量稍大, 但小于Newman和Bantel提出的 $1/(2Q)$ 这一上限。

上述周期法测 $G$ 实验均是在常温下进行的。由于扭丝的热噪声与温度的平方根成正比, 因此降低整个实验环境的温度不失为一个好的途径。同时, 低温实验还有其他一些优点, 比如: 1) 一些金属丝的内耗在低温下能得到极大的降低, 因此可以有效地减小扭丝滞弹性效应对实验的影响; 2) 低温下的温度波动可以进行有效控制, 可以极大地降低与温度相关的扭丝特性变化的影响; 3) 低温下可以利用

超导材料实现高效的磁屏蔽等。基于这样的思想, 加州大学欧文分校(UCI)的Newman等研制了一套低温扭秤系统来开展周期法测 $G$ 实验。如图5所示, 扭秤为一个40 mm  $\times$  40 mm  $\times$  3 mm的石英玻璃块, 在其表面镀上铝和二氧化硅。扭丝选用长度250 mm、直径20—25  $\mu\text{m}$ 的铍铜丝、退火后的铍铜丝和铝丝三种。吸引质量为两个外径520.7 mm、内径312.42 mm和厚度48.26 mm的铜环构成。环状吸引质量和薄板扭秤构成的这种配置, 使得实验对扭秤的位置、尺寸和密度均匀性等参量均不敏感。

尽管低温扭秤实验有一定的优点, 但需要将整个真空容器浸泡在液氦中, 使得整个实验系统变得复杂, 如图6所示, 因此需要考虑的系统误差比常温实验更多。同时, 在UCI的实验中, 由于低温容

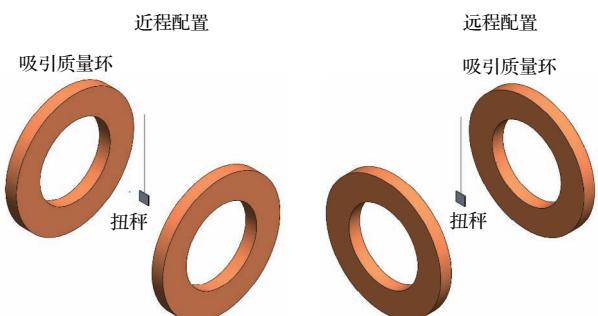


图5 UCI-14 周期法测 $G$ 扭秤和吸引质量  
Fig. 5. The pendulum and source masses in UCI-14.

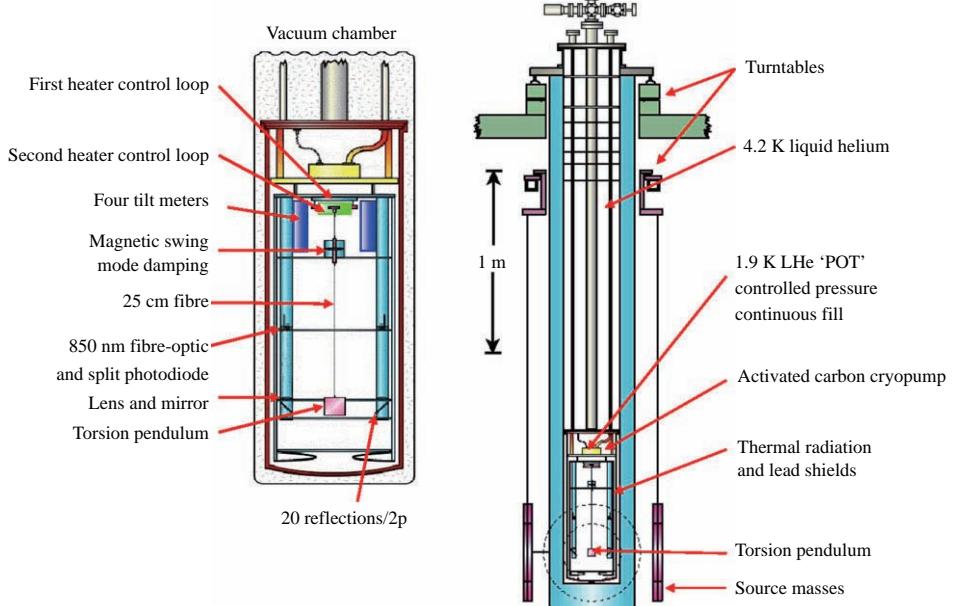


图6 UCI-14 周期法测 $G$ 基本原理<sup>[45]</sup>  
Fig. 6. The principle of  $G$  measurement of UCI-14<sup>[45]</sup>.

器空间的限制, 实验中的吸引质量只能放置在大气中, 与扭秤的距离较大从而减弱了待测的引力效应, 导致不同配置下周期的改变量较小, 对周期的测量精度要求极高. 也正是因为这些原因, UCI 的实验负责人 Newman 教授几乎花了一辈子时间从事该方面的研究, 最终在 2014 年公布了在低于 4 K 的温度下采用扭秤周期法测  $G$  的结果<sup>[45]</sup>.

他们的实验中三种丝在低温环境下  $Q$  值分别达到  $8.2 \times 10^4$ ,  $1.2 \times 10^5$  及  $1.64 \times 10^5$ , 根据 Kuroda 的  $1/(\pi Q)$  假设, 滞弹性效应对他们测  $G$  实验的影响小于 4 ppm. 经过长时间的数据积累, 采用这三种丝测量出的  $G$  值分别为  $6.67435(10)$ ,  $6.67408(15)$ ,  $6.67455(13) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度分别为 14, 22 和 20 ppm, 而三个结果之间的最大差别达到了约 70 ppm. 对于该问题, UCI 的实验组也未能给出合理的解释. 从放大误差的角度来考虑, 他们认为三个结果全部等权, 合成后的综合结果为  $G = 6.67433(13) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 总的不确定度取三个结果不确定度的平均值. 在 CODATA-2014 中, 基本常数任务组按照加权的方式重新合并了 UCI 三根丝的结果, 为:  $G = 6.67435(13) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 相对不确定度为 19 ppm, 总相对不确定度的处理方法与之前相同, 仍然为三个结果不确定度的平均值, 该结果被称之为 UCI-14.

### 3.3 冷原子干涉法

一种全新的冷原子干涉法也被应用于测  $G$  实验中, 这种方法的核心装置是冷原子干涉仪. 冷原

子干涉仪是一种利用冷原子的物质波作为波源的干涉仪, 对微小的加速度和转动极其敏感, 被广泛应用于重力、重力梯度、地球自转和爱因斯坦弱等效原理等测量实验. 以典型的 Mach-Zender 冷原子干涉重力仪为例<sup>[59]</sup>, 如图 7 所示, 其原理是先将原子冷却囚禁并上抛制备到基态能级  $|1\rangle$  上, 然后利用 Raman 激光耦合原子的基态能级和一个亚稳态能级  $|2\rangle$ , 使原子在两个能级之间转化, 转化过程中原子吸收和放出光子获得反冲动量. 具有不同动量的原子随时间演化在空间会有不同的路径. 因此可以利用 Raman 激光操控原子的波包进行分束-反射-合束的操作. 合束之后原子波包发生干涉, 原子以一定概率塌缩到  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  两个能级中的一个. 一般每次测量会有大约一百万个原子同时进行干涉, 所以可以通过测量原子塌缩后处于两个基态的数量来推算原子的跃迁概率. 原子的跃迁概率由原子的相位信息决定, 提取出原子相位信息中的重力项之后即可获得重力加速度信息<sup>[59]</sup>. 重力加速度引入的相位表达式为

$$\Delta\phi = K_{\text{eff}} g T^2, \quad (3)$$

其中  $\Delta\phi$  为重力加速度引入的相位,  $K_{\text{eff}}$  为 Raman 激光有效波矢,  $g$  为重力加速度,  $T$  为分束-反射-合束激光脉冲之间的时间间隔.

冷原子干涉法测  $G$  是在冷原子干涉重力仪精确测量重力的基础上演化而来, 其基本思路是如果在冷原子干涉仪的附近放置吸引质量, 则吸引质量作用到原子上的引力会给其施加一个附加的加速度. 根据牛顿引力公式, 如果能够精确测量出附加的加速度、原子与吸引质量的相对位置与质量分布,

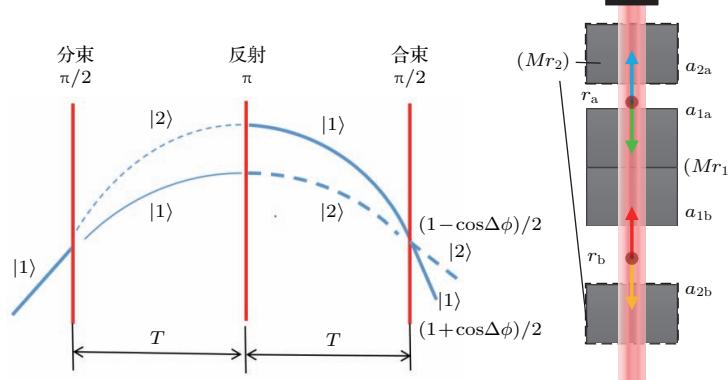


图 7 冷原子干涉基本原理图  
Fig. 7. The basic principle of interference of cold atoms.

即可计算出  $G$  值。实验中一般采用上下两个原子干涉仪差分的配置，即原子干涉重力梯度仪来差分掉重力加速度  $g$ ，差分相位为  $\Delta\phi_1$ 。因为一般  $g$  是附加加速度的  $10^7$  倍，将  $g$  差分掉将能大大提高测量信噪比，同时这一方法能够消除与  $g$  相关的系统效应，例如地面振动引起的加速度。由于原子干涉仪的仪器自身及附近较大的山体等质量的分布和位置不容易精确测量，为了区分这些背景效应，实验中要对吸引质量的位置进行调制，调制后测得的差分相位记为  $\Delta\phi_2$ 。如图 7 所示， $\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = K_{\text{eff}} T^2 (a_{1a} + a_{1b} + a_{2a} + a_{2b})$ ，其中  $a_{ij}$  表示第  $i$  种吸引质量配置对第  $j$  团原子的吸引力产生的加速度大小，利用引力定律将  $a_{ij}$  的表达式代入上式可得到引力常数  $G$  的表达式为

$$G = \frac{\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2}{K_{\text{eff}} T^2 M \left( \frac{1}{r_{1a}^2} + \frac{1}{r_{1b}^2} + \frac{1}{r_{2a}^2} + \frac{1}{r_{2b}^2} \right)}, \quad (4)$$

其中  $r_{ij}$  是第  $j$  团原子与第  $i$  种吸引质量配置之间的相对位置。需要注意的是，由于在干涉过程中飞行的原子感受到的  $a_{ij}$  是变化的，所以上式还要进行相应的修正。

冷原子干涉法采用微观的自由落体原子团作为检验质量，高密度的铅或钨作为吸引质量，相比于传统的使用宏观扭秤的测  $G$  实验，可以有效地避免由扭丝的滞弹性和扭摆的密度均匀性等特性引入的系统误差。而且微观的原子空间尺度很小，可以看作点质量，从而对电磁效应进行精确的评估。冷原子干涉法的劣势在于检验质量即原子团的密度分布在测量过程中是变化的，且每次制备的原子团密度分布不尽相同，因此最大的一项系统误差通常是原子团的密度分布。此外冷原子干涉法测  $G$  实验中利用到原子的布居数来推算原子的跃迁概率，所以测量灵敏度受到量子投影噪声限制，这也是实验中主要的误差来源。

利用原子干涉技术测量重力加速度最早于 1991 年由 Kasevich 和 Chu [59] 实现，完成冷原子干涉法测  $G$  实验的时间则更晚。目前国际上主要有两个组使用冷原子干涉法测  $G$ ，分别是美国斯坦福大学的 Kasevich 研究组和意大利佛罗伦萨大学的 Tino 研究组。

Kasevich 研究组在 2007 年率先完成原子干涉法测  $G$  实验。他们的实验采用了双磁光阱双喷泉的结构 [60]，两个磁光阱呈上下配置，各自构成了一个

原子喷泉。两个喷泉将原子团冷却囚禁并上抛后，同时与同一束拉曼光作用形成共轭的两个原子干涉仪，这样可以同时测量两个位置的重力加速度，因此双磁光阱双喷泉结构组成了一个重力梯度仪，可以对重力加速度进行差分测量。差分测量可以对地球表面的重力加速度、地面振动噪声和拉曼光相位噪声等进行共模抑制。实验中使用的吸引质量为 540 kg 的大密度铅板，每完成一次相位测量后便将吸引质量在上下两个配置之间进行切换，对这两种配置下的测量结果进行差分可以抵消背景重力场对  $G$  值测量的影响。Kasevich 研究组给出的测量结果为  $G = 6.693(34) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ，相对不确定度为 5080 ppm。

Tino 研究组的实验方案与 Kasevich 研究组类似，但他们的实验采用的是单磁光阱双喷泉的方案 [61]。两团原子被囚禁在同一个磁光阱中，并在不同时刻上抛到不同高度，同样组成了一个原子干涉重力梯度仪，从而对重力加速度进行差分测量。实验中使用的吸引质量材料换成了密度更大的钨合金，并分成上下两层。两层吸引质量的位置在近程配置（两层吸引质量距离近）和远程配置（两层吸引质量距离远）间调制。这两种配置相较于 Kasevich 研究组单层吸引质量的优势是同样吸引质量的情况下可以产生更大的附加加速度。Tino 研究组在 2008 年给出了他们原子干涉法测  $G$  的初步结果，为  $6.667(11) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ，相对不确定度为 1710 ppm。通过进一步提高原子干涉测量的灵敏度和进行更详细的系统误差评估，他们在 2014 年给出了更高精度的  $G$  值测量结果： $G = 6.67191(99) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ ，相对不确定度为 148 ppm [44]，此结果被收录到 CODATA-2014 中。

## 4 HUST 测 $G$ 实验最新进展

实验物理学家们围绕  $G$  值的精确测量付出了巨大的努力，但是  $G$  的测量精度并没有得到太大的提高。各研究组给出的  $G$  值互相之间并不符合，这是困扰国际同行的一个难题 [62–65]，而可能的解决方法是在同一地点采用不同方法进行  $G$  值测量，通过对比测量结果以寻找导致偏差的可能误差源。

华中科技大学引力中心在测  $G$  领域开展了三十多年的持续研究，至今发表的测  $G$  结果有

HUST-99<sup>[57]</sup>, HUST-05<sup>[38]</sup> 和 HUST-09<sup>[40,41]</sup>. 为了研究不同方法所测量的  $G$  值不符合这一科学问题, 引力中心在最近的十年时间里同时采用扭秤周期法和角加速度法两种完全独立的方法进行高精度的测  $G$  实验. 之所以选择这两种方法, 是由于扭秤周期法是目前世界上使用最为广泛的方法, 相关的系统效应经历了几代实验物理学家的努力, 已经有了较为清晰的认识, 而且引力实验中心对于这种方法也有多年的积累. 而华盛顿大学 Gundlach 和 Merkowitz<sup>[34]</sup> 使用的角加速度法给出了目前世界上精度最高的  $G$  值测量结果, 说明这种新方法拥有其自身独特的优势. 由于一种方法中存在的未知系统误差很有可能不出现在另一种方法中, 因此通过直接比较这两种不同方法测量的  $G$  值, 能够得到置信水平更高的  $G$  值测量结果.

#### 4.1 HUST 的扭秤周期法测 $G$ 实验

采用扭秤周期法测  $G$  在引力实验中心具有悠久的历史. 由于扭秤周期法使用传统的扭秤作为测量工具, 因此测量结果严重依赖于扭丝自身的特性, 目前在扭秤周期法测  $G$  中最大的一项系统效应便是扭丝的滞弹性. 在我们的 HUST-09 中采用了一根品质因数  $Q$  值约为 1700 的涂钛钨丝悬挂扭秤, 根据 Kuroda 的  $1/(\pi Q)$  假设, 会对  $G$  值测量结果引入一个接近 200 ppm 的修正量. 在滞弹性还没有被彻底研究透彻的情况下, 这个修正量的精确程度无疑是需要认真对待的<sup>[58]</sup>. 为了解决这个问题, 我们继 HUST-09 之后开展了基于高  $Q$  值石英丝测  $G$  的改进实验. 与钨丝直径和长度接近的石英丝  $Q$  值通常可以到达  $2 \times 10^5$ , 相比钨丝增大了两个量级<sup>[66]</sup>, 因此可以有效地减小滞弹性效应. 但由于石英材料不导电, 无法通过接地导走扭秤表面的电荷, 会引入额外的静电效应. 我们对石英丝表面进行镀膜处理以及对悬丝和扭摆进行良好的静电屏蔽以减小静电对实验的影响. 按照相关文献的建议<sup>[67]</sup>, 我们选择耗散比较小的锗和铋先后镀在石英丝的表面来实现导电的功能. 其中, 锗作为过渡层用来增加石英丝表面与膜层的结合强度, 铋作为表面层可以比较好地导电. 在直径约  $45 \mu\text{m}$ 、长度约 90 cm 石英丝表面先后镀上 10 nm 的锗和 10 nm 的铋膜后, 尽管其  $Q$  值降低至  $(3\text{--}6) \times 10^4$ , 但仍然比一般条件下钨丝的  $Q$  值高约一个数量级. 典型的镀膜石英丝扭秤系统的振幅衰减曲线如图 8 所示. 根据

Kuroda 的假设<sup>[54]</sup>, 滞弹性效应对测  $G$  实验贡献的误差降低至几个 ppm 水平, 使其不再是周期法测  $G$  实验中的一个主要误差项.

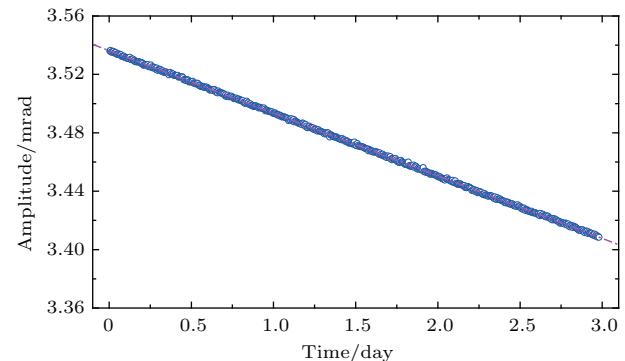


图 8 镀膜石英丝的振幅衰减曲线(虚线为拟合结果)

Fig. 8. Amplitude attenuation curve of coated quartz fiber.

基于高  $Q$  值石英丝的周期法的改进实验示意见图 9. 扭秤为一个  $91 \text{ mm} \times 11 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$  的石英玻璃构成, 在其表面镀铝. 扭秤由直径约  $45\text{--}60 \mu\text{m}$ 、长度约 90 cm 石英丝悬挂, 然后连接到上端的磁阻尼单元, 后者的作用是抑制单摆等运动模式的干扰<sup>[68]</sup>. 两个 SS316 不锈钢球作为吸引质量, 其质量和直径分别约为 780 g 和 57 mm. 吸引质量通过三点支撑环支撑, 后者固定到热胀系数极小的微晶玻璃表面, 然后由远程控制的回转台来实现球在近、远程配置间的切换. 整个扭秤和球安装在真空度约  $10^{-5} \text{ Pa}$  的同一容器中.

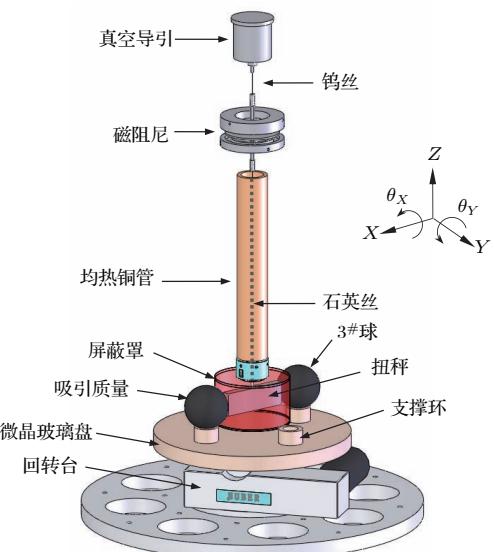


图 9 HUST 周期法测  $G$  示意图

Fig. 9. The schematic diagram of the time-of-swing method at HUST.

为了排除与测量装置相关的系统误差, 我们在山洞中相距 150 m 的两个实验室里分别搭建了一套实验装置, 在两套装置上同时采用扭秤周期法进行测  $G$  实验, 如图 10 所示。两套扭丝、两套检验质量和吸引质量分别用于两套测量装置上。在其中一套装置上使用了 3 根不同石英丝(两根丝直径约 45  $\mu\text{m}$ , 另一根 60  $\mu\text{m}$ )依次进行实验, 以排除跟扭丝相关的系统误差。在另一套容器上, 石英丝直径约 45  $\mu\text{m}$ , 用于检验与装置相关的系统效应。为了减小我们之前周期法测  $G$  实验中存在的一些比较大的系统效应, 我们采取了相关的改进措施, 如在扭秤表面镀密度更小的铝以减小镀层的引力效应; 吸引质量采用三点支撑方式以提高位置的稳定性和重复性; 对背景引力场进行了直接测量以及用约一吨铅块进行补偿来减小背景引力梯度效应的影响; 对夹具和套管的尺寸进行优化以减小其贡献的引力效应; 优化磁阻尼及其悬丝的参数以降低其对  $G$  值贡献的额外效应等。另外, 两套装置分别安排两组不同的人员进行实验, 以排除与实验者个人主观因素相关的系统误差项。这些改进措施将使得目前的改进实验能给出更加可靠的  $G$  值。

目前在两套装置上采用四根石英丝的周期法测  $G$  实验基本完成。除了直径约 60  $\mu\text{m}$  的石英丝只进行了一次测量之外, 其他三根丝均进行了两次测量, 因此我们共得到了七个  $G$  值。这七个  $G$  值在各自的误差范围内符合, 而最终结果的合成不确定度好于 12 ppm。



图 10 两套周期法测  $G$  装置

Fig. 10. Two apparatus for  $G$  measurement with time-of-swing method.

## 4.2 角加速度法测 $G$ 实验

角加速度法测  $G$  实验同样采用扭秤作为测量工具。在这种方法中将扭秤和吸引质量球分别放置在同轴的扭秤转台和吸引质量转台上, 如图 11 所示。在扭秤转台坐标系中, 扭秤受到速度阻尼力矩、弹性回复力矩、引力力矩  $\tau_g(t)$  和惯性力矩  $I\alpha(t)$  的共同作用, 其运动方程为

$$I\ddot{\theta} + \gamma\dot{\theta} + k\theta = \tau_g(t) - I\alpha(t). \quad (5)$$

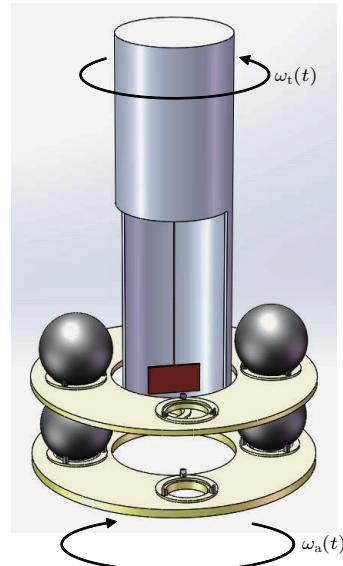


图 11 角加速度法测  $G$  基本原理

Fig. 11. The principle of  $G$  measurement with angular acceleration feedback method.

通过反馈控制系统调节扭秤转台转速使其时刻跟踪扭摆的运动, 保持扭丝不扭转。此时在扭秤转台坐标系中, 扭秤的角位移、角速度和角加速度均等于零:

$$\ddot{\theta} = 0, \quad \dot{\theta} = 0, \quad \theta = 0. \quad (6)$$

因此扭秤受到的引力力矩等于其自身的惯性力矩:

$$\tau_g(t) = I\alpha(t). \quad (7)$$

通过另一个反馈控制使双转台转速差  $\omega_d$  保持恒定, 则扭秤转台角加速度被调制成为特定频率的正弦信号。实验中信号频率选取在  $1/f$  噪声较小以及远离静止背景引力梯度信号的区域, 以减小这些因素对实验的干扰。

对角加速度进行多极矩展开 [69,70]:

$$\alpha(t) = -\frac{4\pi iG}{I} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{1}{2l+1} m q_{lm} Q_{lm} e^{-im\omega_d t}, \quad (8)$$

其中  $q_{lm}$  和  $Q_{lm}$  分别为扭秤多极矩和吸引质量分布多级场, 是由扭秤以及吸引质量的尺寸、距离、质量等参数确定的常数。通过精确测量扭秤转台角加速度和相关参数, 就能得到很高精度的  $G$  值。

与传统的扭秤测  $G$  方法相比, 角加速度法拥有以下几大优势: 1) 实验过程中扭丝不扭转, 因此测量结果对扭丝自身的特性, 如滞弹性、热弹性、非线性等效应依赖程度非常小; 2) 通过反馈控制使双转台的转速差保持恒定, 使主要关注的角加速度信号出现在两转台转速差频的二倍频上, 可在频域上将待测引力信号与静止背景引力梯度信号及其他类似信号进行分离, 从而有效地降低环境因素对实验的影响; 3) 通过对扭秤和球的尺寸及位置参数等进行特殊的设计以减小扭摆密度均匀性对实验的影响。

美国弗吉尼亚大学的 Rose 等<sup>[71]</sup>于 1969 年首先提出角加速度法测  $G$ , 并通过一系列实验给出  $G$  值测量结果为  $G = 6.674(12) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 实验精度主要受限于当时的仪器测量精度。在 Rose 的实验中, 一个精密加工的圆柱体扭摆通过一根石英丝悬挂在金属气密容器中, 容器和两个吸引质量球被安装在同一个转台上。当转台启动后, 通过反馈控制系统控制转台转速使扭秤和球之间的夹角  $\theta$  保持不变, 因此球施加在扭秤上的引力力矩为恒定值, 转台会做匀加速运动, 通过测量其加速度大小即可得到  $G$  值。这种测量方法的特点是将对引力的测量转换成对机械转台角加速度的测量。在 Rose 的实验中, 扭秤和吸引质量处于同一转台上, 这样会导致转台一直向同一个方向加速运动, 很快就会超出转台的转速限制。在 Rose 的实验中转台两个小时就达到了 0.5 r/min, 如此短的时间积累很难得到高精度的  $G$  值。

美国华盛顿大学 Eöt-Wash 研究组的 Gundlach 等<sup>[69,70]</sup>于 1996 年提出了全新的角加速度法测  $G$  方案: 在 Rose 等实验的基础上将单转台反馈控制替换成双转台反馈控制, 扭秤和球分别独立放置在扭秤转台和吸引质量转台上, 而且控制目标也从扭秤和球之间的夹角  $\theta$  保持恒定变成扭秤和球之间的转速差  $\omega_d$  保持恒定。引力力矩信号由恒定值变为中心值为 0 的正弦信号, 则转台的转速同样为正弦信号, 不会超出转台的转速限制, 单组实验可以进行更长时间的数据积累。Gundlach 等<sup>[34]</sup>于 2000 年给出  $G$  值测量结果 (UWash-00) 为

$G = 6.674215(92) \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ , 其相对不确定度仅 14 ppm, 是目前世界上精度最高的测量结果。

角加速度法包含两个伺服反馈控制环路, 装置较为复杂, 且对控制精度的要求很高。为了完成对实验原理的探索, 掌握实验关键的控制技术, 并寻找和发现可能存在的问题, 我们从 2008 年到 2012 年开展了角加速度法测  $G$  原理性实验<sup>[72,73]</sup>。包括实验平台的搭建和控制系统的测试, 将扭秤的剩余偏转角引入的误差减小到 0.4 ppm, 并成功地使最终测量结果的重复性达到了 100 ppm 的水平, 说明控制部分已经能够满足高水平的测  $G$  要求。

2013 年至今, 我们开始了正式的改进实验。为了提高系统的稳定性, 我们重新设计并搭建了新的实验平台, 如图 12 所示。扭秤为一个 91 mm × 50 mm × 4 mm 的石英玻璃构成, 其表面镀金。扭秤由一根直径 25 mm、长约 870 mm 的钨丝悬挂在真空度约  $10^{-5}$  Pa 的容器中, 整个真空容器安装在气浮转台上。吸引质量系统由 4 个 8.5 kg 的不锈钢球和微晶玻璃支架组成, 球体的圆度通过精密的研磨抛光, 达到了约 0.8 μm, 微晶玻璃的热膨胀系数约为  $0.1 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ , 可以有效减小环境温度波动对球间距的影响。吸引质量系统安装在与气浮转台同轴的机械转台上。

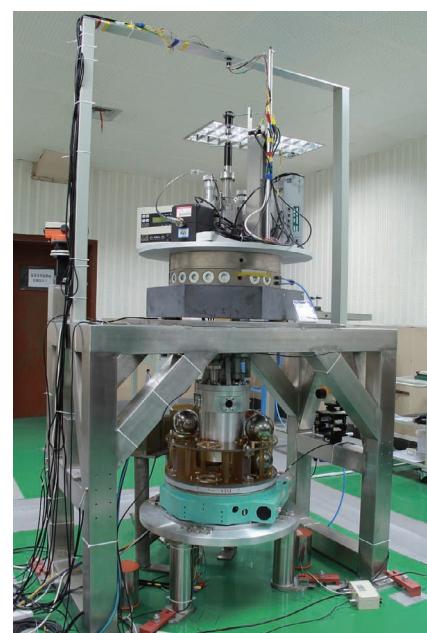


图 12 角加速度法测  $G$  实验装置

Fig. 12. The apparatus of the measurement of  $G$  with angular acceleration feedback method.

相比于原理性实验, 新实验装置的高度降低了近一半, 并设计加工了更加轻巧的铝制真空容器, 从而有效降低了整个装置的重心, 提升了装置的稳定性。UWash-00测 $G$ 结果中最大的一项误差来源为球间距<sup>[34]</sup>, 为了减小此误差, 我们在设计装置时着重对其稳定性进行优化设计: 使用微晶玻璃支架替代传统的铝支架来支撑吸引质量球体, 极大地减小了环境温度波动对球间距的影响。球间距采用高精度的三坐标测量机, 旋转量块法和量块比较法等分别进行测量, 不同方法的测量结果在2 μm的误差范围内符合。在实验过程中, 由于微晶玻璃支架与吸引质量球以相同转速共同运动, 两者施加到扭秤上与信号同频率的引力矩会产生假的信号。为此, 我们在无球的情况下对微晶玻璃支架产生的引力效应进行高精度的测量, 然后通过理论计算并加工一批金属块对这部分效应进行高精度的补偿, 直至这部分效应减小至可以忽略不计, 真正从源头消除动态的背景引力梯度效应的影响。

在整个角加速度法测 $G$ 实验中, 我们尝试了不同转速下的测量结果, 以及安排不同的人员进行多次重复测量以消除与此相关的系统误差。目前在不同测量状态下得到的结果在各自的误差范围内符合, 而最终结果的合成不确定度也好于12 ppm。

目前采用周期法和角加速度法的两个实验已基本完成, 最终的 $G$ 值将于近期公布。

## 5 结束语

万有引力常数 $G$ 是人类引入的第一个基本物理学常数, 也是除了光速以外最早进行测量的基本常数。虽然自引力常数 $G$ 提出以来, 实验物理学家为确定 $G$ 值付出了巨大努力, 但遗憾的是, 至今 $G$ 值测量精度在所有物理学基本常数中却是最差的。其精度提升缓慢这一现状反映了 $G$ 值测量充满挑战。近30年来出现的一系列设计精巧的高精度测 $G$ 实验, 包括引入新发展的冷原子干涉、低温扭秤等各种技术手段, 科学家们正在极力追求测量方法和实验技术的极限水平。但是正如CODATA-2014收录的 $G$ 值所示, 它们互相之间最大的差别达到了惊人的0.05%。造成这种现状最可能的原因是各个实验中仍存在未被发现或正确评估的系统误差。测 $G$ 实验中涉及到质量、长度、时间、温度、电磁等一系列物理量的绝对测量及其不确定度评估, 对其中

任何一个物理量的测量出现偏差都将影响测量结果的准确性。

2014年, T. Quinn教授, C. Speake教授和罗俊教授作为共同主席, 在英国皇家学会召开了题为“*The Newtonian constant of gravitation, a constant too difficult to measure?*”专题会议, 邀请了许多同行来讨论 $G$ 值测量的问题。同年, NIST举办了另一个类似的研讨会来继续讨论测 $G$ 的问题, 并提议成立一个由多个研究所组成的联合单位, 这个联合单位可以采用同样的方法进行测 $G$ 实验。目的是希望这个联合体中不同的研究组采用同样的方法都能给出同样的 $G$ 值, 如果各自的结果不同, 则各个实验者继续寻找各自的系统误差, 直到他们的结果在各自宣称的误差范围内符合。但由于测 $G$ 问题本身的复杂性, 截至今日还没有组成统一的联合组织。目前, 会议达成的一个积极成果是在国际理论与应用物理联盟(IUPAP)的赞助下成立了一个“大 $G$ ”工作组来协助解决 $G$ 值测量中存在的差异并为测 $G$ 工作提供指导和建议<sup>[74]</sup>。此外, 为解决目前在测 $G$ 实验中存在的分歧, 国际度量衡委员会(CIPM)在2014年11月的会议上决定建立一个计量机构联盟<sup>[75]</sup>。

总的来看, 国际上达成的一个共识是<sup>[22]</sup>: 高精度的测量 $G$ 值是当前最具挑战性的实验之一, 继续测量 $G$ 值是十分重要且必要的研究课题。要提高 $G$ 值的测量精度, 探索新的测 $G$ 方案是一个可能的途径, 同时, 发掘已有方案和实验中尚未被认识或正确评估的系统误差显得同样重要和必要。基于这样的目的, 华中科技大学引力实验中心自20世纪90年代以来就一直从事万有引力常数 $G$ 的精确测量研究, 目前已取得了一些积极的进展, 测量结果被历届CODATA收录。最近的十年中, 为寻找不同测 $G$ 方法中可能存在的系统误差, 在国际上尚未形成联合组织时, 我们实验室已经开始了采用两种完全独立的方法(扭秤周期法和角加速度反馈法)同时测 $G$ 实验。在扭秤周期法中, 研制了高 $Q$ 值的镀膜石英丝并用其进行直接测 $G$ 实验, 使滞弹性效应不再是主要误差项。改进吸引质量球的支撑方式以提高球体位置的稳定性。深入研究了电磁场、背景引力场、温度、气压、振动等对扭秤运动稳定性和周期的影响, 引入了屏蔽罩、绝热铜管等实验改进设计来降低这些因素对 $G$ 值测量的影响。此外为进一步提高 $G$ 值的置信水平, 我们在不同地点搭建了两

套独立装置使用不同的石英丝, 扭摆及吸引质量重复测  $G$ . 在角加速度法测  $G$  实验中, 成功搭建了一套精密扭秤系统和包括悬点转台、吸引质量转台在内的反馈跟踪控制系统. 采用极低热膨胀系数的微晶玻璃支架支撑吸引质量球, 极大地减小了环境温度波动对球间距的影响. 使用质量块对微晶玻璃支架产生的背景引力梯度进行高精度的补偿. 我们希望通过比对两种不同方法测量的  $G$  值, 为发掘其中可能存在的系统误差和检验  $G$  值是否与实验方法相关等科学问题提供实验依据, 并给出置信水平更高的  $G$  值.

牛顿万有引力常数  $G$  的精确测量是一项十分艰苦而又繁杂的工作. 我们取得的每一个进步离不开华中科技大学引力中心众多师生和工作人员的共同努力, 感谢他们一直以来的付出和坚守. 同时, 特别感谢叶朝晖研究员、许厚泽研究员、张元仲研究员、高克林研究员、罗杰教授、V. Milyukov 教授、R. Newman 教授、T. Quinn 教授、C. Speake 教授、J. Faller 教授、J. Gundlach 教授、H. Paik 教授、K. Kuroda 教授等在研究过程中提供的有益讨论与建议; 感谢华中科技大学, 物理学院对本团队测  $G$  工作长期以来的大力支持; 感谢兄弟院校与同行专家给予的众多支持和鼓励.

## 参考文献

- [1] Newton I (translated by Zhao Z J) 2006 *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica* (Beijing: The Commercial Press) pp237–277 (in Chinese) [牛顿I 著(赵振江译) 2006 自然哲学的数学原理(北京: 商务印书馆) 第237—277页]
- [2] Herrick S 1971 *Astrodynamic: Orbit Determination, Space Navigation, Celestial Mechanics* (Vol. I) (London: Van Nostrand Reinhold) pp127–163
- [3] Ries J C, Eanes R J, Shum C K, Watkin M M 1992 *Geophys. Res. Lett.* **19** 529
- [4] Ezer D, Cameron A G W 1966 *Can. J. Phys.* **44** 593
- [5] Tomilin K A 1999 *Proceedings of the XXII Workshop on High Energy Physics and Field Theory* (CiteSeer)
- [6] Planck M 1990 *Ann. Phys.* **306** 69
- [7] McQueen H W S 1981 *Phys. Earth Planet Inter.* **26** 6
- [8] Dirac P A M 1937 *Nature* **139** 323
- [9] Dirac P A M 1938 *Roy. Soc. Lond. Proc. A* **165** 199
- [10] Dirac P A M 1974 *Roy. Soc. Lond. Proc. A* **338** 439
- [11] Weinberg S 1989 *Rev. Mod. Phys.* **61** 1
- [12] Brans C, Dicke R H 1961 *Phys. Rev.* **124** 925
- [13] Hellings R W 1988 *NATO Advanced Science Institute Series C* **230** 215
- [14] Massa C 1989 *Helv. Phys. Act.* **62** 424
- [15] Long D R 1976 *Nature* **260** 417
- [16] Eötvös R V, Pekar D, Fekete E 1922 *Ann. Phys. (Leipz.)* **68** 11
- [17] Fischbach E, Sudarsky D, Szafer A, Talmadge C, Aronson S H 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 3
- [18] Fischbach E, Talmadge C 1992 *Nature* **356** 207
- [19] Cook A H 1988 *Rep. Prog. Phys.* **51** 707
- [20] Cavendish H 1798 *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **88** 469
- [21] Gillies G T 1987 *Metrologia* **24**(S) 1
- [22] Rothleitner C, Schlamming S 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 111101
- [23] Cohen E R, Taylor B N 1973 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **2** 663
- [24] Cohen E R, Taylor B N 1987 *Rev. Mod. Phys.* **59** 1121
- [25] Mohr P J, Taylor B N 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 351
- [26] Mohr P J, Taylor B N 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 1
- [27] Mohr P J, Taylor B N, Newell D B 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 633
- [28] Mohr P J, Taylor B N, Newell D B 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 1527
- [29] Mohr P J, Newell D B, Taylor B N 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035009
- [30] Michaelis W, Haars H, Augustin R 1996 *Metrologia* **32** 267
- [31] Luther G G, Towler W R 1982 *Phys. Rev. L* **48** 121
- [32] Karagioz O V, Izmailov V P 1996 *Meas. Tech.* **39** 979
- [33] Bagley C H, Luther G G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3047
- [34] Gundlach J H, Merkowitz S M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2869
- [35] Quinn T J, Speake C C, Richman S J, Davis R S, Picard A A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 111101
- [36] Kleinevoß U 2002 *Bestimmung der Newtonschen Gravitationskonstanten G Dissertation for the Doctoral Degree* (Wuppertal: University of Wuppertal)
- [37] Armstrong T R, Fitzgerald M P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 201101
- [38] Hu Z K, Guo J Q, Luo J 2005 *Phys. Rev. D* **71** 127505
- [39] Schlamming S, Holzschuh E, Kundig W, Nolting F, Pixley R E, Schurr J, Straumann U 2006 *Phys. Rev. D* **74** 082001
- [40] Luo J, Liu Q, Tu L C, Shao C G, Liu L X, Yang S Q, Li Q, Zhang Y T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 240801
- [41] Tu L C, Li Q, Wang Q L, Shao C G, Yang S Q, Liu L X, Liu Q, Luo J 2010 *Phys. Rev. D* **82** 022001
- [42] Parks H V, Faller J E 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 110801
- [43] Quinn T J, Parks H V, Speake C C, Davis R S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 101102
- [44] Rosi G, Sorrentino F, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2014 *Nature* **510** 518
- [45] Newman R, Bantel M, Berg E, Cross W 2014 *Phil. Trans. R. Soc. A* **372** 20140025
- [46] Schlamming S, Holzschuh E, Kundig W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 161102
- [47] Tu L C, Li Q, Shao C G, Hu Z K, Luo J 2011 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **41** 691 (in Chinese) [涂良成, 黎卿, 邵成刚, 胡忠坤, 罗俊 2011 中国科学: 物理学 力学 天文学 **41** 691]
- [48] Gillies G T, Ritter T C 1993 *Rev. Sci. Instrum.* **64** 283

- [49] Quinn T, Speake C, Parks H, Davis R 2014 *Phil. Trans. R. Soc. A* **372** 20140032
- [50] Fitzgerald M P, Armstrong T R 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 494
- [51] Fitzgerald M P, Armstrong T R 1999 *Meas. Sci. Technol.* **10** 439
- [52] Heyl P R 1930 *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **5** 1243
- [53] Heyl P R, Chrzanowski P A 1942 *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **29** 1
- [54] Kuroda, K 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 2796
- [55] Newman R D, Bantel M K 1999 *Meas. Sci. Technol.* **10** 445
- [56] Kuroda K 1999 *Meas. Sci. Technol.* **10** 435
- [57] Luo J, Hu Z K, Fu X H, Fan S H, Tang M X 1998 *Phys. Rev. D* **59** 042001
- [58] Yang S Q, Tu L C, Shao C G, Li Q, Wang Q L, Zhou Z B, Luo J 2009 *Phys. Rev. D* **80** 122005
- [59] Kasevich M, Chu S 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 181
- [60] Fixler J B, Foster G T, McGurirk J M, Kasevich M A 2007 *Science* **315** 74
- [61] Lamporesi G, Bertoldi A, Cacciapuoti L, Prevedelli M, Tino G M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 050801
- [62] Quinn T 2000 *Nature* **408** 919
- [63] Quinn T 2014 *Nature* **505** 455
- [64] Schlamminger S 2014 *Nature* **510** 478
- [65] Gibney E 2014 *Nature* **514** 150
- [66] Li Q, Liu J P, Zhao H H, Yang S Q, Tu L C, Liu Q, Shao C G, Hu Z K, Milyukov V, Luo J 2014 *Phil. Trans. R. Soc. A* **372** 20140141
- [67] Numata K, Horowitz J, Camp, J 2007 *Phys. Lett. A* **370** 91
- [68] Fan X D, Liu Q, Liu L X, Milyukov V, Luo J 2008 *Phys. Lett. A* **372** 547
- [69] Gundlach J H, Adelberger E G, Heckel B R, Swanson H E 1996 *Phys. Rev. D* **54** R1256
- [70] Gundlach J H 1999 *Meas. Sci. Technol.* **10** 454
- [71] Rose R D, Parker H M, Lowry R A, Kuhlthau A R, Beams J W 1969 *Phys. Rev. Lett.* **23** 655
- [72] Xue C, Quan L D, Yang S Q, Wang B P, Wu J F, Shao C G, Tu L C, Milyukov V, Luo J 2014 *Phil. Trans. R. Soc. A* **372** 20140031
- [73] Quan L D, Xue C, Shao C G, Yang S Q, Tu L C, Wang Y J, Luo J 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 014501
- [74] <http://iupap.org/working-groups/wg13-newtonian-constant-of-gravitation/> [2016]
- [75] <https://www.bipm.org/utils/en/pdf/CIPM/CIPM2014-II-Decisions-EN.pdf> [2014-12-10]

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements**

# Progress on the precision measurement of the Newtonian gravitational constant $G^*$

Liu Jian-Ping<sup>1)</sup> Wu Jun-Fei<sup>1)</sup> Li Qing<sup>1)</sup> Xue Chao<sup>2)</sup> Mao De-Kai<sup>1)</sup> Yang Shan-Qing<sup>1)†</sup>  
Shao Cheng-Gang<sup>1)</sup> Tu Liang-Cheng<sup>1)‡</sup> Hu Zhong-Kun<sup>1)</sup> Luo Jun<sup>1)‡‡</sup>

1) (*MOE Key Laboratory of Fundamental Physical Quantities Measurements, Hubei Key Laboratory of Gravitation and Quantum Physics, School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

2) (*TianQin Research Center for Gravitational Physics, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China*)

(Received 1 August 2018; revised manuscript received 10 August 2018)

### **Abstract**

The Newtonian gravitational constant  $G$  is the first fundamental physics constant introduced by human beings. It plays an important role in many fields, such as theoretical physics, astrophysics, and geophysics. Its precision measurement and related research is of great significance to the whole experimental physics. However, the measuring accuracy of  $G$  is the worst among all fundamental physical constants, which reflects the great complexity and difficulty in determining  $G$ . This paper briefly reviews the history of  $G$  measurement, and also introduces the current research progress in this field by a summary of the recent three precision measurements of  $G$ . At the end of the paper, the latest developments of the  $G$  measurement in the center of gravitational experiments at Huazhong University of Science and Technology are introduced.

**Keywords:** Newtonian gravitational constant  $G$ , precision measurement, time-of-swing method, angular acceleration feedback method

**PACS:** 06.20.Jr, 04.80.Cc

**DOI:** [10.7498/aps.67.20181381](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181381)

---

\* Project supported by the Major Research Plan of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91536223) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB832801).

† Corresponding author. E-mail: [ysq2011@hust.edu.cn](mailto:ysq2011@hust.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [junluo@hust.edu.cn](mailto:junluo@hust.edu.cn)

锶原子光晶格钟

林弋戈 方占军

Strontium optical lattice clock

Lin Yi-Ge Fang Zhan-Jun

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 160604 (2018) DOI: [10.7498/aps.67.20181097](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181097)

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

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

### [超稳光生微波源研究进展](#)

Progresses of ultrastable optical-cavity-based microwave source

姜海峰

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

### [光梳主动滤波放大实现锶原子光钟二级冷却光源](#)

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

徐琴芳, 尹默娟, 孔德欢, 王叶兵, 卢本全, 郭阳, 常宏

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

### [锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测](#)

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock

郭阳, 尹默娟, 徐琴芳, 王叶兵, 卢本全, 任洁, 赵芳婧, 常宏

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

### [小型化锶光钟物理系统的研制](#)

Miniaturization of physics system in Sr optical clock

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

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

### [用于光频传递的通信波段窄线宽激光器研制及应用](#)

Development and application of communication band narrow linewidth lasers

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

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

## 专题: 精密测量物理

## 锶原子光晶格钟\*

林弋戈<sup>1)2)</sup> 方占军<sup>1)2)†</sup>

1)(中国计量科学研究院, 北京 100029)

2)(国家时间频率计量中心, 北京 100029)

(2018年6月4日收到; 2018年7月10日收到修改稿)

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

**关键词:** 原子钟, 光钟, 光晶格, 锶原子

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

**DOI:** 10.7498/aps.67.20181097

## 1 引言

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

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

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

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

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

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

† 通信作者。E-mail: zfang@nim.ac.cn

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

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

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

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

## 2 原子钟的组成部分

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

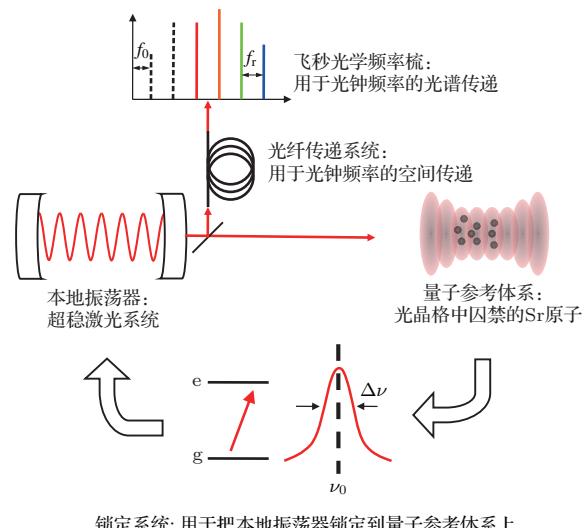


图1 锶原子光晶格钟是由超稳激光系统、光晶格囚禁的锶原子和锁定系统组成,锶光钟输出的频率需要通过光纤传递系统和飞秒光学频率梳进行空间和光谱传递

Fig. 1. A Sr optical lattice clock consists of an ultra-stable laser, Sr atoms trapped inside an optical lattice, and a locking system. Its optical frequency output is delivered to remote sites through optical fibers, and converted to other frequencies by optical frequency combs.

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

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

### 3 本地振荡器

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

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

#### 3.1 基于超稳腔的稳频技术

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

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

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

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

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

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

### 3.2 超稳腔的热噪声

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

腔腔体、反射镜基底和反射镜镀膜的热噪声限制的<sup>[53–55]</sup>. 腔体热噪声表示为

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

反射镜热噪声表示为

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

其中  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度,  $R$  为腔体半径,  $E_{spacer}$  和  $E_{sub}$  分别为腔体和镜片基底材料的杨氏模量,  $L$  为腔体长度,  $\sigma$  为泊松系数,  $\omega_0$  为反射镜上激光光束半径;  $\phi_{spacer}$ ,  $\phi_{coat}$  和  $\phi_{sub}$  分别为腔体、反射镜镀膜和反射镜基底材料的机械损耗. 从(1)和(2)式得到:

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

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

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

(PTB) 的锶原子光晶格钟团队基于 48 cm 超稳腔建立了短期稳定度达到  $8 \times 10^{-17}$  的钟跃迁探测激光系统<sup>[61]</sup>.

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

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

## 4 量子参考体系

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

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

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

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

#### 4.1 选用锶作为量子参考的原因

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

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

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

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

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

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

#### 4.2 量子参考体系的制备

Sr 原子的能级结构简图见图 2.

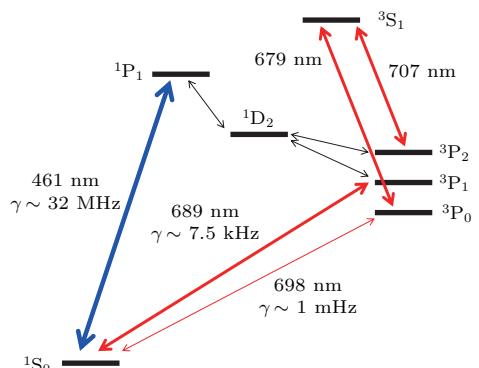


图 2 锶原子的能级简图, 其中  $\gamma$  表示跃迁谱线的自然线宽

Fig. 2. Partial level structure of the Strontium atom.  $\gamma$  is the natural linewidth of the transition.

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

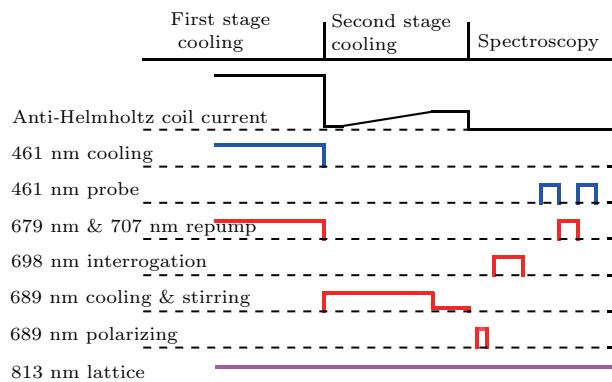


图3 锶原子光晶格钟运行时序图 锶原子光晶格钟的运行是按照一定的时序循环进行的，一个钟运行周期包含一级激光冷却、二级激光冷却、自旋态极化、拉比激发、跃迁几率探测和锁定几个阶段

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

#### 4.2.1 一级激光冷却

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

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

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

#### 4.2.2 二级激光冷却

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

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

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

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

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

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

#### 4.2.3 光晶格光谱

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

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

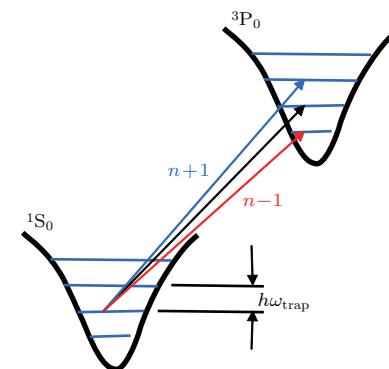


图 4 囚禁在光晶格内的锶原子跃迁示意图

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

定义 Lamb-Dicke 参数 [100]

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

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

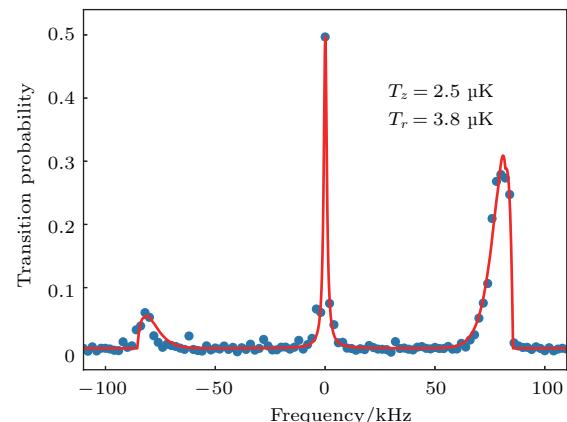


图 5 锶原子光晶格囚禁边带可分辨的跃迁光谱,  $T_z$  ( $T_r$ ) 表示沿光晶格轴向 (径向) 的原子温度

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

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

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

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

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

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

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

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

## 5 锁定系统

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

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

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

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

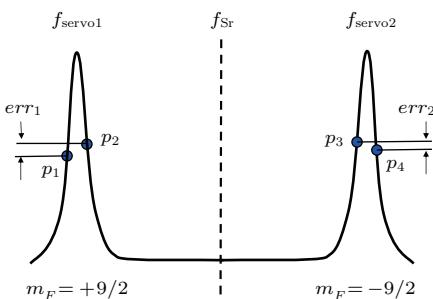


图 6 锶原子光晶格钟锁定方法示意图

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

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

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

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

设跃迁谱线的线宽为  $\delta$ , 加上偏置磁场之后,  $m_F = +9/2$  和  $m_F = -9/2$  两个自旋态跃迁之间的频率间隔初始值为  $\Delta$ , 698 nm 钟激光系统输出的激光频率为  $f_{\text{laser}}$ . 此时  $m_F = +9/2$  跃迁的初始频率为  $f_{\text{servo}1} = f_{\text{laser}} - \Delta/2$ ,  $m_F = -9/2$  跃迁的初始频率为  $f_{\text{servo}2} = f_{\text{laser}} + \Delta/2$ . 入锁过程如下:

在第一个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为  $f_{\text{servo}1} - \delta/2$ , 此时的频率对应于  $m_F = +9/2$  跃迁的左肩, 得到一个跃迁几率  $p_1$ ;

在第二个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为  $f_{\text{servo}1} + \delta/2$ , 此时的频率对应于  $m_F = +9/2$  跃迁的右肩, 得到另一个跃迁几率  $p_2$ ; 通过对这两个跃迁几率求差, 就能够得到激光频率相对于  $m_F = +9/2$  跃迁的频率偏差  $err_1$ ; 把  $err_1$  作为 PID 控制器的输入, 计算出频率调整量, 用来调整  $f_{\text{servo}1}$ , 得到新的  $m_F = +9/2$  跃迁频率  $f'_{\text{servo}1}$ ;

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

在第四个钟周期, 锁定系统把 698 nm 激光的频率设置为  $f_{\text{servo}2} + \delta/2$ , 此时的频率对应于  $m_F = -9/2$  跃迁的右肩, 得到跃迁几率  $p_4$ ; 同样可以求得激光频率相对于  $m_F = -9/2$  跃迁的频率偏差  $err_2$ , 计算修正  $f_{\text{servo}2}$ , 得到新的  $m_F = -9/2$  跃迁频率  $f'_{\text{servo}2}$ ; 此时计算  $f_{\text{Sr}} = (f'_{\text{servo}1} + f'_{\text{servo}2})/2$ , 就得到了锶原子钟跃迁的中心频率.

之后的锁定按照这 4 个周期的锁定过程一直循环下去, 得到长期锁定的结果.

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

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

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

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

## 6 输出传递

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

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

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

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

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

## 7 锶光钟的评定

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

### 7.1 系统频移评估

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

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

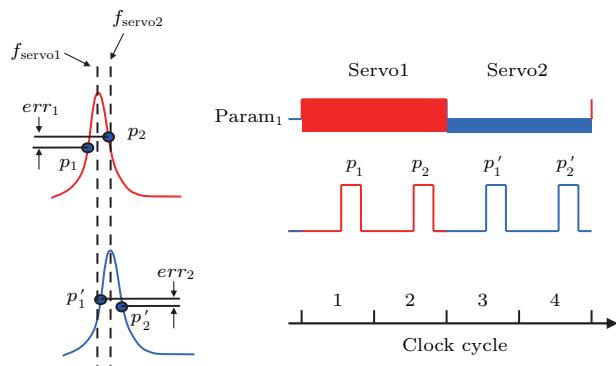


图7 分时自比对评估方法原理

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

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

同样可以得到锁定频率 $f_{\text{servo}2}$ 。在servo1锁定(钟周期1,2)和servo2锁定(钟周期3,4)时光钟运行参数完全一致的情况下, $f_{\text{servo}1}$ 应该等于 $f_{\text{servo}2}$ 。但是如果我们在两个锁定之间改变某个实验参数 $\text{param}_1$ ,会造成 $f_{\text{servo}1}$ 不等于 $f_{\text{servo}2}$ ,这个频差的产生与运行参数的改变强相关,因此可以通过锁相放大器的原理,解调得到光钟频率对 $\text{param}_1$ 的敏感度,用于评估光钟的系统频移。

锶光钟系统频移评估主要包含如下几项。

#### 1) 碰撞频移

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

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

#### 2) 光晶格斯塔克频移

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

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

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

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

### 3) 黑体辐射频移

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

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

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

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

### 4) 直流斯塔克频移

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

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

值得一提的是, 在锶光钟的系统误差评定中,

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

## 7.2 绝对频率测量

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

根据溯源到秒定义的途径不同, 一般可以把绝对频率测量分为两种情况。

### 1) 溯源到本地的铯原子喷泉钟

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

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

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

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

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

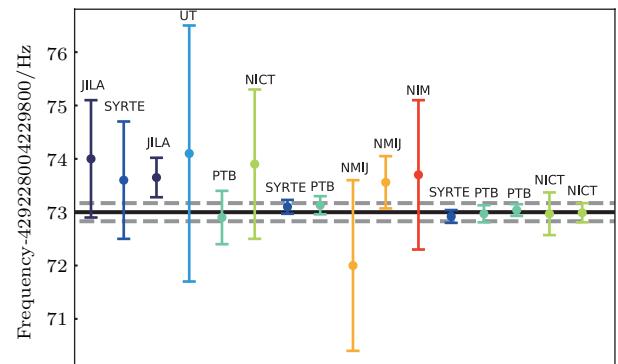


图8 2017年国际计量局BIPM的 $^{87}\text{Sr}$ 标准频率推荐值计算中采用的绝对频率测量数据。其中的黑色实线为推荐值, 灰色虚线为推荐值的 $\pm\sigma$ 不确定度, 数据误差线为各测量数据的不确定度

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

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

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

## 8 应用

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

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

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

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

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

## 9 总结

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

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

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

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

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

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

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

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

锶原子光晶格钟还在快速发展的阶段,更多详细的内容请参照相关文献进一步了解。

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

## 参考文献

- [1] Lombardi M A 2017 *J. Res. NIST JRES* **122** 1
- [2] Essen L, Parry J V L 1957 *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **250** 45
- [3] Ye J, Ma L S, Hall J L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 270801
- [4] Clairon A, Laurent P, Santarelli G, Ghezali S, Lea S N, Bahoura M 1995 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** 128
- [5] Vian C, Rosenbusch P, Marion H, Bize S, Cacciapuoti L, Zhang S, Abgrall M, Chambon D, Maksimovic I, Laurent P, Santarelli G, Clairon A, Luiten A, Tobar M, Salomon C 2005 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** 833
- [6] Dehmelt H 1982 *Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium* Philadelphia, Pennsylvania, USA, May 27–29, 1981 p596
- [7] Hall J L, Zhu M, Buch P 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 2194
- [8] Walls F L, Wineland D J, Drullinger R E 1978 *Proc. 32nd Ann. Symp. Freq. Control* Atlantic City, USA, May 31–June 2, 1978 453
- [9] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **31** 97
- [10] Evenson K M, Wells J S, Petersen F R, Danielson B L, Day G W 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 192
- [11] Jennings D A, Evenson K M, Knight D J E 1986 *Proc. IEEE* **74** 168
- [12] Hall J L 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1136
- [13] Hänsch T W 1990 *Opt. Commun.* **80** 71
- [14] Diddams S A, Udem T, Bergquist J C, Curtis E A, Drullinger R E, Hollberg L, Itano W M, Lee W D, Oates C W, Vogel K R, Wineland D J 2001 *Science* **293** 825
- [15] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802
- [16] Riehle F, Schnatz H, Lipphardt B, Zinner G, Trebst T, Helmcke J 1999 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **48** 613
- [17] Oates C W, Curtis E A, Hollberg L 2000 *Opt. Lett.* **25** 1603
- [18] Katori H, Takamoto M, Pal'chikov V G, Ovsiannikov V D 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 173005
- [19] Itano W M, Bergquist J C, Bollinger J J, Gilligan J M, Heinzen D J, Moore F L, Raizen M G, Wineland D J 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3554
- [20] Jiang Y Y, Ludlow A D, Lemke N D, Fox R W, Sherman J A, Ma L S, Oates C W 2011 *Nat. Photon.* **5** 158
- [21] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B, Schioppo M, Lemke N D, Bely K, Pizzocaro M, Oates C W, Ludlow A D 2013 *Science* **341** 1215
- [22] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R, Campbell S L, Bishop M, Zhang X, Zhang W, Bromley S L, Ye J 2014 *Nature* **506** 71
- [23] Nicholson T L, Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Bloom B J, McNally R L, Zhang W, Barrett M D, Safranova M S, Strouse G F, Tew W L, Ye J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6896
- [24] Campbell S L, Hutson R B, Marti G E, Goban A, Oppong N D, McNally R L, Sonderhouse L, Robinson J M, Zhang W, Bloom B J, Ye J 2017 *Science* **358** 90
- [25] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Zang E J, Sun Z, Fang F, Li T C, Fang Z J 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 090601
- [26] Gao Q, Zhou M, Han C, Li S, Zhang S, Yao Y, Li B, Qiao H, Ai D, Lou G, Zhang M, Jiang Y, Bi Z, Ma L, Xu X 2018 *Sci. Rep.* **8** 8022
- [27] Liu H, Zhang X, Jiang K L, Wang J Q, Zhu Q, Xiong Z X, He L X, Lü B L 2017 *Chin. Phys. Lett.* **34** 20601
- [28] Wang Y B, Yin M J, Ren J, Xu Q F, Lu B Q, Han J X, Guo Y, Chang H 2018 *Chin. Phys. B* **27** 023701
- [29] Fu X F, Fang S, Zhao R C, Zhang Y, Huang J C, Sun J F, Xu Z, Wang Y Z 2018 *Chin. Opt. Lett.* **16** 060202
- [30] Jaseja T S, Javan A, Townes C H 1963 *Phys. Rev. Lett.* **10** 165
- [31] Hall J 1969 *IEEE J. Quantum Electron.* **5** 324
- [32] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [33] Wong N C, Hall J L 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 1527
- [34] Whittaker E A, Grebel H, Lotem H, Shum C M 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 1253
- [35] Salomon C, Hils D, Hall J L 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 1576
- [36] Zhu M, Hall J L 1992 *Proceedings of the 1992 IEEE Frequency Control Symposium* Hershey, Pennsylvania, USA, May 27–29, 1992 p44
- [37] Young B C, Cruz F C, Itano W M, Bergquist J C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3799
- [38] Fox R W 2008 *Proc. SPIE* **7099** 70991R
- [39] Fox R W 2009 *Opt. Express* **17** 15023
- [40] Zhao Y N, Zhang J, Stuhler J, Schuricht G, Lison F, Lu Z H, Wang L J 2010 *Opt. Commun.* **283** 4696
- [41] Millo J, Abgrall M, Lours M, English E M L, Jiang H, Guéna J, Clairon A, Tobar M E, Bize S, Le Coq Y, Santarelli G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 141105
- [42] Swallows M D, Martin M J, Bishop M, Benko C, Lin Y, Blatt S, Rey A M, Ye J 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 416
- [43] Notcutt M, Ma L S, Ye J, Hall J L 2005 *Opt. Lett.* **30** 1815
- [44] Chen L, Hall J, Ye J, Yang T, Zang E, Li T 2006 *Phys. Rev. A* **74** 5
- [45] Nazarova T, Riehle F, Sterr U 2006 *Appl. Phys. B* **83** 531
- [46] Ludlow A D, Huang X, Notcutt M, Zanon-Willette T, Foreman S M, Boyd M M, Blatt S, Ye J 2007 *Opt. Lett.* **32** 641

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

- [94] Li Y, Ido T, Eichler T, Katori H 2004 *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **78** 315
- [95] Ferrari G, Cancio P, Drullinger R, Giusfredi G, Poli N, Prevedelli M, Toninelli C, Tino G M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 243002
- [96] Loftus T H, Ido T, Boyd M M, Ludlow A D, Ye J 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063413
- [97] Mukaiyama T, Katori H, Ido T, Li Y, Kuwata-Gonokami M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113002
- [98] Chanelière T, He L, Kaiser R, Wilkowski D 2008 *Eur. Phys. J.: At. Mol. Opt. Plasma Phys.* **46** 507
- [99] Sterr U, Degenhardt C, Stoehr H, Lisdat C, Schnatz H, Helmcke J, Riehle F, Wilpers G, Oates C, Hollberg L 2004 *Comptes Rendus Phys.* **5** 845
- [100] Boyd M M, Zelevinsky T, Ludlow A D, Foreman S M, Blatt S, Ido T, Ye J 2006 *Science* **314** 1430
- [101] Blatt S, Thomsen J W, Campbell G K, Ludlow A D, Swallows M D, Martin M J, Boyd M M, Ye J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 052703
- [102] Martin M, Bishop M, Swallows M D, Zhang X, Benko C, von Stecher J, Gorshkov A V, Rey A M, Ye J 2013 *Science* **341** 632
- [103] Matei D G, Legero T, Häfner S, Grebing C, Weyrich R, Zhang W, Sonderhouse L, Robinson J M, Ye J, Riehle F, Sterr U 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 263202
- [104] Derevianko A, Katori H 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 331
- [105] Boyd M, Zelevinsky T, Ludlow A, Blatt S, Zanon-Willette T, Foreman S, Ye J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 022510
- [106] Falke S, Schnatz H, Winfred J S R V, Middelmann T, Vogt S, Weyers S, Lipphardt B, Grosche G, Riehle F, Sterr U, Lisdat C 2011 *Metrologia* **48** 399
- [107] Westergaard P G, Lodewyck J, Lorini L, Lecallier A, Burt E A, Zawada M, Millo J, Lemonde P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 210801
- [108] Wang Q, Lin Y G, Li Y, Lin B K, Meng F, Zang E J, Li T C, Fang Z J 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 123201
- [109] Campbell G K, Boyd M M, Thomsen J W, Martin M J, Blatt S, Swallows M D, Nicholson T L, Fortier T, Oates C W, Diddams S A, Lemke N D, Naidon P, Julianne P, Ye J, Ludlow A D 2009 *Science* **324** 360
- [110] Ramsey N F 1950 *Phys. Rev.* **78** 695
- [111] Campbell G K, Ludlow A D, Blatt S, Thomsen J W, Martin M J, de Miranda M H G, Zelevinsky T, Boyd M M, Ye J, Diddams S A, Heavner T P, Parker T E, Jefferts S R 2008 *Metrologia* **45** 539
- [112] Ludlow A D, Zelevinsky T, Campbell G K, Blatt S, Boyd M M, de Miranda M H G, Martin M J, Thomsen J W, Foreman S M, Ye J, Fortier T M, Stalnaker J E, Diddams S A, Le Coq Y, Barber Z W, Poli N, Lemke N D, Beck K M, Oates C W 2008 *Science* **319** 1805
- [113] Peik E, Schneider T, Tamm C 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 145
- [114] Dick G J 1987 [http://www.dtic.mil/docs/citations/ADA502386] [2018-7-10]
- [115] Dick G J, Greenhall C A 1998 *Proceedings of the 1998 IEEE International Frequency Control Symposium* Pasadena, CA, USA, May 29, 1998 p99
- [116] Westergaard P, Lodewyck J, Lemonde P 2010 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **57** 623
- [117] Stefani F, Lopez O, Bercy A, Lee W K, Chardonnet C, Santarelli G, Pottie P E, Amy-Klein A 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 787
- [118] Lopez O, Amy-Klein A, Lours M, Chardonnet C, Santarelli G 2010 *Appl. Phys. B* **98** 723
- [119] Terra O, Grosche G, Predehl K, Holzwarth R, Legero T, Sterr U, Lipphardt B, Schnatz H 2009 *Appl. Phys. B* **97** 541
- [120] Droste S, Ozimek F, Udem T, Predehl K, Hänsch T W, Schnatz H, Grosche G, Holzwarth R 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 110801
- [121] Ma C Q, Wu L F, Jiang Y Y, Yu H F, Bi Z Y, Ma L S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 084209
- [122] Lisdat C, Grosche G, Quintin N, Shi C, Raupach S M F, Grebing C, Nicolodi D, Stefani F, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Robyr J L, Chiodo N, Bilicki S, Bookjans E, Koczwara A, Koke S, Kuhl A, Wiotte F, Meynadier F, Camisard E, Abgrall M, Lours M, Legero T, Schnatz H, Sterr U, Denker H, Chardonnet C, Coq Y L, Santarelli G, Amy-Klein A, Targat R L, Lodewyck J, Lopez O, Pottie P E 2016 *Nat. Commun.* **7** 12443
- [123] Falke S, Misera M, Sterr U, Lisdat C 2012 *Appl. Phys. B* **107** 301
- [124] Ye J, Peng J L, Jones R J, Holman K W, Hall J L, Jones D J, Diddams S A, Kitching J, Bize S, Bergquist J C, Hollberg L W, Robertsson L, Ma L S 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1459
- [125] Wang B, Gao C, Chen W L, Miao J, Zhu X, Bai Y, Zhang J W, Feng Y Y, Li T C, Wang L J 2012 *Sci. Rep.* **2** 556
- [126] Ye J, Cundiff S T 2005 *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications* (Norwell, MA: Springer Verlag) p18
- [127] Ma L S, Bi Z Y, Bartels A, Robertsson L, Zucco M, Windeler R S, Wilpers G, Oates C, Hollberg L, Diddams S A 2004 *Science* **303** 1843
- [128] Fang S, Jiang Y Y, Chen H Q, Yao Y, Bi Z Y, Ma L S 2015 *Chin. Phys. B* **24** 084209
- [129] Benko C, Ruehl A, Martin M J, Eikema K S E, Fermann M E, Hartl I, Ye J 2012 *Opt. Lett.* **37** 2196
- [130] Legero T, Lisdat C, Vellore Winfred J S R, Schnatz H, Grosche G, Riehle F, Sterr U 2009 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** 1252
- [131] Nicolodi D, Argence B, Zhang W, Targat R L, Santarelli G, Coq Y L 2014 *Nat. Photon.* **8** 219
- [132] Leopardi H, Davila-Rodriguez J, Quinlan F, Olson J, Sherman J A, Diddams S A, Fortier T M 2017 *Optica* **4** 879
- [133] Ohmae N, Kuse N, Fermann M E, Katori H 2017 *Appl. Phys. Express* **10** 062503
- [134] Falke S, Lemke N, Grebing C, Lipphardt B, Weyers S, Gerginov V, Huntemann N, Hagemann C, Al-Masoudi A, Häfner S, Vogt S, Sterr U, Lisdat C 2014 *New J. Phys.* **16** 073023
- [135] Lin Y G, Wang Q, Li Y, Meng F, Lin B K, Zang E J, Sun Z, Fang F, Li T C, Fang Z J 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **723** 012021

- [136] Hazlett E L, Zhang Y, Stites R W, Gibble K, O’ Hara K M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 160801
- [137] Lemke N D, von Stecher J, Sherman J A, Rey A M, Oates C W, Ludlow A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 103902
- [138] Swallows M D, Bishof M, Lin Y, Blatt S, Martin M J, Rey A M, Ye J 2011 *Science* **331** 1043
- [139] Barber Z, Stalnaker J, Lemke N, Poli N, Oates C, Fortier T, Diddams S, Hollberg L, Hoyt C, Taichenachev A, Yudin V 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103002
- [140] Brown R C, Phillips N B, Belyov K, McGrew W F, Schioppo M, Fasano R J, Milani G, Zhang X, Hinkley N, Leopardi H, Yoon T H, Nicolodi D, Fortier T M, Ludlow A D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 253001
- [141] Itano W M, Lewis L L, Wineland D J 1982 *Phys. Rev. A* **25** 1233
- [142] Hollberg L, Hall J L 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 230
- [143] Porsev S G, Derevianko A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 020502
- [144] Safronova M S, Porsev S G, Safronova U I, Kozlov M G, Clark C W 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012509
- [145] Yudin V I, Taichenachev A V, Okhapkin M V, Bagayev S N, Tamm C, Peik E, Huntemann N, Mehlstäubler T E, Riehle F 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 030801
- [146] Middelmann T, Lisdat C, Falke S, Winfred J S R V, Riehle F, Sterr U 2011 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **60** 2550
- [147] Middelmann T, Falke S, Lisdat C, Sterr U 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 263004
- [148] Belyov K, Hinkley N, Phillips N B, Sherman J A, Schioppo M, Lehman J, Feldman A, Hanssen L M, Oates C W, Ludlow A D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 260801
- [149] Lodewyck J, Zawada M, Lorini L, Gurov M, Lemonde P 2012 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **59** 411
- [150] Belyov K, Zhang X, McGrew W F, Hinkley N, Yoon T H, Nicolodi D, Fasano R J, Schäffer S A, Brown R C, Ludlow A D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 183201
- [151] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nat. Photon.* **9** 185
- [152] Bowden W, Hobson R, Huillery P, Gill P, Jones M P A, Hill I R 2017 *Phys. Rev. A* **96** 023419
- [153] Baillard X, Fouché M, Le Targat R, Westergaard P G, Lecallier A, Chapelet F, Abgrall M, Rovera G D, Laurent P, Rosenbusch P, Bize S, Santarelli G, Clairon A, Lemonde P, Grosche G, Lipphardt B, Schnatz H 2008 *Eur. Phys. J.: At. Mol. Opt. Plasma Phys.* **48** 11
- [154] Le Targat R, Lorini L, Le Coq Y, Zawada M, Guéna J, Abgrall M, Gurov M, Rosenbusch P, Rovera D G, Nagórny B, Gartman R, Westergaard P G, Tobar M E, Lours M, Santarelli G, Clairon A, Bize S, Laurent P, Lemonde P, Lodewyck J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2109
- [155] Lodewyck J, Bilicki S, Bookjans E, Robyr J L, Shi C, Vallet G, Targat R L, Nicolodi D, Coq Y L, Guéna J, Abgrall M, Rosenbusch P, Bize S 2016 *Metrologia* **53** 1123
- [156] Levine J 2008 *Metrologia* **45** S162
- [157] Fujieda M, Piester D, Gotoh T, Becker J, Aida M, Bauch A 2014 *Metrologia* **51** 253
- [158] Hong F L, Musha M, Takamoto M, Inaba H, Yanagimachi S, Takamizawa A, Watabe K, Ikegami T, Imae M, Fujii Y, Amemiya M, Nakagawa K, Ueda K, Katori H 2009 *Opt. Lett.* **34** 692
- [159] Hachisu H, Petit G, Nakagawa F, Hanado Y, Ido T 2017 *Opt. Express* **25** 8511
- [160] Baynham C F A, Godun R M, Jones J M, King S A, Nisbet-Jones P B R, Baynes F, Rolland A, Baird P E G, Bongs K, Gill P, Margolis H S 2018 *J. Mod. Opt.* **65** 585
- [161] Boyd M M, Ludlow A D, Blatt S, Foreman S M, Ido T, Zelevinsky T, Ye J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 083002
- [162] Yamaguchi A, Shiga N, Nagano S, Li Y, Ishijima H, Hachisu H, Kumagai M, Ido T 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 022701
- [163] Akamatsu D, Inaba H, Hosaka K, Yasuda M, Onae A, Suzuyama T, Amemiya M, Hong F L 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 012401
- [164] Tanabe T, Akamatsu D, Kobayashi T, Takamizawa A, Yanagimachi S, Ikegami T, Suzuyama T, Inaba H, Okubo S, Yasuda M 2015 *J. Phys. Soc. Jpn.* **84** 115002
- [165] Grebing C, Al-Masoudi A, Dörscher S, Häfner S, Gerginov V, Weyers S, Lipphardt B, Riehle F, Sterr U, Lisdat C 2016 *Optica* **3** 563
- [166] Hachisu H, Petit G, Ido T 2017 *Appl. Phys. B* **123** 34
- [167] Szymaniec K, Park S E, Marra G, Chałupczak W 2010 *Metrologia* **47** 363
- [168] Gerginov V, Nemitz N, Weyers S, Schröder R, Griebsch D, Wynands R 2010 *Metrologia* **47** 65
- [169] Fang F, Li M S, Lin P W, Chen W L, Liu N F, Lin Y G, Wang P, Liu K, Suo R, Li T C 2015 *Metrologia* **52** 454
- [170] Ido T, Hachisu H, Nakagawa F, Hanado Y 2016 *J. Phys.: Conf. Ser.* **723** 012041
- [171] Yao J, Parker T E, Ashby N, Levine J 2018 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **65** 127
- [172] Gill P 2011 *Phil. Trans. R. Soc. A* **369** 4109
- [173] Riehle F 2015 *Comptes Rendus Physique* **16** 506
- [174] Chou C W, Hume D B, Rosenband T, Wineland D J 2010 *Science* **329** 1630
- [175] Takano T, Takamoto M, Ushijima I, Ohmae N, Akatsuka T, Yamaguchi A, Kuroishi Y, Munekane H, Miyahara B, Katori H 2016 *Nat. Photonics* **10** 662
- [176] Grotti J, Koller S, Vogt S, Häfner S, Sterr U, Lisdat C, Denker H, Voigt C, Timmen L, Rolland A, Baynes F N, Margolis H S, Zampaolo M, Thoumany P, Pizzocaro M, Rauf B, Bregolin F, Tampellini A, Barbieri P, Zucco M, Costanzo G A, Clivati C, Levi F, Calonico D 2018 *Nat. Phys.* **14** 437
- [177] Shang H, Zhang X, Zhang S, Pan D, Chen H, Chen J 2017 *Opt. Express* **25** 30459
- [178] Zhang S, Zhang X, Cui J, Jiang Z, Shang H, Zhu C, Chang P, Zhang L, Tu J, Chen J 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 103106
- [179] Bize S, Diddams S A, Tanaka U, Tanner C E, Oskay W H, Drullinger R E, Parker T E, Heavner T P, Jefferts S R, Hollberg L, Itano W M, Bergquist J C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 150802

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

SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

# Strontium optical lattice clock\*

Lin Yi-Ge<sup>1)2)</sup> Fang Zhan-Jun<sup>1)2)<sup>†</sup></sup>

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

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

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

## Abstract

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

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

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

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

---

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

† Corresponding author. E-mail: [zfang@nim.ac.cn](mailto:zfang@nim.ac.cn)

<sup>6</sup>Li原子跃迁频率和超精细分裂的精密测量

武跃龙 李睿 芮扬 姜海峰 武海斌

Precise measurement of <sup>6</sup>Li transition frequencies and hyperfine splitting

Wu Yue-Long Li Rui Rui Yang Jiang Hai-Feng Wu Hai-Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 163201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181021

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181021>

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

[采用高信噪比电磁诱导透明谱测定<sup>85</sup>Rb原子5D<sub>5/2</sub>态的超精细相互作用常数](#)

Determination of the hyperfine coupling constants of the 5D<sub>5/2</sub> state of <sup>85</sup>Rb atoms by using high signal-to-noise ratio electromagnetically-induced transparency spectra

物理学报 2017, 66(10): 103201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.103201>

[<sup>87</sup>Rb玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备](#)

Fast production of <sup>87</sup>Rb Bose-Einstein condensates

物理学报.2017, 66(8): 083701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.083701>

[磁光阱中超冷钠-铯原子碰撞的实验研究](#)

Ultracold collisions in a dual species <sup>23</sup>Na-<sup>133</sup>Cs magneto-optical trap

物理学报.2016, 65(9): 093201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.093201>

[基于磁悬浮大体积交叉光学偶极阱的Dimple光阱装载研究](#)

Inverstigation on loading of the Dimple optical trap based on a magnetically levitated large-volume crossed optical dipole trap

物理学报.2016, 65(8): 083701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.083701>

[可控双空心光束的理论方案及实验研究](#)

Theoretical and experimental study of a controllable double-dark-hollow beam

物理学报.2015, 64(5): 053701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.053701>

## 专题: 精密测量物理

 **$^6\text{Li}$ 原子跃迁频率和超精细分裂的精密测量\***武跃龙<sup>1)</sup> 李睿<sup>1)</sup> 芮扬<sup>1)</sup> 姜海峰<sup>2)</sup> 武海斌<sup>1)</sup>†

1)(华东师范大学, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)

2)(中国科学院国家授时中心, 西安 710600)

(2018年5月26日收到; 2018年7月4日收到修改稿)

本文实现了可用于锂原子频率精密测量的冷原子系统, 获得了大数目的原子样品; 利用西西弗斯冷却和速度选择相干布居俘获实现了 $^6\text{Li}$ 的冷原子的灰色黏胶冷却, 原子的温度被冷却到多普勒冷却极限以下, 达到 $50\ \mu\text{K}$ ; 利用光学频率梳, 实验上测量了 $D_1$ 线的跃迁频率和超精细分裂, 测量结果和理论计算相接近, 可以和目前最精确的测量相比较。这些测量为进一步的轻质量原子频率的精密测量、 $\alpha$ 常数以及核半径的精确标定打下了基础。

**关键词:**  $^6\text{Li}$ 冷原子, 灰色黏胶冷却, 光学频率梳, 频率精密测量

**PACS:** 32.10.Fn, 37.10.De, 42.50.Gy, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.67.20181021

## 1 引言

光谱测量是人类理解和认识自然的主要手段, 其携带着原子和分子的信息, 在物理学的发展中扮演着非常重要的角色。高精度的锂原子激光光谱无论是在理论还是在实验领域都备受科学界的关注。实验上, 科学家发展了各种光谱测量方法来提高 $^6\text{Li}$  和  $^7\text{Li}$  中性原子的精细和超精细结构分裂和同位素位移的测量精度。这主要是因为锂原子有相对简单的三电子结构, 可以通过第一性原理而精确计算其波函数和原子结构<sup>[1–3]</sup>, 测量的实验数据能为当前最精确的包括量子电动力学、相对论修正和三个电子的有限原子核大小的理论计算提供重要的测试依据。同时, 它们能用来确定核半径和测量精细结构常数 $\alpha$ , 从而在更高的精度检验基本的物理规律。

锂原子有两个稳定的同位素 $^{6,7}\text{Li}$ , 而且它还有三个放射性同位素 $^{8,9,11}\text{Li}$ , 这极大地促进了核物理的研究, 导致了中子晕的发现。锂原子光谱的

精密测量是研究量子电动力学频移的理想选择, 比如可研究同核电荷成四次方的兰姆(Lamb)位移及相对论所引起的能量修正。当前, 根据包含量子电动力学及反冲修正的Hylleraas变分算法<sup>[4]</sup>, 可以得到精确的跃迁频率、同位素频移和精细结构分裂。通过对比同位素位移的高精度测量值和对应能量理论的精确计算值, 可以在亚飞米的精度上确定核电荷半径。这比从电子散射所得到的精度高一个数量级, 可以更精确地得到核物质的质量和电荷分布, 从而进一步验证和测试核物理模型<sup>[5–7]</sup>。

锂原子的 $D_1$ 和 $D_2$ 线的跃迁频率、同位素位移及精细结构分裂已被各种不同的方法测量过, 包括能级交叉、光学双共振、Fourier变换、频率调制谱<sup>[8–13]</sup>等。2001年, 美国国家标准局(NIST)Porto研究组<sup>[14]</sup>运用光学频率梳, 在热原子束中测量了锂原子的精细分裂, 发现了原子 $D_2$ 线的荧光干涉现象。然而使用不同方法测量得到的实验值不一致, 并且这些实验值与理论计算值之间存在较大的分歧, 特别是在锂原子的 $D_2$ 和 $D_2$ 线的同位素测

\* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0304201)、国家自然科学基金(批准号: 11734008, 11374101, 91536112, 116214040)、上海市优秀学术带头人(批准号: 17XD1401500)和上海市基础研究重大研究计划(批准号: 17JC1400500)。

† 通信作者。E-mail: [hbwu@phy.ecnu.edu.cn](mailto:hbwu@phy.ecnu.edu.cn)

量中具有极大的分歧,需要进一步发展新的高分辨测量方法.

几乎之前所有的测量都在热原子束中进行,为了消除多普勒效应,光束和原子束要尽量垂直.为了进一步消除多普勒频移,则需选择在冷原子中进行测量.比如对一典型温度为  $50 \mu\text{K}$  的冷 Li 原子,其平均速度约  $0.37 \text{ m/s}$ ,其多普勒频移在 kHz 量级,能提高光谱的分辨率.

但锂原子具有质量轻、反冲动量大等特点,使其很难冷却到极低的温度.特别是用于冷却锂原子的  $D_2$  线超精细激发态不可分辨(超精细分裂小于原子的激发态寿命),很难实现有效的西西弗斯(Sisyphus cooling)冷却,进入亚多普勒温度范围.通常对于超冷原子实验而言,一般方法是将磁光阱(magneto-optical trap, MOT)冷却所获得的冷锂原子直接装载在大功率远失谐激光的偶极阱中,进行蒸发冷却.这样虽然可以将原子直接冷却到亚  $\mu\text{K}$  量级,但与此同时也极大地损失了原子数目.一般  $10^8$  个原子,蒸发冷却后剩余  $10^5$  个左右的超冷原子.且蒸发冷却过程比较复杂,主要用于研究锂原子的玻色-爱因斯坦凝聚和费米气体简并实验.

在本文中,我们实现了大数目的 ${}^6\text{Li}$ 冷原子的

激光冷却和俘获;发展了基于西西弗斯冷却和速度选择的相干布居俘获(velocity-selected coherent population trapping, VSCPT)的  $D_1$  线冷却,原子的温度被冷却到近  $50 \mu\text{K}$ , 小于其多普勒冷却极限温度;结合高精度的光学频率梳和新的光学探测方法,在 ${}^6\text{Li}$ 冷原子中测量了  $D_1$  线跃迁的绝对频率以及超精细分裂,结果和理论的预测相一致.

## 2 ${}^6\text{Li}$ 冷原子的激光冷却和俘获

实验所采用的真空系统为二级真空系统,主真空部分采用标准的磁光冷却技术获得冷原子.首先 ${}^6\text{Li}$ 被加热到  $673 \text{ K}$ ,获得大的饱和蒸气压,然后再使用 Zeeman 减速器对其进行减速. Zeeman 减速器由 8 个线圈组成,前 7 个由一个 DC 电源提供电流,第 8 个由另一个电源提供相反的电流,在  $9.5 \text{ A}$  时在轴心产生的磁场大约  $900 \text{ G}$ ,对应可减速原子的速度为  $v_{\text{cap}} = 830 \text{ m/s}$ .实验中的 Zeeman 减速光在真空窗口的  $e^{-2}$  直径为  $1.4 \text{ cm}$ ,且会聚焦点在炉子的出口处.  $30 \text{ cm}$  长的 Zeeman 减速器可以使原子的轴向的速度减到  $50 \text{ m/s}$ .

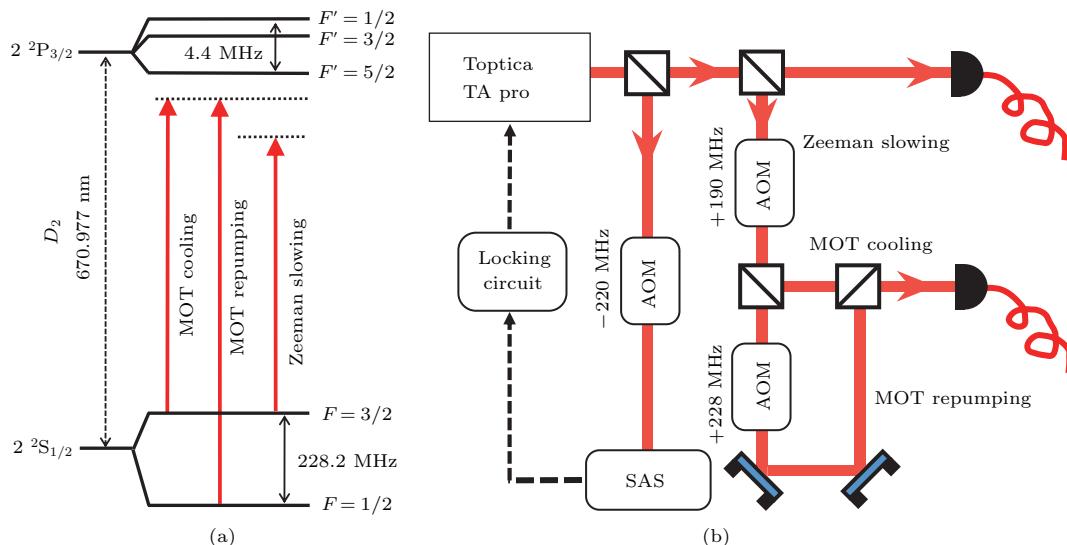


图1  ${}^6\text{Li}$ 原子的能级图(a)和实验装置示意图(b), 冷却和再泵浦激光的频率和振幅都由双次通过的声光调制器控制, SMPMF 是单模保偏的光纤, 用来空间过滤和光束整形

Fig. 1.  ${}^6\text{Li}$  energy level: (a) Experiment setup; (b) MOT cooling and repumping double pass acousto-optical modulators (AOMs) to achieve frequency shift and amplitude modulation. SMPMF is the single mode polarization maintained fiber, which is used for space-filtering and beam-shaping.

${}^6\text{Li}$ 原子的能级图和磁光冷却的实验设计如图 1 所示.一个输出约  $400 \text{ mW}$  的可调谐的外腔半导体激光器(Toptica TA Pro)用来实现原子的磁光

冷却和俘获(MOT).激光的频率通过饱和吸收谱技术锁定在  $D_2$  跃迁线  $2\text{S}_{1/2}, F = 3/2 \rightarrow 2\text{P}_{3/2}, F = 5/2$  的  $-200 \text{ MHz}$ , 激光直接输出的一部分

(100 mW) 被用作为 Zeeman 减速光. 其他的光经过两个声光调制器 (acousto-optical modulators, AOMs), 以实现冷却光和再泵浦光. 激光输出耦合进单模保偏的光纤以改善空间的光束质量. 最终冷却光的频率为  $-30$  MHz, 功率为 50 mW; 而再泵浦光的频率为  $-258$  MHz, 功率为 16 mW; 光束的直径为 1.4 cm (强度的  $e^{-2}$ ). 梯度磁场由一对同轴的反向亥姆赫兹线圈产生. 5 s 的时间可以在磁光阱中装载  $10^8$  原子. 实验背景真空为超高真空 (近  $10^{-12}$  Torr).

### 3 灰色黏胶冷却 (gray molasses)

经过磁光冷却和俘获,  ${}^6\text{Li}$  MOT 原子的温度大约在  $200$   $\mu\text{K}$ , 由于其激发态不可分辨, 没有普通意义的亚多普勒冷却机制. 这里采用  $D_1$  线激光构成的灰色黏胶冷却 (gray molasses, GM) 进一步降低原子的温度. 灰色黏胶冷理论最初是 Grynberg 等<sup>[15]</sup> 在 1994 年提出的. 通过  $D_1$  线冷却, 原子将被制备在暗态, 暗态原子的荧光十分微弱, 故称为灰色黏胶冷却.

本质上灰色黏胶冷却是西西弗斯冷却和速度选择的相干布居俘获共同作用的结果. 首先利用蓝失谐光缀饰出亮态和暗态, 同时相向对打的偏振光 (线偏振或圆偏振), 在空间上产生偏振梯度, 使亮态在不同的位置产生不同的光致失谐, 而暗态不与光场耦合, 其能级不发生移动. 虽然暗态本身不与光场耦合, 但由于原子运动, 处于暗态的原子将会跃迁到亮态. 原子处在暗态的寿命与其速度的平方成反比, 具有一定速度的原子才能进入亮态, 相对低速的原子被囚禁在暗态. 再加上使用蓝失谐光缀饰的原子, 亮态能量高于暗态, 所以由于原子运动导致从暗态到亮态的耦合, 更容易发生在亮态势的最低点. 一定速度的原子从暗态到达亮态之后, 一定时间后运动到势的较高点, 同时其动能在爬坡过程中被损耗, 这样爬坡的过程将会反复出现, 这就是西西弗斯冷却. 而在势较高点, 由于亮态与激发态之间的耦合, 原子被泵浦到激发态, 然后自发辐射光子, 落回暗态. 由此, 高速度的暗态原子其动能不断地被损耗, 一段时间后, 更多低速原子在暗态积聚, 这就是速度选择的布居数俘获. 经过这样的冷却过程, 原子团温度可以被高效地降低到多普勒

温度以下.

考虑温度下降到一定程度时, 到达亮态的原子动能太小, 以至于爬坡效应微弱, 西西弗斯冷却的效果变差, 因此原子的最终平衡温度将和光致失谐有关. 目前 GM 对于多种碱金属原子, 在实验上都达到了很好的冷却效果, 例如  ${}^{40}\text{K}$  冷却到了  $20$   $\mu\text{K}$ ,  ${}^7\text{Li}$  冷却到了  $50$   $\mu\text{K}$ .

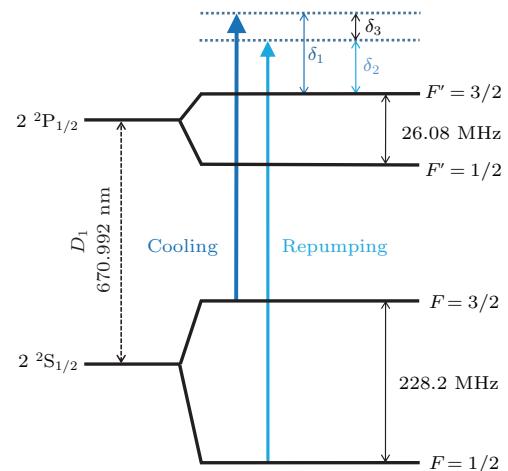


图 2  ${}^6\text{Li}$  灰色黏胶冷却能级结构图 深蓝色表示强的冷却光,  $\delta_1$  蓝失谐于跃迁  $F = 3/2 \rightarrow F' = 3/2$ , 浅蓝色表示弱的再泵浦光,  $\delta_2$  蓝失谐于跃迁  $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$ ,  $\delta_3 = \delta_1 - \delta_2$  为双光子失谐

Fig. 2.  ${}^6\text{Li}$  gray molasses cooling energy level. Deep blue represents strong cooling light, which is  $\delta_1$  blue detuned to transition  $F = 3/2 \rightarrow F' = 3/2$ . Light blue represents weak repumping light, which is  $\delta_2$  blue detuned to transition  $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$ .  $\delta_3 = \delta_1 - \delta_2$  is the two-photon detuning.

如图 2 所示, 实验上在得到  ${}^6\text{Li}$  MOT 后, 关断 MOT 激光场和磁场 ( $100$   $\mu\text{s}$  之内), 开始实施灰色黏胶冷却. 冷却所需的激光来自于一台自制外腔反馈半导体激光器, 激光输出经过光束整形, 进入锁定和声光移频系统. 为了得到稳定锁定、功率大的  $D_1$  线蓝失谐激光, 我们将激光器锁定在  $2S_{1/2}, F = 1/2 \rightarrow 2P_{1/2}, F = 3/2$  和  $2S_{1/2}, F = 3/2 \rightarrow 2P_{1/2}, F = 3/2$  的交叉线蓝失谐  $40$  MHz 处. 具体方法为将激光输出的一部分光经过两个移频分别为  $-120$  MHz 和  $+80$  MHz 串联的 AOM 实现移频  $-40$  MHz. 经过移频的光进入自制的锂原子池, 得到饱和吸收谱, 最终锁定在交叉线的  $+40$  MHz 处. 冷却和再泵浦光分别单次经过一个中心频率在  $110$  MHz 附近的声光调制器可实现双光子失谐  $\delta_3$  的控制.

GM冷却作为磁光阱 MOT 俘获后的二级冷却,  $D_1$  线激光和 MOT 冷却过程中使用  $D_2$  线激光的光路相重合。一般情况下, GM 对原子的背景磁场需求为 100 mG 以下, 避免破坏亮态和暗态在空间的分布。原子处 GM 光束直径为 5.6 mm, 功率密度为  $20I_s$  ( $I_s = 2.5 \text{ mW/cm}^2$  为饱和光强), 蓝失谐  $5\Gamma$ ,  $\Gamma$  为原子的自然线宽; 再泵浦光的功率密度为  $2I_s$ , 频率蓝失谐为  $5\Gamma$ 。GM 冷却光作用 1.5 ms 后, 可实现 50% 的冷却效率, 冷却温度可以达到  $50 \mu\text{K}$ 。

双光子失谐  $\delta_3 = 0$ , 冷却效率和冷却温度随单光子失谐  $\delta_1$  的变化如图 3 所示。在  $\delta_1 > 25 \text{ MHz}$  的一段蓝失谐范围内, GM 冷却有很好的效果。当蓝失谐小于  $25 \text{ MHz}$  时, 冷却温度逐渐升高, 冷却效率快速下降, 这是由于单光子失谐过小, 冷却光近共振导致加热引起的。当单光子蓝失谐大于  $40 \text{ MHz}$  之后, 冷却效率下降, 这是因为过大的单光子失谐使光致失谐变小, 进而使西西弗斯冷却效果减弱, 使冷却过程变慢, 造成原子数的耗散。但总的来说, 单光子失谐在一段区域内, 对冷却效果影响不大, 这一方面也说明了 GM 冷却对激光器锁定的鲁棒性。

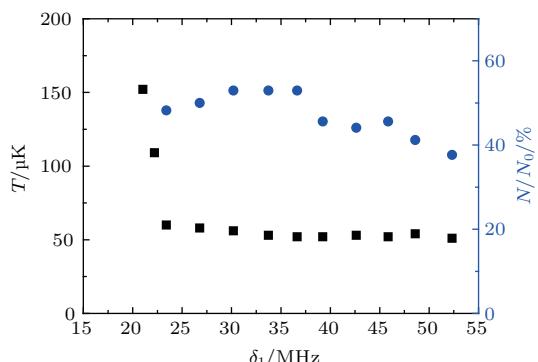


图 3 灰色黏胶冷却后, 冷却温度(黑色方块)和冷却效率(蓝色圆点)随单光子失谐  $\delta_1$  的变化。双光子失谐  $\delta_3 = 0$ , 冷却光和再泵浦光功率密度分别为  $20I_s$  和  $2I_s$ , 冷却时间 1.5 ms

Fig.3. Temperature and fraction of atoms captured in  ${}^6\text{Li } D_1$  molasses as a function of single-photon detuning  $\delta_1$ . Here, the capture phase lasts 1.5 ms,  $\delta_3 = 0$ , the intensity of  $D_1$  cooling and repumping light are  $20I_s$  and  $2I_s$ .

冷却效率和冷却温度随双光子失谐  $\delta_3$  的结果如图 4 所示。在双光子共振处, 冷却效果明显。最低冷却温度在双光子正失谐 1 MHz 处出现, 但同时也降低了冷却效率。在双光子失谐为正的一段区域内, 存在大的反常加热区域。这是因为在弱磁场

下, 冷却光和再泵浦光本身就满足 Raman 共振条件, 可以产生  $\Delta$  型结构, 产生亮态和暗态, 即自身就有冷却效果。冷却光和再泵浦光两者分别形成的 molasses 互相作用, 表现为双光子失谐在大于零的一段区域, 有非常强的加热效果<sup>[16]</sup>。由实验数据可以看出, GM 冷却效果对双光子失谐非常敏感, 实验中我们采用声光移频的方法精确地控制双光子失谐。声光射频来自自制的压控振荡器, 两个压控振荡器间有约 20—100 kHz 的相对频率抖动。接下来我们采用温控的压控振荡器或者采取锁相的办法进一步提升系统的稳定性。

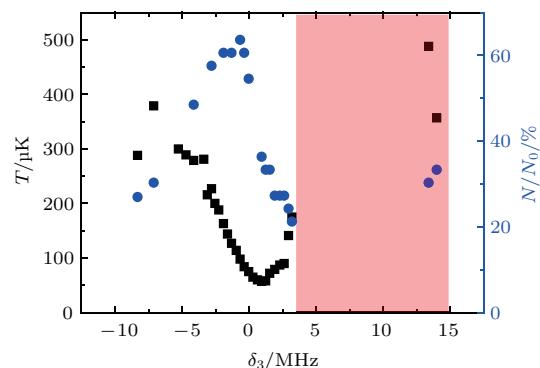


图 4 灰色黏胶冷却后, 冷却温度(黑色方块)和冷却效率(蓝色圆点)随双光子失谐  $\delta_3$  的变化。单光子失谐  $\delta_1 = 5\Gamma$ , 冷却光和再泵浦光功率密度分别为  $20I_s$  和  $2I_s$ , 冷却时间 1.5 ms

Fig. 4. Temperature and fraction of atoms captured in  ${}^6\text{Li } D_1$  molasses as a function of two-photon detuning  $\delta_3$ . Here, the capture phase lasts 1.5 ms,  $\delta_1 = 5\Gamma$ , the intensity of  $D_1$  cooling and repumping light are  $20I_s$  and  $2I_s$ .

原子的温度采用测量原子团尺寸随时间展开的方法来确定, 原子团的尺寸通过吸收成像标定。对初始温度为  $200 \mu\text{K}$  原子, 经过约  $660 \mu\text{s}$  原子团体积展开到初始状态的两倍。经过灰色黏胶  $D_1$  冷却, 原子团温度降低到  $50 \mu\text{K}$ , 原子团的大小在经过约  $1620 \mu\text{s}$  才展开到初始状态的两倍, 有效地延长了原子的寿命。并且经过灰色黏胶冷却, 原子团的相空间密度增加了 27 倍, 可以为蒸发冷却和精密测量等进一步实验提供高品质的初态样品原子。

#### 4 ${}^6\text{Li}$ 频率和超精细分裂测量

GM 的冷却光和再泵浦光快速关断后, 用一束弱探针光与原子相互作用, 利用光电倍增管得到原子的荧光信号。这里探针激光是由一台拍频锁定在光梳上的外腔反馈半导体激光器提供, 实验设置如

图5所示。激光器输出的光在偏振分束棱镜(PBS)上分为两部分，一部分同光梳拍频，通过相位锁定模块，使激光器锁定到光梳上。

实验上使用的光梳锁定在微波铷钟参考源上，铷钟在GPS训频下，100 s内积分，可以得到频率稳定性(allan deviation)约为 $3 \times 10^{-12}$ 。探针光的频率扫描和开关通过一个双次穿过的声光调制器来控制。探针光的光强为200 nW/mm<sup>2</sup>，小于 $0.01I_s$ ，极大地减弱了谱线的功率增宽，探针光和原子的作用时间2 ms。

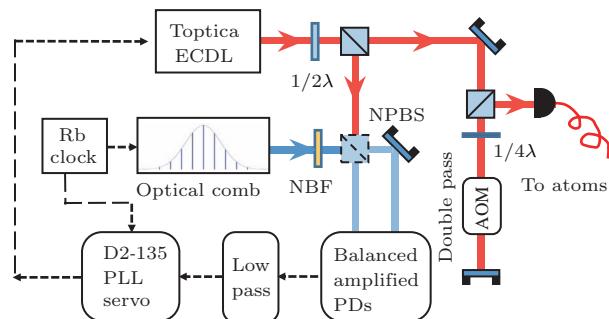


图5 原子谱线绝对频率测量中探测激光的实验设置

其中NBF为窄带滤波片，NPBS为偏振不敏感的分束棱镜

Fig. 5. The setup of absolute frequency measurement. NBF is a narrow band filter and NPBS is a non-polarizing cube beamsplitter.

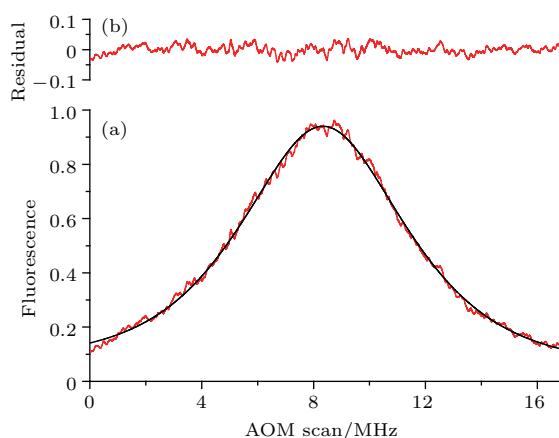


图6  ${}^6\text{Li } D_1$  线  $F = 1/2 \rightarrow 3/2$  冷原子的荧光谱 (a) 红色线为荧光测量值，黑色线为Voigt拟合曲线；(b) 拟合残差

Fig. 6.  ${}^6\text{Li } D_1$  line fluorescence profile and fitting: (a) Red line is the measurement data, black line is the Voigt function fitting curve; (b) fitting residual.

典型的 ${}^6\text{Li}$ 冷原子的 $D_1$ 线荧光谱如图6所示。由于实验中冷原子的温度在50 μK—100 μK之间，其Doppler增宽不能完全消除，其谱线不是理想的Lorentz线型，一般用Voigt线型描述，实验中采用洛伦兹线型和高斯线型的组合来拟合荧光谱的

Voigt线型<sup>[17]</sup>。相比于其5.87 MHz激发态线宽，最终测量得到原子线宽约7.5 MHz。这里的增宽主要是由于剩余的多普勒增宽、磁场展宽、功率展宽、碰撞展宽和渡越增宽导致，考虑这些因素的谱线展宽为7.4 MHz，与实验测量的结果接近。

实验上测量得到的 ${}^6\text{Li}$ 原子的 $D_1$ 线的跃迁频率如表1所列。为了比较，NIST Porto研究组(Ref. [14])和Natarajan组(Ref. [13])的测量也列在表中，可以看到，我们的测量和NIST组(Ref. [14])基于光频梳的锂原子频率测量相一致。

表1  ${}^6\text{Li } D_1$  线的频率测量

Table 1. Measured frequencies of  ${}^6\text{Li } D_1$  line.

${}^6\text{Li } D_1$ 线	Frequency (MHz)	Reference
	446789502.616(8)	Ref.[13]
$F = 3/2 \rightarrow 1/2$	446789504.193(30)	Ref.[14]
	446789503.080(35)	This work
	446789528.716(10)	Ref.[13]
$F = 3/2 \rightarrow 3/2$	446789530.215(30)	Ref.[14]
	446789529.198(36)	This work
	446789730.821(26)	Ref.[13]
$F = 1/2 \rightarrow 1/2$	446789732.437(30)	Ref.[14]
	446789731.316(50)	This work
	446789756.942(16)	Ref.[13]
$F = 1/2 \rightarrow 1/2$	446789758.491(30)	Ref.[14]
	446789757.476(29)	This work

基于以上频率的精密测量，我们测量了基态 $2S_{1/2}$ 和 $D_1$ 线激发态 $2P_{1/2}$ 的超精细分裂，测量结果分别如图7和图8所示。

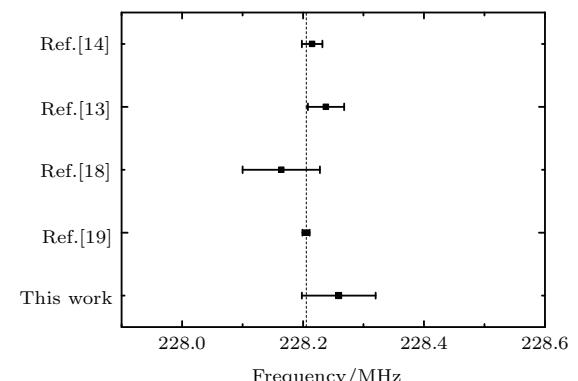


图7  ${}^6\text{Li}$  基态  $2S_{1/2}$  超精细结构测量值<sup>[14,13,18,19]</sup>，虚线为原子束磁共振方法测量  $g_j$  后计算得的精确值<sup>[20]</sup>

Fig. 7. Comparison between theory and experiment for  ${}^6\text{Li } 2S_{1/2}$  hyperfine-splitting<sup>[14,13,18,19]</sup>. The vertical line indicates the accurate theoretical value calculated through  $g_j$  measured by atomic beam magnetic resonance (Ref. [20]).

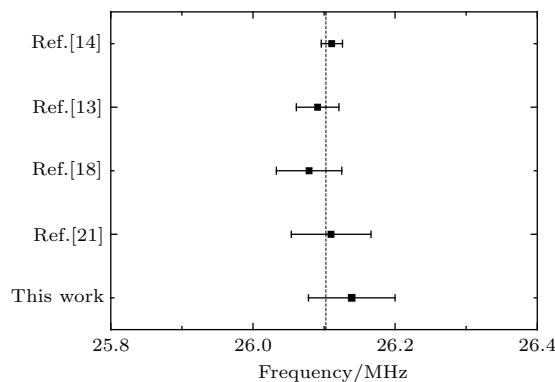


图8  ${}^6\text{Li}$  激发态  $2\text{P}_{1/2}$  超精细结构测量值 [13,14,18,21], 虚线为通过显关联的Hylleraas基集得到的高精度理论计算值 [3]

Fig. 8. Comparison between theory and experiment for  ${}^6\text{Li}$   $2\text{P}_{1/2}$  hyperfine-splitting [13,14,18,21]. The vertical line indicates the accurate theoretical value calculated by the explicitly correlated Hylleraas basis set (Ref. [3]).

统计误差主要来源于激光器锁定的抖动和声光调制器的射频扫描稳定性. 冷原子制备好之后, 单次测量时间为2 ms, 声光调制器以14.6 kHz步进, 在这段时间内扫过范围约30 MHz. 通过拍频测量, 频率扫描的稳定性优于1 kHz. 我们通过对每个跃迁谱线进行多次测量(50—100次), 来降低系统的统计误差.

系统误差由剩余多普勒频移、ac Stark频移、由于背景磁场导致的Zeeman频移和由于碰撞导致的频移等组成. 由于在冷原子中, 原子各个方向运动的速度均受到抑制. 不同于原子束实验为了减小多普勒频移, 光束同原子束两者角度需细致调整 [22]. 在冷原子体系中, 其主要的多普勒频移来源于光压导致原子在光束方向的运动. 为了抑制这种频移, 一方面通过探针光对打原子的方式, 减弱了原子的定向加速; 另一方面, 实验中使用的探针光功率密度非常弱(小于  $0.01I_s$ ). 为了在实验上验证这种频移, 在一次扫谱之后, 在原子剩余的存在时间内, 加入第二次扫谱, 得到目标跃迁频率位置的移动在两次扫描中小于5 kHz. 由于在冷原子系统中施加的探针光功率密度更弱, 相比于之前的原子束实验所得到的ac Stark频移, 本实验中约为2 kHz.

通过两束远失谐、长作用时间的Raman光, 可以扫描原子基态Zeeman分裂, 精确测量原子所感应的磁场大小. 我们通过调整三对大尺寸亥姆霍兹线圈的电流, 控制施加在原子处的补偿磁场, 实验时原子处的磁场小于20 mG. 下一步, 将通过对真

空腔体包裹多层 $\mu$ -metal来进一步削弱环境带来的背景磁场 [23]. 实验中得到的稀薄冷原子气体, 密度大约为  $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , 由碰撞带来的频移小于0.3 kHz.

${}^6\text{Li}$ 原子的  $D_2$  线其激发态的超精细分裂小于自然线宽, 在实验上普通的光谱难以分辨. 尽管在参考文献[14]中利用量子干涉实现了部分分辨, 而在我们的实验中采用光场相位调制和快速开关的方法, 可以基本上分辨其超精细的能级. 其具体的精细分裂测量还在进行中.

## 5 结 论

综上, 本文中已实现了在MOT冷却的基础上, 对  ${}^6\text{Li}$  原子的  $D_1$  线 gray molasses 冷却, 最终使原子温度低于多普勒冷却极限, 达到  $50 \mu\text{K}$ ; 结合光学频率梳, 实验上测量了其  $D_1$  线的跃迁频率和超精细分裂, 测量的结果和理论计算相接近, 可以与目前最精确的测量相比较. 同时, 需要发展新的测量方法去精确地测量其不可分辨的  $D_2$  线频率和超精细分裂. 下一步, 我们将同时精密测量  ${}^6\text{Li}$  和  ${}^7\text{Li}$  的频率, 在更高的精度上测量其同位素位移以及核半径的大小.

## 参 考 文 献

- [1] Yan Z, Drake G W F 2002 *Phys. Rev. A* **66** 042504
- [2] Yan Z, Norterhauser W, Drake G W F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 243002
- [3] Puchalski M, Pachucki K 2009 *Phys. Rev. A* **79** 032510
- [4] Puchalski M, Moro A M, Pachucki K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 133001
- [5] Sánchez R, Nörterhäuser W, Ewald G, Albers D, Behr J, Brück P, Bushaw B A, Dax A, Dilling J, Dombrowsky M, Drake G W F, Götte S, Kirchner R, Kluge H J, Kühl Th, Lassen J, Levy C D P, Pearson M R, Prime E J, Ryjkov V, Wojtaszek A, Yan Z C, Zimmermann C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 033002
- [6] Noble G, Schultz B, Ming H, Wijngaarden W 2006 *Phys. Rev. A* **74** 012502
- [7] Pieper S, Pandharipande V, Wiringa R, Carlson J 2001 *Phys. Rev. C* **64** 014001
- [8] Puchalski M, Pachucki K 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 073004
- [9] Borg K C, Eck T G, Wider H 1967 *Phys. Rev.* **153** 91
- [10] Arimondo E, Inguscio M, Violino P 1977 *Rev. Mod. Phys.* **49** 31
- [11] Radziemski L J, Engleman R, Brault J W 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4462

- [12] Sansonetti C J, Richou B, Engleman R, Radziemski L J 1995 *Phys. Rev. A* **52** 2682
- [13] Das D, Natarajan V 2007 *Phys. Rev. A* **75** 052508
- [14] Sansonetti C, Simien C, Gillaspy J, Tan J, Brewer S, Brown R, Wu S J, Porto J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **107** 023001
- [15] Grynberg G, Courtois J Y 1994 *EPL* **27** 41
- [16] Grier A, Ferrier-Barbut I, Rem B, Delehaye M, Khaykovich L, Chevy F, Salomon C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063411
- [17] Liu Y, Lin J, Huang G, Guo Y, Duan C 2001 *J. Opt. Soc. Am. B* **18** 666
- [18] Walls J, Ashby R, Clarke J J, Lu B, Wijngaarden W A 2003 *Eur. Phys. J. D* **22** 159
- [19] Das D, Natarajan V 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 035001
- [20] Beckmann A, Böklen K D, Elke D 1974 *Z. Phys.* **270** 173
- [21] Noble G A, Schultz B E, Ming H, Wijngaarden W A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 012502
- [22] Lien Y H, Lo K J, Chen H C, Chen J R, Tian J Y, Shy J T, Liu Y W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 042511
- [23] Chang H, Myneni K, Smith D D, Liaghati-Mobarhan H R 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 063101

## SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

# Precise measurement of ${}^6\text{Li}$ transition frequencies and hyperfine splitting\*

Wu Yue-Long<sup>1)</sup> Li Rui<sup>1)</sup> Rui Yang<sup>1)</sup> Jiang Hai-Feng<sup>2)</sup> Wu Hai-Bin<sup>1)</sup><sup>†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

2) (*National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China*)

(Received 26 May 2018; revised manuscript received 4 July 2018 )

## Abstract

In this paper, we report a precision measurement of hyperfine splitting and absolute frequency of  $D_1$  line in cold  ${}^6\text{Li}$  atoms. The gray molasses is realized in the experiment and the temperature is cooled to about 50  $\mu\text{K}$ , which is lower than the Doppler cooling limit, 140  $\mu\text{K}$ . By use of an optical comb, the absolute frequencies and corresponding hyperfine splitting are measured. We obtain frequencies of 446789503.080(35) MHz, 446789529.198(36) MHz, 446789731.316(50) MHz and 446789757.476(29) MHz for the  $D_1$  line. The results are in reasonable agreement with the theoretical calculations and consistent with earlier measurements. They could provide an important foundation for future frequency measurement,  $\alpha$  constant and nuclear radius.

**Keywords:**  ${}^6\text{Li}$  cold atoms, gray molasses, optical comb, precision measurement

**PACS:** 32.10.Fn, 37.10.De, 42.50.Gy, 42.62.Eh

**DOI:** 10.7498/aps.67.20181021

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0304201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11734008, 11374101, 91536112, 116214040), Shanghai Outstanding Academic Leader, China (Grant No. 17XD1401500), and Shanghai Major Research Projects of Basic Research, China (Grant No. 17JC1400500).

† Corresponding author. E-mail: hbwu@phy.ecnu.edu.cn

氦原子 $2^3S$ -- $2^3P$ 精密光谱研究

郑昕 孙羽 陈娇娇 胡水明

Precision spectroscopy on the  $2^3S$ -- $2^3P$  transition of atomic helium

Zheng Xin Sun Yu Robert Chen Jiao-Jiao Hu Shui-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 164203 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180914

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180914>

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

[高准确度的钙离子光频标](#)

$^{40}\text{Ca}^+$  optical frequency standards with high accuracy

物理学报.2018, 67(16): 164202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180876>

[基于高精细度光腔锁频激光的分子吸收光谱测量](#)

Measurement of molecular absorption spectrum with a laser locked on a high-finesse cavity

物理学报.2018, 67(10): 104206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172532>

[基于噪声免疫腔增强光外差分子光谱技术实现光纤激光器到 1530.58 nm  \$\text{NH}\_3\$  亚多普勒饱和光谱的频率锁定](#)

Frequency locking of fiber laser to 1530.58 nm  $\text{NH}_3$  sub-Doppler saturation spectrum based on noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectroscopy technique

物理学报.2018, 67(10): 104207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172541>

[2.0  \$\mu\text{m}\$ 附近模拟呼吸气体中 \$^{13}\text{CO}\_2\$ / \$^{12}\text{CO}\_2\$  同位素丰度的高精度实时在线测量](#)

Highly precise and real-time measurements of  $^{13}\text{CO}_2$ / $^{12}\text{CO}_2$  isotopic ratio in breath using a 2  $\mu\text{m}$  diode laser

物理学报.2018, 67(6): 064206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171861>

[基于TDLAS技术的水汽低温吸收光谱参数测量](#)

Measuring spectral parameters of water vapor at low temperature based on tunable diode laser absorption spectroscopy

物理学报.2017, 66(20): 204204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.204204>

## 专题: 精密测量物理

氢原子 $2^3S$ — $2^3P$ 精密光谱研究\*郑昕<sup>1)2)</sup> 孙羽<sup>1)2)</sup> 陈娇娇<sup>1)2)</sup> 胡水明<sup>1)2)</sup>†

1)(中国科学技术大学, 合肥微尺度国家物质科学中心, 合肥 230026)

2)(中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026)

(2018年5月8日收到; 2018年7月11日收到修改稿)

氢原子是最基本的多电子原子, 其精密谱是十分理想的检验多电子量子电动力学计算的平台, 同时也是利用原子能级结构测定精细结构常数 $\alpha$ 的理想体系, 还能获得原子核结构信息。本文结合我们团队的工作, 综述基于氢原子的少体原子精密光谱研究。其中, 主要包括氢原子 $2^3P_J$ 精细结构分裂, 以及 $2^3S$ — $2^3P$ 跃迁频率测定等研究, 并对相关工作的前景进行了展望。

**关键词:** 氢原子, 精密光谱, 精细结构常数, 量子电动力学

**PACS:** 42.62.Fi, 32.30.-r, 12.20.-m, 06.20.Jr

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180914

## 1 引言

## 1.1 氢原子光谱与“质子半径之谜”

氢原子是最简单的原子, 被认为是原子物理学的基石<sup>[1]</sup>, 直接促成了量子力学的建立<sup>[2,3]</sup>。Lamb位移的发现<sup>[4,5]</sup>, 直接推动了量子电动力学(Quantum Electrodynamics, QED)的诞生<sup>[6–8]</sup>。在QED理论提出的60余年后, Aoyama等<sup>[9]</sup>成功计算了12672张费曼圈图, 实现了电子反常磁矩 $(\alpha/\pi)^5$ 阶QED修正的计算, 将g-2的理论精度提高至 $10^{-10}$ 水平, 并与当前最精密的实验结果<sup>[10]</sup>符合得相当好, 结合理论与实验结果, 将精细结构常数 $\alpha$ 测定至0.37 ppb。

基于少体原子的精密光谱研究, 如氢原子(H)、类氢体系( $\bar{H}$ ,  $He^+$ ,  $\mu$ -p), 纯轻子原子( $e^+e^-$ ,  $\mu^+e^-$ ), 以及氦原子(He), 在近代物理学发展中扮演着至关重要的角色。由于它们能级结构相对简单, 可以利用仅依赖于基本物理常数的从头计算法

(*ab-initio*)进行理论计算, 得到高精度的理论预测结果。在实验上, 我们可通过精密光谱方法探测原子的能级结构, 并对相关理论进行检验。如果实验和理论中存在明显的偏差, 则预示着可能存在尚未被发现的系统效应, 或者有可能从中发现“超越标准模型(standard model)的新物理”。

结合束缚态QED理论, 高精度氢原子光谱被用于测定基本物理常数——里德伯常数 $R_\infty$ 和质子半径 $r_p$ <sup>[11]</sup>。氢原子能级可以写作<sup>[12]</sup>:

$$E_{nlj} = R_\infty \left( -\frac{1}{n^2} + f_{nlj}(\alpha, \frac{m}{M_p}, \dots) + \delta_{l0} \frac{C_{NS}}{n^3} r_p^2 \right), \quad (1)$$

其中 $n$ ,  $l$ 和 $j$ 分别是主量子数、轨道量子数以及总角动量量子数;  $f_{nlj}$ 项来自于相对论、QED等效应的修正,  $C_{NS}$ 为核大小效应的修正系数,  $\delta_{l0}$ 为克罗内克函数。<sup>(1)</sup>式中包含四个基本物理常数: 里德伯常数 $R_\infty$ , 精细结构常数 $\alpha$ , 电子质子质量比 $m/M_p$ , 以及质子半径 $r_p$ 。由于 $\alpha$ 和 $m/M_p$ 可分别通过反常磁矩和离子阱实验准确测定, 因此H原子光谱直接与另外两个参数—— $R_\infty$ 和 $r_p$ 相关。很

\* 中国科学院先导(B)(批准号: XDB21010400, XDB21020100)、国家自然科学基金(批准号: 91736101, 21688102, 11304303, 91436209)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB834602)资助的课题。

† 通信作者。E-mail: smhu@ustc.edu.cn

显然, 利用两支氢原子跃迁即可以得到一组  $R_\infty$  和  $r_p$  的数值。实际处理中, 通常将精度高达  $10^{-15}$  的 1S—2S 跃迁<sup>[13,14]</sup>作为固定参量, 再将其余跃迁依次代入, 经加权平均后即可得到基于 H 光谱的质子半径数据。

然而, 从 H 光谱得到的质子半径精度仅为 1%, 利用不依赖于 QED 理论的电子散射方法所得到的质子半径精度也只有 2%<sup>[15]</sup>。相较之下, 利用  $\mu$ -p 原子 2S—2P 兰姆位移可以得到相当高精度的质子半径结果, 原因是  $\mu$  子质量相比电子质量要大约 200 倍(玻尔半径小约 200 倍), 因此  $\mu$  子波函数与核的重叠更多,  $\mu$ -p 对核效应的敏感度要高至少 6 个数量级( $\propto m_r^3$ , 其中  $m_r$  为轻子约化质量), 利用现有的里德伯常数结果即可得到非常高精度的质子半径<sup>[16–18]</sup>。然而, CREMA (Charge Radius Experiments with Muonic Atoms) 研究组的实验结果却令人十分震惊, 利用  $\mu$ -p 测定的质子半径精度相比 H 要好一个数量级, 但是两者之间的偏差竟达到 7 倍标准差<sup>[16]</sup>:

$$\begin{aligned} r_p(\text{H}) &= 0.8770(45) \text{ fm}, \\ r_p(\mu\text{-p}) &= 0.8409(4) \text{ fm}. \end{aligned} \quad (2)$$

在标准模型中, 轻子( $\mu^-$  和  $e^-$ )与核的电磁相互作用相同, 从这两个体系所测得的质子半径不应当存在任何差别, 除非其中存在着尚未被发现的新物理。该偏差在当前物理框架下无法解释, 也被称之为“质子半径之谜”<sup>[19]</sup>。“质子半径之谜”推动了一系列检验工作, 包括重新测量(电子)氢原子 2S—4P 跃迁<sup>[12,20]</sup>, 1S—3S 跃迁<sup>[21,22]</sup>, 2S—2P 兰姆位移。

2017 年, 德国马普所的 Hänsch 研究组<sup>[12]</sup>重新测定(电子)氢原子的 2S—4P 跃迁频率, 他们仔细分析了量子干涉效应, 结合 Lorentz 和 Fano 线型构造新线型拟合实验光谱, 将量子干涉效应带来的系统误差抑制至亚 kHz, 并将 2S—4P 跃迁频率测定至 2.3 kHz(相对精度  $10^{-12}$ ), 相当于自然线宽(约 13 MHz)的万分之一。出乎意料的是, 结合该实验结果、1S—2S 跃迁频率以及相关理论计算所得到的质子半径(以及里德伯常数), 与 CODATA (The Committee on Data for Science and Technology) 推荐值以及(电子)氢光谱数据存在  $3.3\sigma$  偏差, 却与  $\mu$ -p 结果在一倍标准差内符合得非常好, 这为解决“质子半径之谜”提供了新的可能。

## 1.2 氦原子精密谱与基本物理常数测定

相比结构简单的氢原子, 氦原子由于三体相互作用的存在, 使得无法解析求解其 Schrödinger 方程, 因此氦原子能级结构的理论计算相比氢原子要复杂许多。它的束缚态能量计算依赖于 NRQED (non-relativistic quantum electrodynamics) 方法<sup>[23,24]</sup>。NRQED 是一种描述自旋  $1/2$  粒子非相对论相互作用的有效场理论方法, 它的核心思想(也是基本假设)是原子能级可以写作精细结构常数  $\alpha$  的阶数展开<sup>[25]</sup>:

$$\begin{aligned} E\left(\alpha, \frac{m}{M}\right) = & m\alpha^2 \mathcal{E}^{(2)}\left(\frac{m}{M}\right) + m\alpha^4 \mathcal{E}^{(4)}\left(\frac{m}{M}\right) \\ & + m\alpha^5 \mathcal{E}^{(5)}\left(\frac{m}{M}\right) + m\alpha^6 \mathcal{E}^{(6)}\left(\frac{m}{M}\right) \\ & + m\alpha^7 \mathcal{E}^{(7)}\left(\frac{m}{M}\right) + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, 系数  $\mathcal{E}^{(n)}$  可以按电子-原子核质量比  $(m/M)$  做级数展开:

$$\mathcal{E}^{(i)}\left(\frac{m}{M}\right) = \mathcal{E}^{(i,0)} + \frac{m}{M} \mathcal{E}^{(i,1)} + \left(\frac{m}{M}\right)^2 \mathcal{E}^{(i,2)} + \dots, \quad (4)$$

(3) 和 (4) 式中的展开系数均可写作非相对论波函数下有效哈密顿量的期望值  $\langle \hat{H}_{\text{eff}} \rangle$ , 因此 NRQED 的核心问题就在于如何推导这些高阶算符。

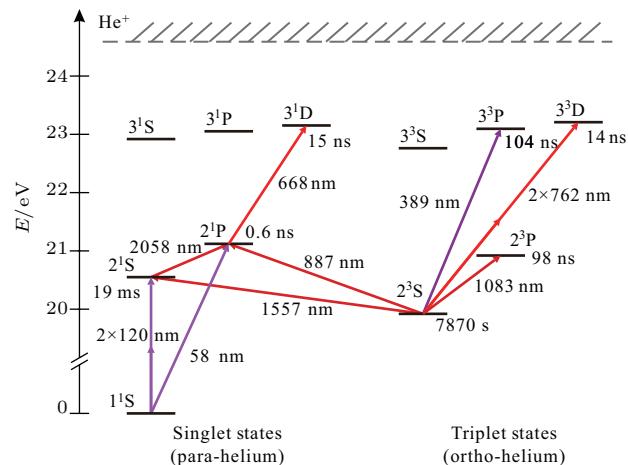


图 1 氦原子能级结构示意图

Fig. 1. The energy levels of atomic helium.

由于氦原子核外存在两个自由电子, 其自旋对称性导致氦原子存在单重态和三重态结构, 如图 1 所示。其中被广泛研究的能级主要集中在激光技术较为成熟的近红外波段, 如 1083 nm 附近的三重态跃迁  $2^3S$ — $2^3P$ <sup>[26–36]</sup>,  $2\times 762$  nm 双光子

跃迁 $2^3S-3^3D$ <sup>[37]</sup>, 2058 nm 的单重态跃迁 $2^1S-2^1P$ <sup>[38]</sup>, 以及在量子简并气体中实现的单重态-三重态电偶极禁戒跃迁 $2^3S-2^1S$ ,  $2^3S-2^1P$ <sup>[39-41]</sup>. 利用氦原子 389 nm 跃迁还可对奇异核素进行研究, Lu 等<sup>[42-44]</sup>通过精密测定磁光阱中 ${}^4He$ ,  ${}^6He$  和 ${}^8He$  同位素频移, 得到高精度的 ${}^6He$ ,  ${}^8He$  核电荷半径. 值得一提的是, 涉及基态 $1^1S$  的跃迁对 QED、核效应更为敏感, 是用于检验基本物理规律的理想平台. 但由于基态跃迁的波长往往在极紫外波段 (extreme ultraviolet, XUV), 其实验难度非常大, 自 1997 年 Eikema 等<sup>[45,46]</sup>完成 $1^1S-2^1P$  跃迁测量后, 实验进展相对缓慢. 进入 21 世纪后, 随着高次谐波技术的成熟, XUV 激光的发展取得长足的进步<sup>[47,48]</sup>, 相信在不久的将来氦原子的基态跃迁将得到更深入的研究.

### 1.2.1 氦原子 $2^3P_J$ 精细结构分裂与 $\alpha$ 常数

从(3)式可见, 在假定 QED 理论正确的前提下, 通过精密探测原子能级精细结构分裂, 可以测定精细结构常数 $\alpha$ . 1964 年, Schwartz<sup>[49]</sup>指出利用氦原子 $2^3P_J$  精细结构分裂有望将 $\alpha$  常数测定至 $10^{-6}$ , 相比氢原子 $2P_{1/2}-2P_{3/2}$  精细结构分裂, 氦原子的优势在于其 $2^3P$  态的寿命要高 2 个数量级 (98 ns), 精细结构分裂更大 (32 GHz), 因此在相同测量精度下, 利用氦原子有望获得更高精度的 $\alpha$  常数 ( $\propto \delta\nu/\nu$ ). Schwartz 的工作推动了氦原子理论计算的发展. 1974 年, Douglas 和 Kroll<sup>[50]</sup>解决了二阶 Breit 算符展开的不收敛问题, 首次实现 $\alpha^6m$  阶 QED 修正计算. 1995 年, Yan 和 Drake<sup>[51]</sup>完善了 Douglas-Kroll 二阶微扰论方法, 实现 $\alpha^6m$  阶 QED 修正的完备计算, 并成功将之推广到类氦离子体系中. 1996 年, Zhang 等<sup>[52]</sup>首次计算部分 $\alpha^7m$  阶 QED 修正, 使得理论精度突破 $10^{-7}$ .

2010 年, Pachucki 等<sup>[53-55]</sup>重新检查了 $\alpha^6m$  和 $\alpha^6m^2/M$  阶修正, 提高 Bethe 对数积分的计算精度, 并实现了 $\alpha^7m$  阶 QED 修正的完备计算, 将理论计算精度提高至 1.7 kHz, 是目前最好的理论结果. 这也使得氦原子 $2^3P_J$  精细结构分裂成为目前惟一实现 $\alpha^7m$  阶 QED 修正完备计算的原子能级, 体现了其在少体多电子原子束缚态能级计算中的重要性. 除此之外, 氦原子的精细结构分裂还可用于设定电子间自旋相关奇异相互作用的上限<sup>[56]</sup>.

实验上目前最好的结果来自于中国科学技术大学我们研究组<sup>[36]</sup>. 我们将 $2^3P_0-2^3P_2$  分裂测

定至 130 Hz (见图 2), 对应 $\alpha$  常数的精度为 2 ppb. 不难看出, 利用氦原子光谱方法测定 $\alpha$  常数目前受限于理论计算的高阶修正 ( $\alpha^8m$  阶 QED 修正), 并且在较大的分裂 $2^3P_0-2^3P_2$  上各实验方法间尚存在一定的偏差 (详见下文), 因此暂未被 CODATA 采纳为 $\alpha$  常数的调整数据, 这也意味着需要更多的理论和实验工作以解决氦原子精细结构分裂研究中存在的问题.

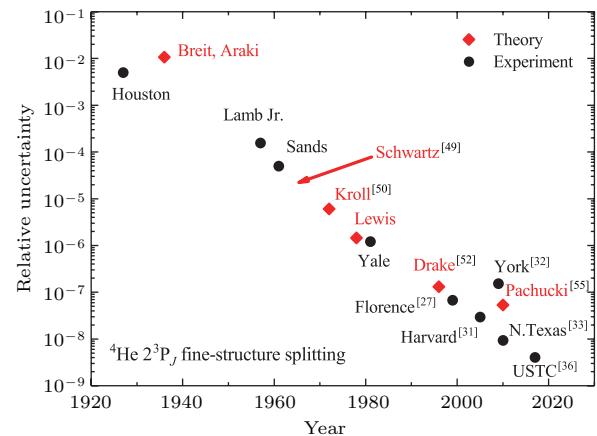


图 2 He 原子 $2^3P_J$  精细结构分裂理论预测与实验结果 (相对精度)

Fig. 2. Relative uncertainty of the experimental results and theoretical predictions for the  $2^3P_J$  fine-structure splittings of helium.

### 1.2.2 $2^3S-2^3P$ 跃迁与氦原子核电荷半径

类似于氢原子, 氦原子 S 态能级对原子核大小效应 (finite nuclear size effect, FNS) 也较为敏感, 因此通过精密测定氦原子跃迁, 将有望得到高精度的氦原子核电荷半径数据. 以 $2^3S-2^3P$  跃迁为例, 通过对实验结果与点电荷近似下的理论计算, 两者之差应当主要来自于核大小效应的贡献:

$$E_{\text{exp}} - E_{\text{theo}} = C \cdot r^2, \quad (5)$$

其中,  $E_{\text{theo}}$  是将 He 原子核视为点电荷的理论计算值;  $C$  为频移系数, 可以通过数值计算精确求解;  $r$  为 He 原子核电荷半径. 目前氦原子能级解离能的计算受限于未被求解的 $\alpha^7m$  阶 QED 修正<sup>[57]</sup>, 精度仅为 2 MHz, 尚未能满足测定核电荷半径的要求. 然而来自波兰华沙大学的 Pachucki 等<sup>[58]</sup>提出, 对于三重态 $2^3S-2^3P$  跃迁,  $\alpha^7m$  阶 QED 修正的计算是有希望实现的. 当理论计算 (点电荷近似下) 的精度突破 10 kHz 时, 通过对理论与实验结果, 有望将氦原子核电荷半径测定至

$$\frac{\delta r}{r} = \frac{1}{2} \frac{\delta E}{E_{\text{FNS}}} \approx 1.5 \times 10^{-3}, \quad (6)$$

其中,  $\delta E$  是理论与实验的总误差,  $E_{\text{FNS}} = 3450 \text{ kHz} \times h$  为核大小效应的贡献<sup>[25]</sup>. 该结果与电子散射结果, 以及将来  $\mu\text{-He}^+$  结果的对比, 将有助于人们解释“质子半径之谜”, 并且是对标准模型中轻子电磁相互作用普适性的直接检验<sup>[59]</sup>.

相比解离能复杂的  $\alpha^7m$  阶 QED 修正, 在  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  同位素频移的 QED 计算中, 由于质量无关项可以被大幅抵消(见(4)式), 因此同位素频移的理论计算可以达到 kHz 精度<sup>[60]</sup>. 这意味着通过对比同位素频移的实验结果与理论预测, 可以得到高精度( $10^{-3}$ )的核电荷半径平方差结果,  $\delta r^2 \equiv r^2({}^3\text{He}) - r^2({}^4\text{He})$ <sup>[58,61]</sup>.

同位素频移测量的另一个好处在于相比跃迁(绝对)频率, 它对核大小效应更为敏感<sup>[25]</sup>. 以  ${}^2\text{S}-{}^2\text{P}$  跃迁为例, 核大小效应的贡献只占跃迁频率的  $5 \times 10^{-9}$ , 但对于同位素频移, 核大小效应的贡献占  $4 \times 10^{-5}$ , 提高了 4 个数量级. 因此利用  ${}^2\text{S}-{}^2\text{P}$  跃迁同位素频移的高精度理论计算结果(目前精度为 0.9 kHz), 结合  ${}^2\text{S}-{}^2\text{P}$  跃迁实验数据<sup>[34]</sup>, 可以将  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  的核电荷半径平方差测定至  $2 \times 10^{-3}$ , 比电子散射方法<sup>[62,63]</sup> 以及原子核理论<sup>[64,65]</sup> 的精度至少好一个数量级.

有趣的是, 此前利用  ${}^2\text{S}_1-{}^2\text{S}_1$  跃迁同位素频移<sup>[40]</sup> 所得到的  $\delta r^2$ , 与利用  ${}^2\text{S}-{}^2\text{P}$  跃迁同位素频移<sup>[30,34,66,67]</sup> 得到的结果之间竟存在 4 倍标准差的偏差<sup>[25]</sup>:

$$\begin{aligned} & \delta r^2(\text{van Rooij et al., } {}^2\text{S}_1 \rightarrow {}^2\text{S}_1) \\ &= 1.027(11) \text{ fm}^2, \\ & \delta r^2(\text{Cancio Pastor et al., } {}^2\text{S} \rightarrow {}^2\text{P}) \\ &= 1.069(3) \text{ fm}^2, \\ & \delta r^2(\text{Shiner et al., } {}^2\text{S} \rightarrow {}^2\text{P}) \\ &= 1.061(3) \text{ fm}^2. \end{aligned} \quad (7)$$

该偏差目前尚无法解释, 因此也需要更多独立的实验测量去解决这一“谜题”.

除此之外, 极具挑战性的、基于类氢体系的  $\text{He}^+ 1\text{S}-2\text{S}$  深紫外跃迁(30 nm)也成为研究重点. 选择该跃迁作为研究对象的好处在于 QED 效应随电荷数( $Z$ )增加变得显著, 因此可用  $\text{He}^+$  检验氢原子理论的高阶 QED 计算. 另外利用  $\mu\text{-He}^+$  得到的氦原子核电荷半径可以得到更精确的里德伯常数, 从而检验氢原子实验的结果. 目前, CREMA

正在进行基于  $\mu\text{-He}^+$  的  $2\text{S}-2\text{P}$  兰姆位移实验<sup>[68]</sup>, 由于  $\mu\text{-He}^+$  对核效应的敏感度比  $\mu\text{-p}$  要高一个数量级, 假如  $\mu$  子与电子间确实存在除质量以外的差别, 那么在  $\mu\text{-He}^+$  体系中该偏差将更为显著. 一旦  $\mu\text{-He}^+$  实验完成数据分析, 预计将可以得到  $10^{-4}$  精度的氦原子核电荷半径, 比现有的电子散射结果( $1.6 \times 10^{-3}$ )提高一个数量级<sup>[69]</sup>, 两者之间的比对将是“质子半径之谜”的直接检验.

## 2 氦原子 $2^3\text{P}_J$ 精细结构分裂测量

### 2.1 实验装置与实验方法

本研究组搭建了一套基于激光横向冷却的氦原子束流装置(详见图 3(a)), 我们首先利用射频放电技术将处于基态  ${}^1\text{S}_0$  的氦原子制备至亚稳态  ${}^2\text{S}_1$ <sup>[70,71]</sup>, 在氦原子束流经液氮冷阱预冷后, 经激光横向冷却准直和二维磁光阱聚焦, 原子束流强度被提高约 50 倍. 为了抑制来自于射频放电管的杂散粒子(如  ${}^2\text{S}_0$  态氦原子和紫外光子)的背景噪声, 我们利用第二对横向冷却激光对原子束流进行偏转<sup>[72,73]</sup>, 使得只有  ${}^2\text{S}_1$  态原子才能通过一对 0.5 mm 宽的狭缝并到达探测区域. 为了实现单量子的探测, 我们使用 Stern-Gerlach 磁铁从空间上将  ${}^2\text{S}_1(m = \pm 1)$  态氦原子分离, 使得只有被布居在  ${}^2\text{S}_1(m = 0)$  态的亚稳态氦原子才能在探测器上贡献原子计数. 在探测区域, 为了减少外界杂散磁场的影响, 我们添置三层磁屏蔽系统, 并使用余弦线圈产生均匀磁场, 为精密光谱探测提供量子化轴<sup>[74-76]</sup>.

在原子进入光谱扫描区域前, 我们首先使用光学抽运方法将  $m = 0$  上的原子清空, 此时探测器上应当是一个“零背景”的信号本底, 随后原子到达探测区域并与探测激光进行相互作用. 当扫描探测激光的频率, 使探测光与  ${}^2\text{S}_1-{}^2\text{P}_J$  跃迁共振时, 原子将有一定几率被激发至上态  ${}^2\text{P}_J$ , 并通过自发辐射被重新布居至下态  ${}^2\text{S}_1(m = 0)$  并最终被探测器测量并计数, 从而得到我们所需要的光谱信息.

激光系统如图 3(b) 所示, 使用一台商用的窄线宽光纤激光器(NKT Photonics, Koheras BOOSTIK Y10, 标称线宽 10 kHz)作为参考激光, 通过 Pound-Drever-Hall 方法<sup>[77]</sup> 将参考激光锁定至温度控制的光学超稳腔上, 再把其余激光器

通过光学相位锁定方法依次锁定至参考激光上, 形成一套“激光频率链”系统。使用一台自制的外腔式半导体激光器 (external cavity diode laser, ECDL) 作为冷却激光, 冷却光的频率被锁定至  $2^3S_1$ — $2^3P_2$  跃迁附近, 通过一台掺镱光纤放大器 (ytterbium doped fiber amplifier) 进行功率放大后, 用于激光横向冷却和原子束流偏转。光学抽运激光为商用的分布反馈式激光器 (distributed feedback laser, DFB), 抽运激光的频率可以被锁定

至  $2^3S_1$ — $2^3P_{0,1}$  跃迁, 具体的选择取决于抽运过程。探测激光使用的是两台自制的ECDL激光器 (ECDL1和ECDL2), 被相位锁定至参考激光经过电光相位调制器 (electro-optic modulator, EOM) 产生的正负一阶边带上 (详见图3(c)), 目的是为了覆盖  $2^3P_J$  精细结构分裂最大 32 GHz 的间隔, 这种探测方式既保证了频率的稳定性, 还能通过机械开关 (EOPC, CH-60) 实现激光间的有效隔离和快速切换, 在光谱探测中有效地抑制系统中的长漂。

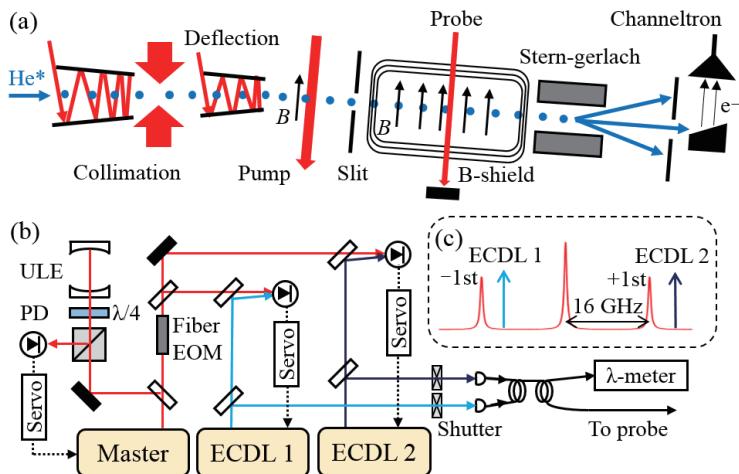


图3 (a) 氦原子束流装置示意图; (b) 光学系统; (c) 参考激光和两台探测激光拍频示意图

Fig. 3. (a) Experimental scheme of the atomic helium beam; (b) optical layout; (c) beatnote diagram of the probe lasers and the reference laser.

$2^3P_0$ — $2^3P_2$  精细结构分裂的实验过程如图4所示。首先通过光学抽运方法将处于  $2^3S_1$  ( $m = 0$ ) 态的氦原子清空, 选择抽运激光频率与  $2^3S_1$ — $2^3P_1$  跃迁共振。由于  $2^3S_1$  ( $m = 0$ )— $2^3P_1$  ( $m = 0$ ) 跃迁是电偶极禁戒的, 当原子与右旋 (或左旋) 圆偏振光作用数次后, 最终会被布居在  $m = +1$  (或  $m = -1$ ) 态 (详见图4(a))。光学抽运的效率好于 99%, 满足实验要求。

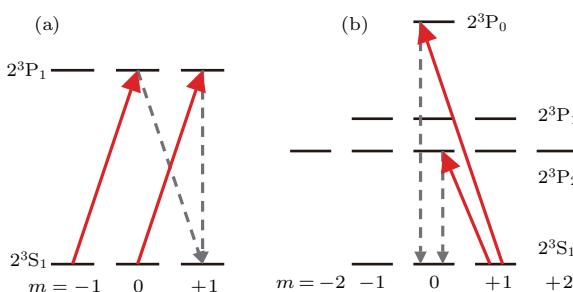


图4  $2^3P_0$ — $2^3P_2$  精细结构分裂的实验过程 (a) 光学抽运; (b) 光谱探测

Fig. 4. Experimental procedure for  $2^3P_0$ — $2^3P_2$  fine-structure splitting measurement: (a) Optical pumping; (b) spectroscopy probe.

在光谱探测区域中, 探测光与被抽运后的原子进行相互作用, 当我们扫描探测光的频率使之与  $2^3S_1$ — $2^3P_J$  跃迁共振时, 原子就可以通过自发辐射回到  $2^3S_1$  ( $m = 0$ ) 态上, 并对探测器的贡献计数。实验中可以选择  $2^3S_1$  ( $m = \pm 1$ ) 作为初始态, 这取决于抽运光的偏振状态。以分裂  $2^3P_0$ — $2^3P_2$  ( $\nu_{02}$ ) 为例, 如图4(b) 所示, 可以通过机械斩波器快速切换选择 ECDL1 或 ECDL2, 使之分别与  $2^3S_1$ — $2^3P_0$  和  $2^3S_1$ — $2^3P_2$  跃迁共振, 并将两支跃迁的光谱同时采集下来。为抑制系统中可能存在的长漂, 每张光谱的扫描顺序都被随机设定生成。最后, 分别拟合得到两支跃迁的中心频率  $f_0$ ,  $f_2$ , 那么精细结构分裂  $\nu_{02}$  就可以表示为这两个中心频率的差值:

$$\nu_{02} = f_0 - f_2. \quad (8)$$

## 2.2 系统误差分析

我们共采集约 7000 张  $2^3S_1$ — $2^3P_{0,2}$  跃迁的光谱, 通过拟合光谱中心得到频率间隔  $\nu_{02}$ , 其统计不

确定度为 0.06 kHz。下面分析  $\nu_{02}$  的系统误差贡献。

### 2.2.1 探测激光功率

实验中我们观测到  $\nu_{02}$  关于探测激光功率的变化, 如图 5 所示。这一现象在过往的原子束流实验中均有报道 [78–81], 我们推测这是因为氦原子的质量较轻, 其反冲效应较为明显 ( $\propto 1/m$ ), 受到激光的力学作用改变原子运动轨迹, 从而产生频移。尽管我们将探测激光功率控制在小于 2  $\mu\text{W}$ , 该效应仍然较为显著, 因此需要予以考虑。值得一提的是, 当探测激光处于“来回反射”构架时, 两束探测激光相互干涉, 形成驻波场, 对原子的运动轨迹有较为明显的调制作用 [12,82]。结合驻波场和探测器前小狭缝的空间选择作用, 不难发现, 当激光失谐为负时, 将使得原子变得略微聚焦, 从而增加原子计数, 当激光失谐为正时, 将使得原子变得略微发散, 从而减少原子计数, 两者结合将导致光谱中心的红移, 与我们在图 5 所观测到的现象一致。

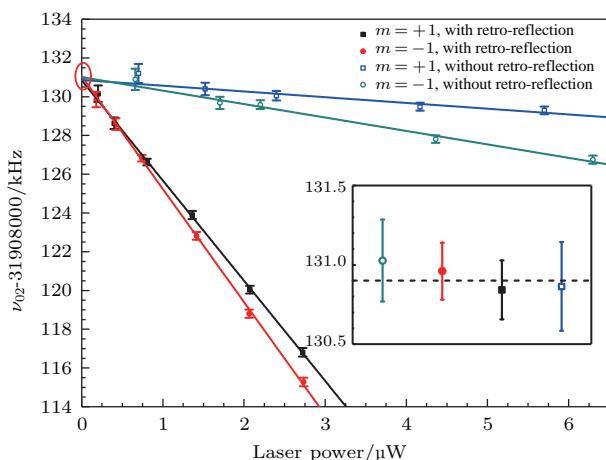


图 5 探测激光功率依赖性, 插图为四种情况下线性拟合的截距及其误差

Fig. 5. Dependence of the measured frequency interval on the probe laser power. The inset shows the values extrapolated to zero-laser-power limit.

为了避免饱和效应, 我们将探测激光光强控制在最大不超过 1/4 饱和光强 ( $167 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ), 同时为了保证比较高的光谱信噪比, 探测光强最低选为约 1/20 饱和光强。对于每组实验数据, 分别采集不同探测光功率下的频率间隔, 然后通过线性拟合方法外推至功率零点处。拟合截距的误差即为单组数据的统计误差, 通常在 200 Hz 水平。

实验中对不同初始态  $m = \pm 1$ , 不同探测激光构架(“有来回反射”和“无来回反射”)均进行功率外推的检验, 四种状态下的外推结果在实验误差范

围内符合得比较好(见图 5 的插图), 线性拟合的约化卡方均小于 1。通过估算拟合斜率的上限, 我们得出当探测激光功率不超过 1/4 饱和光强时, 对最终精细结构分裂的影响不超过 60 Hz。

### 2.2.2 塞曼效应

对于精细结构分裂  $\nu_{02} = 2^3\text{P}_0 - 2^3\text{P}_2$ , 其一阶塞曼频移相互抵消, 二阶塞曼频移可以依靠高精度的  $g$  因子系数来精确修正 [83], 修正误差远好于 1 Hz。本实验中探测区域的偏置磁场强度为 10—20 G, 为了检验二阶塞曼频移修正的准确性, 测量了不同磁场强度下的  $\nu_{02}$  和  $\nu_{12}$  结果, 如图 6 所示, 不同磁场下的分裂结果在统计误差内符合得非常好。塞曼效应的系统误差贡献最终来自于磁场的测量精度以及磁场电流源的误差, 我们估算对  $\nu_{02}$  的贡献不超过 60 Hz。

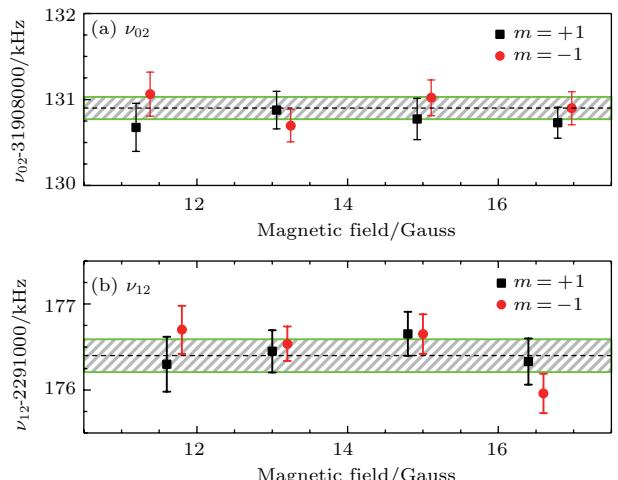


图 6 不同磁场强度下精细结构分裂(a) $\nu_{02}$  和(b) $\nu_{12}$  的测量结果, 其中二阶塞曼频移已被修正

Fig. 6. The (a)  $\nu_{02}$  splitting and (b)  $\nu_{12}$  splitting obtained at different magnetic fields. The values are corrected with the calculated second-order Zeeman shifts.

### 2.2.3 多普勒效应

我们也检验了来自多普勒效应的影响。对于  $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_0$  和  $2^3\text{S}_1 - 2^3\text{P}_2$  跃迁来说, 由于探测激光(ECDL1 和 ECDL2)经光纤耦合到同一探测光路中, 加上我们在测量中对激光器进行快速切换, 因此两者之间的多普勒频移可被认为是基本相等的, 并被大幅抵消。实验中, 我们可以保证激光的来回准直度好于  $\pm 10 \mu\text{rad}$ , 因此由一阶多普勒效应所引入的偏差将可以被抵消至少 2 个数量级。为了验证这个估计是否可靠, 我们特意将激光束调偏至最大  $\pm 200 \mu\text{rad}$ , 测量不同准直度情况下的精细

结构分裂。我们发现在 $\pm 200 \mu\text{rad}$ 准直度下,  $\nu_{02}$ 的偏差最大不超过500 Hz。由于实验中的准直度能精确控制在 $\pm 10 \mu\text{rad}$ 以内, 因此我们推断由一阶多普勒效应引起的系统误差不超过25 Hz。

### 2.2.4 量子干涉效应

我们还需要考虑来自相邻近共振能级之间的量子干涉效应的影响<sup>[84–91]</sup>。以图7的四能级模型为例, 假设原子在初始时刻被布居在|1⟩态上, 当激光被调谐至与|2⟩态共振时, 通过光与原子相互作用理论可以知道, 在原子从|1⟩态被激发并向|0⟩跃迁的过程中, 会存在|1⟩→|2⟩→|0⟩和|1⟩→|3⟩→|0⟩两个通道。由于无法区分|0⟩态上布居的原子究竟来自于哪个通道, 因此形成干涉。通常人们只考虑了共振能级的作用, 而忽略掉近共振能级带来的干涉效应。但是加拿大York大学的Hessels教授指出, 当实验的测量精度达到一定“量级”时, 这一干涉效应将变得不可忽略。它的“量级”可以通过Rule of the thumb(经验公式)估算:

$$2\pi \times \delta\nu_{\text{QI}} = \Gamma^2 / \omega_{ij}, \quad (9)$$

其中,  $\Gamma/2\pi = 1.62 \text{ MHz}$ 为谱线自然线宽,  $\omega_{ij}$ 为相邻的能级间隔。从(9)式不难看出, 即使对于能级间隔超出1400倍自然线宽的精细结构分裂  $\nu_{12}(\omega_{ij}/2\pi \approx 2.3 \text{ GHz})$ , 量子干涉效应也会有超过  $\delta\nu_{\text{QI}} \approx 1 \text{ kHz}$  的影响。因此想要得到好于kHz的高精度光谱结果, 量子干涉效应所带来的影响必须予以考虑。

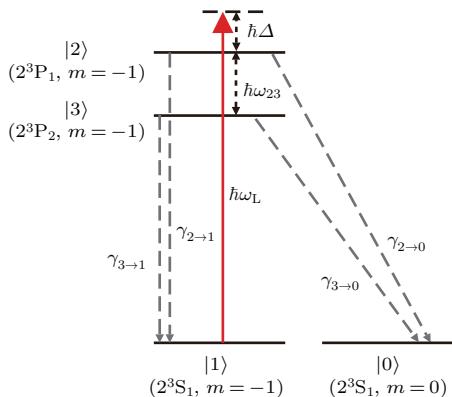


图7 四能级量子干涉模型示意图

Fig. 7. The four-level model for the quantum interference effect.

利用文献[86]中给出的方法, 可以写出基于图7中四能级系统的密度矩阵方程, 注意到|0⟩态

是一个暗态, 不参与激光相互作用, 因此我们只需要考虑|1⟩, |2⟩和|3⟩态的贡献即可:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_2^*}{2}\rho_{21} + \gamma_{2\rightarrow 1}\rho_{22} + i\frac{\Omega_3}{2}\rho_{13} \\ &\quad - i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{31} + \gamma_{3\rightarrow 1}(\rho_{23} + \rho_{32}) \\ &\quad + \gamma_{3\rightarrow 1}\rho_{33}, \end{aligned} \quad (10\text{a})$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{12} &= i\frac{\Omega_2^*}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}) - \left(\frac{\gamma_2}{2} + i\Delta\right)\rho_{12} \\ &\quad - \frac{\gamma_{23}}{2}\rho_{13} - i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{32}, \end{aligned} \quad (10\text{b})$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} &= i\frac{\Omega_2^*}{2}\rho_{21} - i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{12} - \gamma_2\rho_{22} \\ &\quad - \frac{\gamma_{23}}{2}(\rho_{23} + \rho_{32}), \end{aligned} \quad (10\text{c})$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{13} &= i\frac{\Omega_3^*}{2}(\rho_{11} - \rho_{33}) - \frac{\gamma_{23}}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_2^*}{2}\rho_{23} \\ &\quad - \left(\frac{\gamma_3}{2} + i(\Delta + \omega_{23})\right)\rho_{13}, \end{aligned} \quad (10\text{d})$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{23} &= i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{21} - \frac{\gamma_{23}}{2}(\rho_{22} + \rho_{33}) - i\frac{\Omega_2}{2}\rho_{13} \\ &\quad - \left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} + i\omega_{23}\right)\rho_{23}, \end{aligned} \quad (10\text{e})$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{33} &= i\frac{\Omega_3^*}{2}\rho_{31} - i\frac{\Omega_3}{2}\rho_{13} - \gamma_3\rho_{33} \\ &\quad - \frac{\gamma_{23}}{2}(\rho_{23} + \rho_{32}). \end{aligned} \quad (10\text{f})$$

其中,  $\Delta$ 为激光失谐,  $\Omega_2$ 为激光Rabi频率,  $\omega_{23}/(2\pi) = 2.291 \text{ GHz}$ 为|2⟩与|3⟩态的能级间隔,  $\gamma_{ij}$ 为散射率。对方程组(10)进行数值求解, 得到的不同失谐量 $\Delta$ 下|0⟩态的布居数,  $\rho_{00} = 1 - \rho_{11} - \rho_{22} - \rho_{33}$ , 最终通过拟合数组  $\rho_{00}(\Delta)$ , 即可以得到 $2^3\text{S}_1$ — $2^3\text{P}_1$ 跃迁光谱中心相对零点的偏移, 也就是量子干涉效应引起的频移  $\delta\nu_{\text{QI},1}$ 。

对于 $2^3\text{S}_1$ — $2^3\text{P}_2$ 跃迁, 相当于把方程组(10)中的编号2与3互换, 注意到有  $\omega_{23} = -\omega_{32}$ ,  $|\Omega_2|^2 = |\Omega_3|^2$ , 所以 $2^3\text{S}_1$ — $2^3\text{P}_2$ 跃迁因为量子干涉效应所引起的频移  $\delta\nu_{\text{QI},2} = -\delta\nu_{\text{QI},1}$ , 与  $\delta\nu_{\text{QI},1}$  符号相反, 故对于 $2^3\text{P}_1$ — $2^3\text{P}_2$ 分裂, 这两项频移无法被抵消。

结合我们的实验条件, 最终数值模拟结果如图8所示,  $2^3\text{P}_1$ — $2^3\text{P}_2$ 分裂的量子干涉修正为 $+1.21(10) \text{ kHz}$ 。对于 $2^3\text{P}_0$ — $2^3\text{P}_2$ 分裂, 由于 $2^3\text{S}_1(m=0)$ — $2^3\text{P}_1(m=0)$ 跃迁为电偶极禁戒跃迁, 因而只需要考虑 $2^3\text{P}_0$ 和 $2^3\text{P}_2$ 态的贡献, 数值模拟结果表明  $\nu_{02}$  的修正为 $+0.08(3) \text{ kHz}$ 。

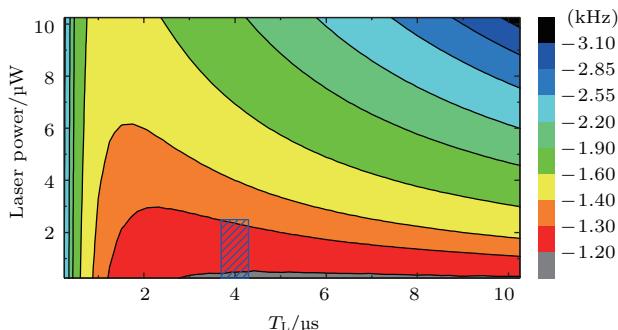


图8  $\nu_{12}$  量子干涉效应频移的模拟结果, 阴影区域为实验工作条件

Fig. 8. The calculated quantum interference shift for  $\nu_{12}$  splitting, the shaded region stands for the experimental conditions.

### 2.2.5 其他系统效应

除上述占主导地位的系统误差外, 还有以下各项可能存在的系统误差, 尽管其量级相对较小, 但是它们对精细结构分裂测量可能造成的影响均需要考虑。

#### 1) 探测激光对称性

由于我们采用两台相位锁定在EOM边带上的ECDL激光器进行光谱探测, 尽管拍频频谱显示其中心抑制比均好于40 dB, 其频率差达到频谱仪分辨率极限(10 Hz), 但是如果这两台激光器之间存在微小的不对称, 也有可能对测量结果造成影响。我们将两台激光器频率调谐至同一支跃迁 $2^3S_1-2^3P_0$ , 通过快速切换激光进行光谱扫描, 最后分别拟合两组光谱的中心, 通过两者之间的对比检验探测激光的对称性, 在统计误差范围内并没有发现明显变化。

#### 2) 杂散光

这里我们考虑杂散光的ac Stark效应, 其主要贡献来自于距离探测区域50 cm处的pump激光。由于pump激光入射的角度接近垂直, 要到达探测区域需经过至少数十次散射, 并且pump激光功率小于1 mW, 因此由pump激光导致的ac Stark频移可以忽略不计。

#### 3) 激光偏振

我们还需要考虑激光偏振态不纯造成的影响, 考虑 $2^3S_1(m=+1)-2^3P_2(m=0)$ 跃迁, 尽管我们选择的是圆偏振光( $\sigma^-$ )与原子共振, 但是对于线偏振光( $\pi$ ),  $2^3S_1(m=+1)-2^3P_2(m=+1)$ 和 $2^3S_1(m=0)-2^3P_2(m=0)$ 跃迁也能被激发。考虑到当偏置磁场为5—20 Gauss的情况下, 这些

跃迁在光谱上可以被完全区分(超过10倍自然线宽), 不同组分之间的相互干扰带来的影响远小于10 Hz。

#### 4) 初始态 $m = \pm 1$

这里考虑来自原子初始态的影响, 当选择不同的pump激光偏振时( $\sigma^\pm$ ), 我们可以选择 $2^3S_1(m=\pm 1)$ 态作为初始态。在数据采集中, 对不同初始态  $m = \pm 1$  均进行了检验。我们分别给出  $m = -1$  和  $m = +1$  的统计平均值, 其偏差为 38(60) Hz。因此对于由初始态  $m = \pm 1$  带来的系统误差, 我们给出其偏差上限为 40 Hz。

### 2.3 实验结果与对比

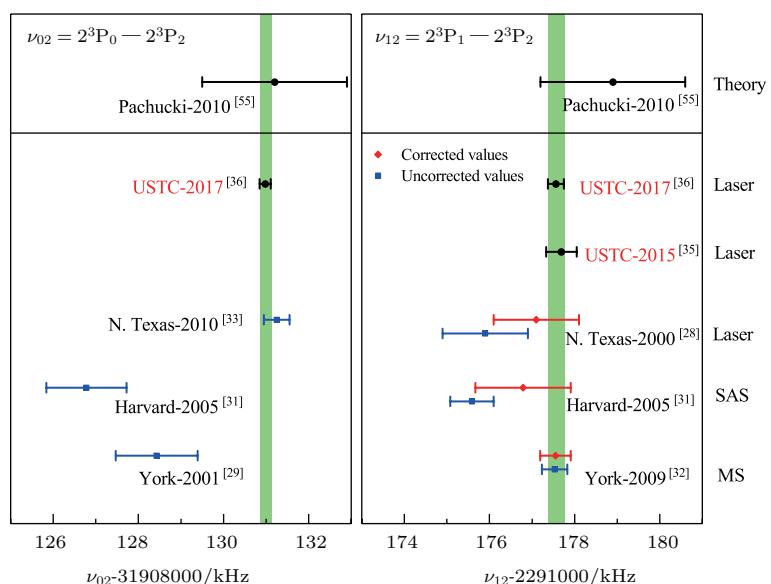
关于  $\nu_{02}$  和  $\nu_{12}$  的系统误差如表1所列。 $\nu_{02}$  的统计误差为 0.06 kHz, 系统误差的加权平均值为 0.11 kHz,  $\nu_{02}$  被测定为  $(31908130.98 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.11(\text{syst}))$  kHz, 相对精度为 4 ppb, 为当前最精确的实验结果(见图2)。从图9中能看出该实验结果与Shiner研究组2010年基于热原子束的激光光谱结果<sup>[33]</sup>在  $1\sigma$  内相符合  $(0.27 \pm 0.30)$  kHz, 但是与Gabrielse研究组2005年饱和吸收光谱结果<sup>[31]</sup>存在  $4\sigma$  偏差  $(4.20 \pm 0.94)$  kHz, 与Hessels研究组2001年微波光谱方法结果<sup>[29,32]</sup>也存在  $2.6\sigma$  偏差  $(2.55 \pm 0.96)$  kHz。该实验结果与2010年最新的  $\alpha^7m$  阶QED修正理论结果<sup>[55]</sup>符合得非常好, 偏差仅为  $(0.22 \pm 0.13_{\text{exp}} \pm 1.7_{\text{theo}})$  kHz。

我们对  $\nu_{12}$  分裂还进行了检验性测量, 在该实验中  $\nu_{12}$  被测定为  $(2291177.56 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.18(\text{syst}))$  kHz。与我们2015年的结果  $((2291177.69 \pm 0.36)$  kHz)相符合<sup>[35]</sup>。值得一提的是, 两次实验的外界环境与工作条件截然不同, 这也体现本系统的稳定性和可重复性。同时, 从图9右半部分也可以看出, 对于  $\nu_{12}$  分裂, 经修正量子干涉频移后的各实验结果相互符合得非常好, 进一步体现了量子干涉效应的重要性。

对于该实验结果, 项目合作者波兰华沙大学的K. Pachucki教授认为, 该结果对于下一阶QED理论计算工作具有十分重要的指导意义, 将把原子体系中的  $\alpha$  常数测定提高至  $2 \times 10^{-9}$  精度。同时,  $2^3P_0-2^3P_2$  精细结构分裂的理论预测与实验结果符合得非常好, 这为将来研究其他基于QED理论计算的少体原子(如Li, Be)精细结构提供了可能。

表1 氦原子 $2^3P_J$ 精细结构分裂 $\nu_{02}$ 和 $\nu_{12}$ 误差表(单位: kHz)Table 1. Uncertainty budgets for the fine-structure splittings  $\nu_{02}$  and  $\nu_{12}$  of helium (in kHz).

Source	$\nu_{02}$	$\Delta\nu(1\sigma)$	$\nu_{12}$	$\Delta\nu(1\sigma)$
Statistical	31908130.90	0.06	2291176.35	0.08
Zeeman effect		0.06		0.09
Laser power		0.06		0.06
First-order Doppler		0.03		0.03
Stray light		0.02		0.02
Laser polarization		0.03		0.08
Initial states		0.04		0.04
Quantum interference	+0.08	0.03	+1.21	0.10
Total	31908130.98	0.13	2291177.56	0.19

图9 氦原子 $2^3P_J$ 精细结构分裂理论预测与实验结果比对(SAS, 饱和吸收光谱; MS, 微波光谱)Fig. 9. Comparisons of the experimental values and theoretical predictions for the  $2^3P_J$  fine-structure splittings of helium.

### 3 氦原子 $2^3S$ — $2^3P$ 跃迁频率测量

#### 3.1 实验方法

氦原子 $2^3S$ — $2^3P$ 跃迁频率测量的实验装置如图10所示, 与 $2^3P_J$ 能级精细结构分裂实验所采用的实验装置相似, 主要区别在于光学频率梳的引入以及探测光路的改进。在 $2^3S$ — $2^3P$ 跃迁频率测量中, 我们所采用的光学抽运能级选择在 $2^3S_1(m=0)$ — $2^3P_0(m=0)$ 跃迁(图11(a)), 该跃

迁的好处是可以将原子均匀地布居在 $2^3S_1(m=\pm 1)$ 能级上。以 $2^3S_1$ — $2^3P_1$ 跃迁为例, 当使用线偏振光进行探测时, 可以分别激发 $m=-1$ 和 $m=+1$ 跃迁(图11(b)), 这意味着单次扫描会得到 $m=\pm 1$ 两个跃迁的光谱, 如图12所示。

通过测定 $m=\pm 1$ 跃迁的能级间隔, 我们可以得到一阶塞曼频移, 从而反推出磁场 $B$ 的大小。利用 $m=\pm 1$ 的平均值, 则可以将一阶塞曼效应抵消, 再通过数值修正二阶塞曼效应的方法, 就可以得到零场下的跃迁中心频率。

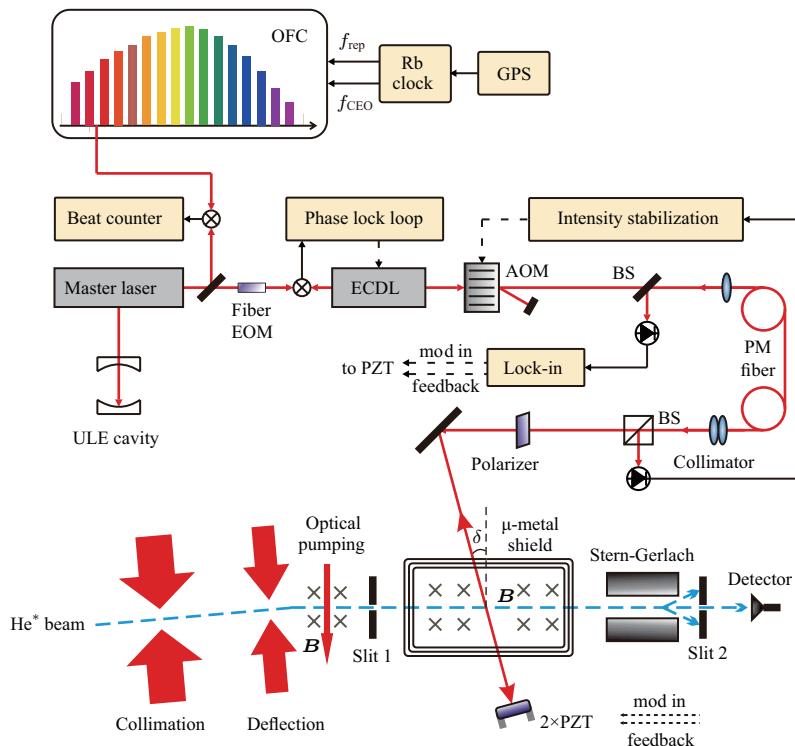
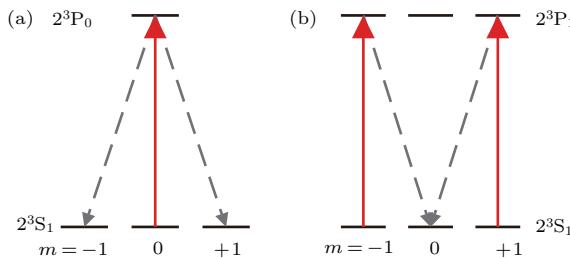
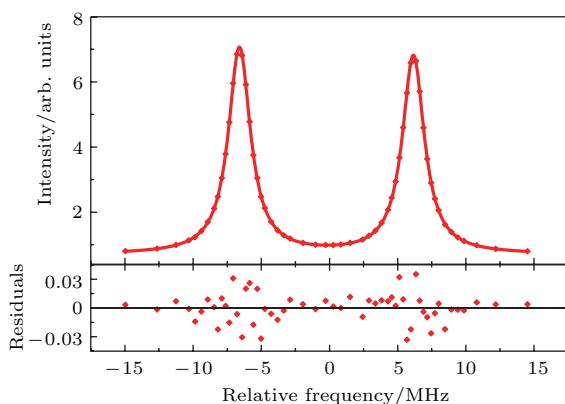
图 10  $2^3S$ — $2^3P$  跃迁频率测量实验装置示意图Fig. 10. Experimental setup for measurement of the  $2^3S$ — $2^3P$  transition frequency.图 11  $2^3S$ — $2^3P$  跃迁频率测量实验过程 (a) 光学抽运; (b) 光谱探测Fig. 11. Experimental procedure the  $2^3S$ — $2^3P$  transition frequency measurement: (a) Optical pumping; (b) spectroscopy probe.图 12  $2^3S$ — $2^3P$  单次扫描光谱

Fig. 12. Spectrum from a single scan.

### 3.2 系统误差分析

#### 3.2.1 一阶多普勒效应

理论上我们可以通过优化激光的入射方向, 使激光波矢与原子束流相互垂直以消除一阶多普勒效应。但在实际情况中这很难实现, 因为我们无法保证激光与原子的夹角能被精确控制在  $90^\circ$ 。以速度  $v = 1000 \text{ m/s}$  的氦原子为例, 如果该夹角存在  $\delta\theta = 1 \text{ mrad}$  的偏差, 就会使光谱中心频率产生偏移:

$$\delta f = \sin(\delta\theta) \frac{v}{\lambda} \approx 1 \text{ MHz}. \quad (11)$$

比较常用的方法是采用“来回反射”方式, 让两束传播方向相反的激光与原子相互作用。由于激光波矢  $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$ , 因此可以抵消掉一阶多普勒频移

$$\Delta f = \delta f_1 + \delta f_2 = \sin(\delta\theta) \frac{v}{\lambda} - \sin(\delta\theta) \frac{v}{\lambda} = 0. \quad (12)$$

但是如何保证激光能够完美地“重合”, 或者说保证两束激光之间的“准直”, 是一个技术难点。可以看到, 假如反射光与入射光之间存在  $\varepsilon$  弧度的偏差, 将会产生残余一阶多普勒效应:

$$\begin{aligned} \Delta f_{\text{res, DOP}} &= \delta f_1 + \delta f_2 \\ &= \sin(\delta\theta + \varepsilon) \frac{v}{2\lambda} - \sin(\delta\theta) \frac{v}{2\lambda} \approx \frac{v}{2\lambda} \varepsilon. \end{aligned} \quad (13)$$

从(13)式中不难看出,只要两束激光之间存在 $\varepsilon = 10 \mu\text{rad}$ 的不准直,谱线中心的偏差就会有3 kHz之多.因此残余一阶多普勒误差主要取决于激光之间的准直度,要想将该误差控制在1 kHz以下,需要保证 $\varepsilon$ 最大不超过3  $\mu\text{rad}$ .

为此,我们采用两种不同的方法以实现激光的高准直度重合.第一种为“猫眼法”(cat's eye),具体原理可以参见文献[30, 43],该方法大约能提供1—3  $\mu\text{rad}$ 的准直度.“猫眼法”的优点在于它的结构相对简单可靠,调节非常方便.缺点则是它的调节和优化取决于镜架调整的准确度,缺少一个判断激光是否准直的依据,受人为因素干扰较大,因此其可靠程度尚有待考究.

我们在2017年4月份使用“猫眼法”进行连续23 d的光谱测量,其结果如图13左半部分所示.为了减少光路搭建过程中可能引入的人为偏差,在进行每天的实验之前,会主动将“猫眼法”光路拆掉,再重新搭建、优化光路.从图13可以看到,“猫眼法”的数据在实验误差范围内不存在明显的偏离.

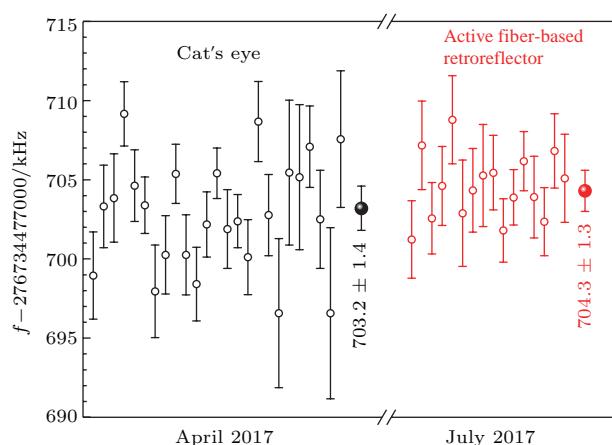


图13 分别使用“猫眼法”和“主动反馈法”进行光谱测量的结果

Fig. 13. Comparisons of independent measurements of the transition frequency using two different approaches.

但正如之前所说,“猫眼法”总是可能存在系统偏差,因此借鉴文献[20]提出的方法,搭建了一套主动反馈式光路用于抑制一阶多普勒效应(如图10所示).其基本原理为利用“调制解调”方法,通过对反射镜架进行主动反馈控制,使得激光沿原路返回至光纤中,最终实现光路的“来回反射”.我们在7月份使用“主动反馈法”进行了11 d的数据采集.通过对比4月份和7月份的数据,也确实发现“主动反馈法”的结果和之前“猫眼法”的结果相

符合(见图13).两组数据间的偏差为1.1(2.1) kHz,在误差范围之内并没有发现明显的偏差.

为了评定残余一阶多普勒效应引起的系统误差,我们首先利用 $2^3\text{S}-2^3\text{P}$ 跃迁的一阶多普勒效应测量探测区域中 $2^3\text{S}_1$ 态原子的纵向速度分布.首先将入射光调至接近0°入射,然后根据预先校准好的镜架调整轴,将入射角 $\delta\theta$ 调偏至约3°.假设原子速度为 $v = 1000 \text{ m/s}$ ,其一阶多普勒频移为

$$\Delta f = \sin\delta\theta \cdot \frac{v}{\lambda} \approx 48.3 \text{ MHz}, \quad (14)$$

该频移远大于自然线宽(1.6 MHz),说明3°左右的入射角足以分辨速度分布.

最终我们测量得到 $2^3\text{S}_1$ 态原子纵向速度分布如图14上半部分黑色点所示,原子的平均速度为700 m/s,速度分布较窄,Voigt拟合的半高全宽约为150 m/s.速度测量的误差主要来自于10%的角度测量误差,该误差转换到中心速度为±70 m/s.

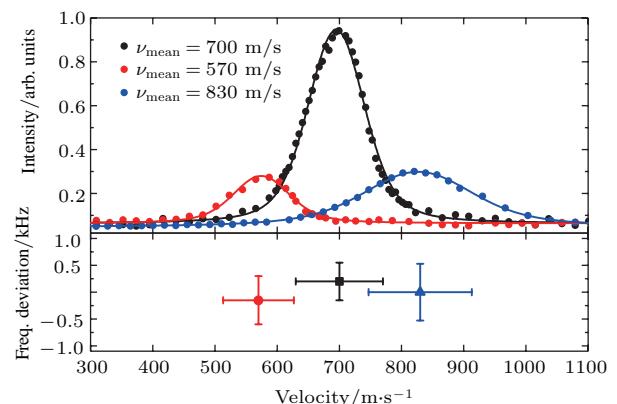


图14 上半部分为不同偏转角度下氮原子的纵向速度分布;下半部分是在相应速度分布下光谱中心的结果

Fig. 14. Top, the longitudinal velocity distributions under different conditions; bottom, the frequency centers measured under each condition.

对于原子束流中速度较慢的原子,由于和激光的相互作用时间较长,使得它受到的偏转作用太大,从而超出狭缝范围.而对于速度较快的原子,由于和激光的相互作用时间较短,受到的偏转作用较小,也无法通过狭缝.只有在特定速度下的原子才能通过狭缝,这也是导致探测区域中原子速度分布变窄的原因.

偏转光和狭缝对原子纵向速度的选择作用的另一个好处在于:当我们调节偏转光的角度,优化狭缝中心的位置后,有可能改变探测区域原子的纵向速度分布.结果如图14上半部分所示,可以通过选择最低570 m/s到最高830 m/s速度分布的原子.

相应代价就是原子数的损失, 因为 700 m/s 处是对应原子束流较强的状态, 而 570 m/s 和 830 m/s 处, 原子束流的损失约有 3—4 倍之多, 但这对于系统误差检验来说是可以接受的。我们在三种状态下进行数据采集, 分别测量了 1000 组, 3500 组和 3500 组  $2^3S_1$ — $2^3P_1$  光谱, 研究它们相互之间的中心频率偏差。最终结果如图 14 下半部分所示, 其统计平均值相互之间最大的偏差不超过 0.36 kHz, 考虑到速度变化约有 1/3, 因此我们给出残余一阶多普勒效应误差的上限为 1.1 kHz, 对应于约 3  $\mu\text{rad}$  的不重合度。这与文献 [30, 43] 中给出的猫眼法精度 (1—3  $\mu\text{rad}$ ) 和文献 [20] 中给出主动反馈方法的精度 (2—4  $\mu\text{rad}$ ) 相符合。

### 3.2.2 二阶多普勒效应

除了一阶多普勒效应以外, 由于相对论效应导致的二阶多普勒效应 (second-order Doppler, SOD) 的修正也需要考虑:

$$\Delta f_{\text{correction,SOD}} = +\frac{v^2}{2c^2} \cdot f, \quad (15)$$

其中速度  $v = 700(70)$  m/s, 为修正的主要误差来源。我们最终给出二阶多普勒效应的修正为  $+0.70(15)$  kHz。

### 3.2.3 频率参考与校准

$2^3S$ — $2^3P$  跃迁频率主要由以下几部分组成:

$$f = N \times f_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}} + f_{\text{beat}} + f_{\text{EOM}} + f_{\text{probe}}, \quad (16)$$

其中,  $f_{\text{rep}}$  和  $f_{\text{CEO}}$  分别为光频梳的重复频率和偏置频率, 约在 198 MHz 和 52 MHz 附近;  $N$  为光梳与参考激光拍频的尺子数 ( $N \sim 10^7$ , 为正整数), 可以通过 30 MHz 精度的波长计精确给出;  $f_{\text{beat}}$  为参考激光与光梳的拍频频率, 约为 60 MHz;  $f_{\text{EOM}}$  为光纤 EOM 的调制频率, 约为 16 GHz;  $f_{\text{probe}}$  为探测激光相位锁定的拍频频率, 也就是我们单张光谱的相对频率中心, 通常约为 800 MHz。

由于 ULE 的长漂好于 3.6 kHz/h (< 1 Hz/s), 单张光谱的采集时间不超过 80 s, 因此激光的长漂导致的误差可以忽略不计。频率精度极大程度上取决于频率锁定的参考源, 我们的频率参考是 GPS 校准的铷钟 (SRS, FS725), 其短稳能达到  $2 \times 10^{-12}$  @ 100 s。因此我们给出频率参考的误差上限为 550 Hz。

### 3.2.4 塞曼效应

与精细结构分裂实验不同的是,  $2^3S$ — $2^3P$  频率测量中的光学抽运激光使用的是  $2^3S_1$ — $2^3P_0$  跃迁, 这种抽运方式可以使得原子经过抽运后被均匀地布居在  $2^3S_1 (m = \pm 1)$  态上。当我们扫描探测激光分别与  $2^3S_1 (m = -1)$ — $2^3P_1 (m = -1)$  和  $2^3S_1 (m = +1)$ — $2^3P_1 (m = +1)$  跃迁共振, 可以同时得到两个跃迁的频率

$$\begin{cases} f_{m=-1} = f_1 - \Delta f_{\text{ZS,I}} + \Delta f_{\text{ZS,II}}, \\ f_{m=+1} = f_1 + \Delta f_{\text{ZS,I}} + \Delta f_{\text{ZS,II}}, \end{cases} \quad (17)$$

其中,  $f_1$  为  $2^3S_1$ — $2^3P_1$  跃迁频率,  $\Delta f_{\text{ZS,I}}$  为一阶塞曼频移,  $\Delta f_{\text{ZS,II}}$  为二阶塞曼频移。可以看出, 当取两峰的平均值,  $f_c = (f_{m=-1} + f_{m=+1})/2$ , 一阶塞曼频移可以相互抵消, 二阶塞曼频移则可以通过高精度的理论计算进行修正。

$$\Delta f_{\text{correction,ZS,II}} = -C_{\text{ZS,II}} \cdot B^2. \quad (18)$$

因此由于塞曼效应带来的误差仅取决于电流源的精度 (1 mA) 以及剩磁 (< 0.3 mG) 对二阶塞曼频移的影响, 最终不会超过 10 Hz。

### 3.2.5 光谱线型

在多普勒效应 3.2.2 节中可以看出, 实验中光谱拟合的其实是两个跃迁峰的叠加, 其中一个来自于单次通过磁屏蔽窗片的探测光, 另一个来自于该束光经过窗片、高反镜后原路返回的“来回反射”光。当激光处于几乎垂直入射的理想情况下, 如果两个跃迁峰的幅度相一致, 光谱拟合的中心频率应为各自中心位置的平均值。但实际情况中受限于增透窗片的透射率, 两个跃迁峰的幅度存在大约 5% 的偏差。而激光的入射角度  $\delta\theta$  并不能正好保证在  $0^\circ$ , 将有可能导致两峰平均的中心位置发生偏移, 从而对最终结果引入一项系统偏差。因此这项由于光功率不相等导致的光谱线型系统误差必须被考虑。

为研究该不对称带来的影响, 我们以入射角度  $\delta\theta$  和幅度偏差  $\delta A$  作为变量进行模拟, 入射角范围取 0  $\mu\text{rad}$  到 30  $\mu\text{rad}$ , 幅度偏差取 0% 到 20%。模拟结果表明只要在实验中能保证把入射角  $\delta\theta$  控制在  $\pm 30 \mu\text{rad}$  以内 (对应于两个峰  $\pm 20$  kHz 的间隔), 光谱中心频率的最大偏差不会超过 0.3 kHz, 即可满足实验要求。

### 3.2.6 量子干涉效应

我们在第2部分 $2^3P_J$ 精细结构分裂测量中已经给出了量子干涉效应的详细讨论和计算结果。对于 $2^3S-2^3P$ 跃迁，只需考虑该效应对单支跃迁的影响即可。

值得一提的是，在Florence大学的实验中<sup>[30,67]</sup>采用的探测方法是基于饱和吸收的荧光探测(saturated-fluorescence detection)，由于原子热运动导致的多普勒背景达到90 MHz，因此其光谱线宽约有10 MHz。根据经验公式(9)，不难得出

$$\Delta\nu = \frac{10 \text{ MHz}^2}{2.3 \text{ GHz}} \approx 40 \text{ kHz},$$

因此该方法中可能引入的量子干涉效应频移会达到数十kHz。同时，收集荧光信号作为探测信号的方法对于激光偏振方向和探测器的空间位置极为敏感<sup>[89,90]</sup>，其量子干涉效应的数值计算需要准确的实验参数，过程相对繁琐，因此很难做后处理修正。

对我们的实验，由于测量光谱的线宽在2 MHz量级，理论上量子干涉效应的贡献应当在1—2 kHz，远小于荧光探测方法。另外我们探测的是原子内态的布居数，该方法对于激光的偏振角度变化并不敏感。这里我们略去计算过程，直接给出 $2^3S_1-2^3P_{0,1,2}$ 跃迁量子干涉效应的修正结果：

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta f_{\text{QI},f_0} = +0.08(3) \text{ kHz}, \\ \Delta f_{\text{QI},f_1} = +0.60(10) \text{ kHz}, \\ \Delta f_{\text{QI},f_2} = -0.60(10) \text{ kHz}. \end{array} \right. \quad (19)$$

### 3.2.7 压力频移

我们也考虑了压力频移的影响，这主要来自于原子之间的碰撞效应。该效应不仅会导致光谱的碰撞加宽，也会造成谱线中心的频移。由于亚稳态氦原子的激发效率通常只有 $10^{-4}$ ，因此我们只需要考虑背景气压对 $2^3S_1$ 态和 $2^3P_J$ 态原子的贡献。文献[92]精确地计算了不同温度下(200—400 K) $2^3S_1-2^3P_J$ 跃迁的压力展宽系数以及压力频移系数，并在实验上得到验证<sup>[31]</sup>，因此我们直接采用该系数进行压力频移评估。

从文献[92]中可以得到室温(300 K)的压力频移系数为 $-1.90 \text{ MHz/Torr}$ ，即 $-14 \text{ kHz/Pa}$ 。在本实验中，探测区域中的背景气压在 $10^{-5} \text{ Pa}$ 量级，因此相应的压力频移为 $-0.14 \text{ Hz}$ ，在当前测量精度下可以忽略不计。

### 3.2.8 Recoil 效应

对于单光子跃迁，每当原子吸收一个光子，其动量的增加会导致能量的改变，最终导致原子感受到光子频率的频移。该Recoil效应的修正值为

$$\Delta f_{\text{correction,recoil}} = -\frac{\hbar}{2M\lambda^2} \approx -42.2 \text{ kHz}. \quad (20)$$

修正的误差主要来自波长和质量的误差，由于两者的相对精度均好于 $10^{-10}$ ，因此Recoil效应修正值的误差可以忽略不计。

## 3.3 实验结果对比与分析

综合上述各项系统误差，下面给出 $2^3S_1-2^3P_1(f_1)$ 跃迁频率的总误差，见表2，最终的测量精度为1.4 kHz，相对精度 $5.1 \times 10^{-12}$ ，相较之前最好的实验结果提高约一倍。

表2  $2^3S_1-2^3P_1$  跃迁频率误差表(单位: kHz)

Table 2. Uncertainty budgets for the  $2^3S_1-2^3P_1$  transition frequency (in kHz).

Source	Corrections	$\Delta f(1\sigma)$
Statistics		0.45
First-order Doppler		1.1
Second-order Doppler	+0.70	0.15
Frequency calibration		0.55
Line profile		0.30
Quantum interference	+0.60	0.10
Laser power		0.10
Zeeman effect		0.01
Recoil shift	-42.20	—
Total	276 734 477 703.8	1.4

结合 $f_1$ 和最新测定的 $2^3P_J$ 精细结构分裂结果( $\nu_{02}, \nu_{12}$ )，可得到 $f_0$ 和 $f_2$ 的跃迁频率：

$$\begin{aligned} f_0 &= 276764094657.2(1.4) \text{ kHz}, \\ f_2 &= 276732186526.2(1.4) \text{ kHz}. \end{aligned} \quad (21)$$

除此之外，我们也用类似的方法对 $2^3S_1-2^3P_{0,2}$ 跃迁的频率进行直接探测。我们分别采集了1800和2300张光谱，得到的统计误差分别为0.90和0.85 kHz：

$$\begin{aligned} f'_0 &= 276764094657.9 \pm 0.90(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst}), \\ f'_2 &= 276732186527.3 \pm 0.85(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst}). \end{aligned} \quad (22)$$

通过比对这两种方法所得到的结果，发现其偏差分别为 $+0.7(2.1)$  kHz和 $+1.1(2.1)$  kHz，说明在误差范围内两种方法不存在明显偏差。

表3为<sup>4</sup>He原子2<sup>3</sup>S<sub>1</sub>—2<sup>3</sup>P<sub>0,1,2</sub>跃迁的实验结果对比, 中心频率 $f_c$ 为自旋平均值:

$$f_c = \frac{\sum_J (2J+1) \cdot f_J}{\sum_J (2J+1)} = 276736495600.0 \text{ kHz.} \quad (23)$$

从表3可以看出, 我们的实验结果相比意大利 Florence 大学的结果, 2<sup>3</sup>S—2<sup>3</sup>P 跃迁的中心频率 $f_c$ 偏差达到−49.5 kHz (20 $\sigma$ ), 其中2<sup>3</sup>S<sub>1</sub>—2<sup>3</sup>P<sub>2</sub>跃迁的偏差达到−94.3 kHz (2.9 $\sigma$ ).

为了寻找该偏差存在的可能原因, 首先检验了我们实验结果的自洽性. 通过两两比较 $f'_0$ ,  $f'_2$ 和 $f_1$ ,

可得到2<sup>3</sup>P<sub>J</sub>精细结构分裂. 我们把利用本实验数据所得到的精细结构分裂结果 $\nu_{ij}$ ( $i < j = 0, 1, 2$ ), 和利用 Florence 大学数据所得到的结果进行了对比, 结果列于表4. 不难看出, 在 Florence 大学的结果中, 精细结构分裂 $\nu_{01}$ 符合得非常好, 但是对于涉及2<sup>3</sup>P<sub>2</sub>能级的分裂 $\nu_{02}$ 和 $\nu_{12}$ , 均存在45 kHz(3 $\sigma$ )左右的偏差, 可能是由于2<sup>3</sup>S<sub>1</sub>—2<sup>3</sup>P<sub>2</sub>跃迁的测量精度相对较低(15 kHz)所致. 这也说明在2<sup>3</sup>S—2<sup>3</sup>P 跃迁频率的测量中, 可能存在一个50 kHz左右的整体偏移, 该偏移很有可能是来自于一项未被考虑的系统偏差.

表3 <sup>4</sup>He 2<sup>3</sup>S<sub>1</sub>—2<sup>3</sup>P<sub>0,1,2</sub> 跃迁频率实验结果对比(单位: kHz)

Table 3. Comparison for the experimental values of the 2<sup>3</sup>S<sub>1</sub>—2<sup>3</sup>P<sub>0,1,2</sub> transition frequency in <sup>4</sup>He (in kHz).

	$f_0$	$f_1$	$f_2$
USTC 2017 <sup>[59]</sup>	276764094657.2(1.4)	276734477703.8(1.4)	276732186526.2(1.4)
Florence <sup>[30,67]</sup>	276764094707.3(2.1)	276734477752.5(2.0)	276732186620.5(15.0)
		$f_c$	
USTC 2017 <sup>[59]</sup>		276736495600.0(1.4)	
Florence( <sup>[34]</sup> 修正值)		276736495649.5(2.1)	

表4 通过不同探测方法得到的2<sup>3</sup>P<sub>J</sub>精细结构分裂结果对比(单位: kHz)

Table 4. Comparison for the 2<sup>3</sup>P<sub>J</sub> fine-structure splittings obtained from different experiments (in kHz).

	$\nu_{02}$	$\nu_{12}$	$\nu_{01}$
Fine-structure Exp. <sup>[36]</sup>	31908130.98(13)	2291177.56(19)	29616953.42(23)
USTC 2017 <sup>[59]</sup>	31908130.6(2.3)	2291176.5(2.1)	29616954.1(2.1)
Difference	−0.38(2.3)	−1.06(2.1)	+0.68(2.1)
Florence <sup>[30,67]</sup>	31908086.8(15.1)	2291132.0(15.1)	29626954.8(2.9)
Difference	+44.18(15.1)	+45.56(15.1)	−1.38(2.9)

表5 <sup>3</sup>He, <sup>4</sup>He 同位素频移与核电荷半径平方差 $\delta r^2$  (未标注的单位均为 kHz)

Table 5. Determination of the difference of squared nuclear charge radius between <sup>3</sup>He and <sup>4</sup>He,  $\delta r^2$  (units are kHz if not stated otherwise).

$E(^3\text{He}, 2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P})$ (centroid)	276702827204.8(2.4)	Florence 2012 <sup>[34]</sup>
$-E(^4\text{He}, 2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P})$ (centroid)	−276736495600.0(1.4)	USTC 2017 <sup>[59]</sup>
$-\delta E_{\text{iso}}$ (point nucleus)	33667149.3(0.9)	Theory <sup>[25,58]</sup>
$\delta E$	−1 245.9(2.9)	
$C(2^3\text{S} \rightarrow 2^3\text{P})$	−1212.2(1) kHz/fm <sup>2</sup>	Theory <sup>[25,60]</sup>
$\delta r^2$	1.028(2) fm <sup>2</sup>	

利用我们实验测定的 ${}^4\text{He}$   $2^3\text{S}$ — $2^3\text{P}$ 跃迁中心频率 $f_c({}^4\text{He})$ , 结合由Cancio Pastor等测定的 ${}^3\text{He}$ 中心频率 $f_c({}^3\text{He})$ , 以及Pachucki等理论计算的同位素频移 $\delta E_{\text{iso}}$ (point nucleus), 可以得到 ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ 的核电荷半径平方差 $\delta r^2$ . 同位素频移 $\delta E_{\text{iso}}(\text{exp}) = E({}^3\text{He}, \text{centroid}) - E({}^4\text{He}, \text{centroid})$ 和点电荷近似下的理论值 $\delta E_{\text{iso}}(\text{theo}, \text{point nucleus})$ , 两者之差应当仅仅来自于核大小效应的贡献(公式5). 其中, 系数 $C$ 可以通过数值计算精确求出<sup>[60]</sup>:  $C(2^3\text{S} - 2^3\text{P}) = 1212.2(1)$  kHz. 因此利用本实验测定的 ${}^4\text{He}$ 跃迁中心频率, 可以得到新的核电荷半径平方差.

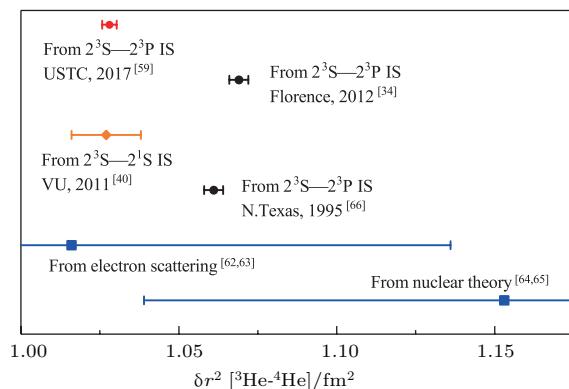


图 15 通过不同能级跃迁频率得到的 ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ 核电荷半径平方差结果对比

Fig. 15. Comparison of the difference of squared nuclear charge radius between  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$  using different transitions.

从表5和图15中可以看到, 我们实验所得到的基于 $2^3\text{S}$ — $2^3\text{P}$ 同位素频移的 $\delta r^2$ , 与同样基于该跃迁(Cancio Pastor<sup>[30,34,67]</sup>和Shiner<sup>[66]</sup>)的结果, 偏差分别达到 $-0.041(4)$  fm $^2$ 和 $-0.033(4)$  fm $^2$ , 即分别存在 $10\sigma$ 和 $8\sigma$ 的偏差. 但是, 我们实验的结果与基于 $2^3\text{S}$ — $2^1\text{S}$ 跃迁(van Rooij<sup>[40]</sup>)的结果却符合得非常好, 偏差仅为 $0.001(11)$  fm $^2$ . 但需要注意的是, 本实验同位素频移计算中所使用的 ${}^3\text{He}$ 中心频率来自于Florence大学的结果<sup>[34]</sup>, 其可靠性有待检验, 因此目前我们暂不能下定论声称 ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ 核电荷半径平方差的问题已得到解决, 我们仍然需要在未来工作中对 ${}^3\text{He}$ 跃迁中心频率进行验证性测量.

## 4 总结与展望

本文回顾了我们研究组近年来在氦原子精密光谱方面的工作, 主要包括 ${}^4\text{He}$ 原子 $2^3\text{P}_J$ 能

级精细结构分裂以及 $2^3\text{S}$ — $2^3\text{P}$ 跃迁频率. 其中,  $2^3\text{P}_0$ — $2^3\text{P}_2$ 分裂被测定至130 Hz<sup>[36]</sup>, 结合当前最精确的QED计算<sup>[55,93]</sup>, 可将精细结构常数 $\alpha$ 测定至 $(2_{\text{exp}})(27_{\text{theo}})$  ppb. 受限于高阶QED修正( $\alpha^7 m$ 阶), 氦原子光谱方法精细结构分裂测定 $\alpha$ 常数的精度仍在 $10^{-8}$ 水平, 相比CODATA推荐值的精度( $2.3 \times 10^{-10}$ )仍有一定差距, 这也意味着可能需要对更多的类氦体系(如 $\text{Li}^+$ ,  $\text{Be}^{2+}$ )精细结构进行测量, 以推动高阶QED理论的发展. 另一方面, 我们将 $2^3\text{S}$ — $2^3\text{P}$ 跃迁频率测定至1.4 kHz(相对精度 $5.1 \times 10^{-12}$ ), 结合相关的理论计算, 该跃迁被认为非常适合于测定氦原子核结构. 原因是 $2^3\text{S}$ 能级对原子核大小效应较为敏感, 并且理论学家们认为三重态 $2^3\text{S}$ — $2^3\text{P}$ 跃迁的 $\alpha^7 m$ 阶QED修正有望在近期内完成<sup>[25,58]</sup>. 如果相关能级的理论计算精度好于10 kHz, 有望将氦原子核电荷半径测定至 $10^{-3}$ .

利用精密光谱方法测定原子核结构具有重要的物理意义, 通过比较基于不同方法、不同轻子结构测定的核电荷半径, 将为解决“质子半径之谜”提供帮助. 相关工作已在国际上各研究团队展开, 如H原子 $2\text{S}$ — $n\text{L}$ 跃迁、 $1\text{S}$ — $3\text{S}$ 双光子跃迁、 $2\text{S}$ — $2\text{P}$ 兰姆位移<sup>[12,94]</sup>,  $\text{He}^+$ 离子 $1\text{S}$ — $2\text{S}$ 跃迁<sup>[95,96]</sup>, 以及待完成实验分析的 $\mu\text{-He}^+$ 离子 $2\text{S}$ — $2\text{P}$ 兰姆位移<sup>[68]</sup>. 除少体原子外, 简单分子的QED理论计算精度在近年得到提高, 如 $\text{H}_2^+$ ,  $\text{HD}^+$ ,  $\text{D}_2^+$ <sup>[97]</sup>以及 $\text{H}_2$ <sup>[98]</sup>, 这为质子半径测定提供了新的途径<sup>[99]</sup>.

感谢中国科学技术大学卢征天教授和蒋蔚教授的讨论.

## 参考文献

- [1] Hänsch T W 2005 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1297
- [2] Bohr N 1913 *Phil. Mag.* **26** 476
- [3] Dirac P A M 1928 *Proc. Roy. Soc. London A: Math. Phys. Eng. Sc.* **117** 610
- [4] Lamb W E, Rutherford R C 1947 *Phys. Rev.* **72** 241
- [5] Lamb W E, Rutherford R C 1950 *Phys. Rev.* **79** 549
- [6] Beth H A 1947 *Phys. Rev.* **72** 339
- [7] Dyson F J 1949 *Phys. Rev.* **75** 486
- [8] Dyson F J 1952 *Phys. Rev.* **85** 631
- [9] Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, Nio M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 111807
- [10] Hanneke D, Fogwell S, Gabrielse G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 120801
- [11] Biraben F 2009 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **172** 109
- [12] Beyer A, Maisenbacher L, Matveev A, Pohl R, Khabarova K, Grinin A, Lamour T, Yost D C, Hänsch T W, Kolachevsky N, Udem T 2017 *Science* **358** 79

- [13] Parthey C G, Matveev A, Alnis J, Bernhardt B, Beyer A, Holzwarth R, Maistrou A, Pohl R, Predehl K, Udem T, Wilken T, Kolachevsky N, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Hänsch T W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 203001
- [14] Matveev A, Parthey C G, Predehl K, Alnis J, Beyer A, Holzwarth, Udem T, Wilken T, Kolachevsky N, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Grosche G, Terra O, Legero T, Schnatz H, Weyers S, Altschul B, Hänsch T W 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 230801
- [15] Mohr P J, Newell D B, Taylor B N 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035009
- [16] Pohl R, Antognini A, Nez F, Amaro F D, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Dhawan S, Fernandes L M P, Giesen A, Graf T, Hänsch T W, Indelicato P, Julien L, Kao C Y, Knowles P, Bigot E O L, Liu Y W, Lopes J A M, Ludhova L, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Rabinowitz P, dos Santos J M F, Schaller L A, Schuhmann K, Schwob C, Taqqu D, Veloso J F C A, Kottmann F 2010 *Nature* **466** 213
- [17] Antognini A, Nez F, Schuhmann K, Amaro F D, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Dhawan S, Diepold M, Fernandes L M P, Giesen A, Graf T, Hänsch T W, Indelicato P, Julien L, Kao C Y, Knowles P, Kottmann F, Bigot E O L, Liu Y W, Lopes J A M, Ludhova L, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Rabinowitz P, dos Santos, J M F, Schaller L A, Schwob C, Taqqu D, Veloso J F C A, Vogelsang J, Pohl R 2013 *Science* **339** 417
- [18] Pohl R, Nez F, Fernandes L M P, Amaro F D, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Dhawan S, Diepold M, Giesen A, Gouveia A L, Graf T, Hänsch T W, Indelicato P, Julien L, Knowles P, Kottmann F, Bigot E O L, Liu Y W, Lopes J A M, Ludhova L, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Rabinowitz P, dos Santos, J M F, Schaller L A, Schuhmann K, Schwob C, Taqqu D, Veloso J F C A, Antognini A, The CREMA collaboration 2016 *Science* **353** 669
- [19] Pohl R, Gilman R, Miller G A, Pachucki K 2013 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63** 175
- [20] Beyer A, Maisenbacher L, Matveev A, Pohl R, Khabarova K, Chang Y, Grinin A, Lamour T, Shi T, Yost D C, Hänsch T W, Kolachevsky N 2016 *Opt. Express* **24** 17470
- [21] Peters E, Yost D C, Matveev A, Hänsch T W, Udem T 2013 *Anna. Phys.* **525** L29
- [22] Galtier S, Fleurbaey H, Thomas S, Julien L, Biraben, Nez F 2015 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031201
- [23] Caswell W E, Lepage G P 1986 *Phys. Lett. B* **167** 437
- [24] Paz G 2015 *Mod. Phys. Lett. A* **30** 1550128
- [25] Pachucki K, Patkos V, Yerokhin V A 2017 *Phys. Rev. A* **95** 062510
- [26] Shiner D, Dixson R, Zhao P 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1802
- [27] Minardi F, Bianchini G, Pastor P C, Giusfredi G, Pavone F S, Inguscio M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1112
- [28] Castillega J, Livingston D, Sanders A, Shiner D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4321
- [29] Storry C H, George M C, Hessels E A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3274
- [30] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, Mauro C D, Inguscio M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 023001
- [31] Zelevinsky T, Farkas D, Gabrilse G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203001
- [32] Borbely J S, George M C, Lombardi L D, Weel M, Fitzakerley D W, Hessels E A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 060503
- [33] Smiciklas M, Shiner D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 123001
- [34] Pastor P C, Consolino L, Giusfredi G, Natale P D, Inguscio M, Yerokhin V A, Pachucki P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 143001
- [35] Feng G P, Zheng X, Sun Y R, Hu S M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 030502
- [36] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Jiang W, Pachucki K, Hu S M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 063001
- [37] Dorre C, Nez F, de Beauvoir B, Julien L, Biraben F 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3658
- [38] Luo P L, Peng J L, Shy J T, Wang L B 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 013002
- [39] van Leeuwen K A H, Vassen W 2006 *Euro. Phys. Lett.* **76** 409
- [40] van Rooij R, Borbely J S, Simonet J, Hoogerland M D, Eikema K S E, Rozendaal R A, Vassen W 2011 *Science* **333** 196
- [41] Notermans R, Vassen W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 253002
- [42] Wang L B, Mueller P, Bailey K, Drake G W F, Greene J P, Henderson D, Holt R J, Janssens R V F, Jiang C L, Lu Z T, O'Connor P O, Pardo R C, Rehm K E, Schiffer J P, Tang X D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 142501
- [43] Mueller P, Sulai I A, Villari A C C, Alcantara-Nunez J A, Alves-Conde R, Bailey K, Drake G W F, Dubois M, Eleon C, Gaubert G, Holt R J, Janssens R V F, Lecesne N, Lu Z T, O'Connor P O, Saint-Laurent M G, Thomas J C, Wang L B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 252501
- [44] Lu Z T, Mueller P, Drake G W F, Nortershauser W, Pieper S C 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1383
- [45] Eikema K S E, Ubachs W, Vassen W, Hogervorst W 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 1216
- [46] Eikema K S E, Ubachs W, Vassen W, Hogervorst W 1997 *Phys. Rev. A* **55** 1866
- [47] Eyler E E, Chieda D E, Stowe M C, Thorpe M J, Schibli T R, Ye J 2008 *Eur. Phys. J. D* **48** 43
- [48] Cingoz A, Yost D C, Allison T K, Ruehl A, Fermann M E, Hartl I, Ye J 2012 *Nature* **482** 68
- [49] Schwartz C 1964 *Phys. Rev.* **134** A1181
- [50] Douglas M, Kroll N M 1974 *Anna. Phys.* **82** 89
- [51] Yan Z C, Drake G W F 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4791
- [52] Zhang T, Yan Z C, Drake G W F 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1715
- [53] Pachucki K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 013002
- [54] Pachucki K, Yerokhin V A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 062516
- [55] Pachucki K, Yerokhin V A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070403
- [56] Ficek F, Kimball D F J, Kozlov M G, Leefer N, Pustelnik S, Budker D 2017 *Phys. Rev. A* **95** 032505
- [57] Pachucki K 2002 *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **35** 3087
- [58] Yerokhin V A, Pachucki K 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052508

- [59] Zheng X, Sun Y R, Chen J J, Jiang W, Pachucki K, Hu S M 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 263002
- [60] Pachucki K, Yerokhin V A 2015 *J. Phys. Chem. Refs. Data* **44** 031206
- [61] Yerokhin V A, Pachucki K 2017 *Phys. Rev. A* **95** 012508
- [62] Sick I 2008 *Prec. Phys. Sim. Atom. Mol.* 57
- [63] Kievsky A, Rosati S, Viviani M, Marcucci L E, Girlanda L 2008 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **35** 063101
- [64] Sick I 2008 *Phys. Rev. C* **77** 041302
- [65] Drake G W F, Nortershauser W, Yan Z C 2005 *Can. J. Phys.* **83** 311
- [66] Shiner D, Dixson R, Vedantham V 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3553
- [67] Pastor P C, Giusfredi G, Natale P D, Hagel G, de Mauro C, Inguscio M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 139903
- [68] Antognini A, Biraben F, Cardoso J M R, Covita D S, Dax A, Fernandes L M P, Gouveia A L, Graf T, Hänsch T W, Hildebrandt M, Indelicato P, Julien L, Kirch K, Kottmann F, Liu Y W, Monteiro C M B, Mulhauser F, Nebel T, Nez F, dos Santos J M F, Schuhmann K, Taqqu D, Veloso J F C A, Voss A, Pohl R 2011 *Can. J. Phys.* **89** 47
- [69] Angeli I, Marinova K P 2013 *Atom. Data Nucl. Data Tab.* **99** 69
- [70] Sun Y, Feng G P, Cheng C F, Tu L Y, Pan H, Yang G M, Hu S M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 170601 (in Chinese) [孙羽, 冯高平, 程存峰, 涂乐义, 潘虎, 杨国民, 胡水明 2012 物理学报 **61** 170601]
- [71] Cheng C F, Jiang W, Yang G M, Sun Y R, Pan H, Gao Y, Liu A W, Hu S M 2010 *Rev. Sci. Instr.* **81** 123106
- [72] Vansteenkiste N, Gerz C, Kaiser R, Hollberg L, Salomon C, Aspect A 1991 *J. Phys. II France* **1** 1407
- [73] Rooijakers W, Hogervorst W, Vassen W 1996 *Opt. Comm.* **123** 321
- [74] Breuer H 1965 *Rev. Sci. Instr.* **36** 1666
- [75] Bolinger L, Prammer M G, Leigh J S 1989 *J. Mag. Res.* **81** 162
- [76] Feng G P, Sun Y, Zheng X, Hu S M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 123201 (in Chinese) [冯高平, 孙羽, 郑昕, 胡水明 2014 物理学报 **63** 123201]
- [77] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys. B* **31** 97
- [78] Prentiss M G, Ezekiel S 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 46
- [79] Minardi F, Artoni M, Cancio P, Inguscio M, Giusfredi G, Carusotto I 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4164
- [80] Artoni M, Carusotto I, Minardi F 2000 *Phys. Rev. A* **62** 023402
- [81] Wieman C E, Noecker M C, Masterson B P, Cooper J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1738
- [82] Salomon C, Dalibard J, Aspect A, Metcalf H, Cohen-Tannoudji C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1659
- [83] Yan Z C, Drake G W F 1994 *Phys. Rev. A* **50** R1980
- [84] Horbatsch M, Hessels E A 2010 *Phys. Rev. A* **82** 052519
- [85] Horbatsch M, Hessels E A 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032508
- [86] Horbatsch M, Hessels E A 2012 *Phys. Rev. A* **86** 040501
- [87] Sansonetti C J, Simien C E, Gillaspy J D, Tan J N, Brewer S M, Brown R C, Wu S J, Porto J V 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 023001
- [88] Brown R C, Wu S J, Porto J V, Sansonetti C J, Simien C E, Brewer S M, Tan J N, Gillaspy J D 2013 *Phys. Rev. A* **87** 032504
- [89] Marsman A, Hessels E A, Horbatsch M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 043403
- [90] Marsman A, Horbatsch M, Hessels E A 2015 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **44** 031207
- [91] Kleinert M, Dahl M E G, Bergeson S 2016 *Phys. Rev. A* **94** 052511
- [92] Vrinceanu D, Kotochigova S, Sadeghpour H R 2004 *Phys. Rev. A* **69** 022714
- [93] Pachucki K, Yerokhin V A 2011 *J. Phys.: Conf. Ser.* **264** 012007
- [94] Beyer A, Parthey C G, Kolachevsky N, Alnis J, Khabarova K, Pohl R, Peters E, Yost D C, Matveev A, Predehl K, Droste S, Wilken T, Holzwarth R, Hänsch T W, Abgrall M, Rovera D, Salomon C, Laurent P, Udem T 2013 *J. Phys.: Conf. Ser.* **467** 012003
- [95] Herrmann M, Haas M, Jentschura U D, Kottmann F, Leibfried D, Saathoff G, Gohle C, Ozawa A, Batteiger V, Knunz S, Kolachevsky N, Schussler H A, Hänsch T W, Udem T 2009 *Phys. Rev. A* **79** 052505
- [96] Altmann R K, Galtier S, Dreissen L S, Eikema K S E 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 173201
- [97] Korobov V I, Hilico L, Karr J P 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 233001
- [98] Puchalski M, Komasa J, Czachorowski P, Pahucki K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 263002
- [99] Biesheuvel J, Karr J, Hilico L, Eikema K S E, Ubachs W, Koelman J C J 2016 *Nat. Comm.* **7** 10385

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements****Precision spectroscopy on the  $2^3S$ – $2^3P$  transition of atomic helium\***Zheng Xin<sup>1,2)</sup> Sun Yu Robert<sup>1,2)</sup> Chen Jiao-Jiao<sup>1,2)</sup> Hu Shui-Ming<sup>1,2)†</sup>1) (Hefei National Laboratory for Physical Science at the Microscale, University of Science and Technology of China,  
Hefei 230026, China)

2) (CAS Center for Excellence in Quantum Information and Quantum Physics, Hefei 230026, China)

(Received 8 May 2018; revised manuscript received 11 July 2018)

**Abstract**

Precision measurement in few-electron atomic systems played an important role in testing fundamental physics and determination of the fundamental physical constants throughout the past few decades. Atomic helium, as the simplest multi-electron system, its energy levels can be calculated with a very high precision by means of *ab-initio* calculations, and can be accurately determined using precision spectroscopy. Test of quantum theories can be achieved by comparing theoretical predictions with experimental results. In case of any disagreement, it might imply that there are some undiscovered systematic effects, or might signal physics beyond the standard model. Particularly, the  $2^3P_J$  energy level in atomic helium is considered as one of the best atomic systems for determining the fine-structure constant  $\alpha$ . High precision helium spectroscopy can also be used for setting constraints on exotic spin-dependent interactions, and may provide an accurate determination of the helium nuclear charge radius. Comparison of results from electronic and muonic helium may provide a sensitive test of universality in electromagnetic interactions of leptons, and may help solve the so-called “proton size puzzle”. In this paper, we summarize our recent progress on precision spectroscopy of atomic helium. By using transverse cooling and deflection, we are able to prepare a low-noise bright source of atoms in the metastable state  $2^3S_1$ . The initial state preparation is completed by optical pumping, followed by laser spectroscopy in the  $2^3S$ – $2^3P$  transition. The  $2^3P_0$ – $2^3P_2$  and  $2^3P_1$ – $2^3P_2$  fine-structure intervals are determined to be  $(31908130.98 \pm 0.13)$  kHz and  $(2291177.56 \pm 0.19)$  kHz, respectively. Compared with calculations including terms up to  $\alpha^7 m$ , the deviation for the  $\alpha$ -sensitive interval  $2^3P_0$ – $2^3P_2$  is only 0.22 kHz, which paths way for further improvement of theoretical predictions and independent determination of  $\alpha$  with a 2-ppb precision. The  $2^3S$ – $2^3P$  transition frequency is determined with an accuracy of 1.4 kHz by utilizing comb-linked spectroscopy and first-order Doppler cancellation technique. Our result is not only more accurate but also differs by as much as 50 kHz ( $20\sigma$ ) from the previously reported result. This discrepancy remains unsolved and indicates the need for further independent measurements. In combination with ongoing theoretical calculations, this new result may provide the most accurate determination of helium nuclear charge radius. Prospects for future improvements in relevant precision measurements, including simple molecules, are also discussed.

**Keywords:** helium, precision spectroscopy, fine-structure constant, quantum electrodynamics**PACS:** 42.62.Fi, 32.30.-r, 12.20.-m, 06.20.Jr**DOI:** 10.7498/aps.67.20180914

\* Project supported by Chinese Academy of Science (Grant Nos. XDB21010400, XDB21020100), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91736101, 21688102, 11304303, 91436209), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB834602).

† Corresponding author. E-mail: smhu@ustc.edu.cn

## 光和原子关联与量子计量

冯啸天 袁春华 陈丽清 陈洁菲 张可烨 张卫平

Quantum metrology with atom and light correlation

Feng Xiao-Tian Yuan Chun-Hua Chen Li-Qing Chen Jie-Fei Zhang Ke-Ye Zhang Wei-Ping

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 164204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180895

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180895>

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

### [铷原子D1线真空压缩光场的产生及态重构](#)

Generation and quantum state reconstruction of a squeezed vacuum light field resonant on the rubidium D1 line

物理学报.2018, 67(9): 094204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172396>

### [连续变量纠缠态光场在光纤中传输特性的实验研究](#)

Experimental investigation of transmission characteristics of continuous variable entangled state over optical fibers

物理学报.2018, 67(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171542>

### [连续变量 \$1.34\text{ }\mu\text{m}\$ 量子纠缠态光场的实验制备](#)

Continuous variable quantum entanglement at  $1.34\text{ }\mu\text{m}$

物理学报.2017, 66(24): 244205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.244205>

### [双光子失谐对慢光和光存储影响的实验研究](#)

Experimental study of the effects of two-photon detuning on slow light and light memory

物理学报.2016, 65(1): 014205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014205>

### [基于量子相干控制吸收的准 \$\Lambda\$ 型四能级原子局域化研究](#)

Study on atomic localization of  $\Lambda$ -type quasi-four level atoms based on absorption with quantum coherent control

物理学报.2015, 64(13): 134204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134204>

## 专题: 精密测量物理

## 光和原子关联与量子计量\*

冯啸天<sup>1)</sup> 袁春华<sup>1)†</sup> 陈丽清<sup>1)‡</sup> 陈洁菲<sup>1)</sup> 张可烨<sup>1)</sup> 张卫平<sup>2)</sup>

1) (华东师范大学物理与材料科学学院, 上海 200241)

2) (上海交通大学物理与天文学院, 李政道研究所, 上海 200240)

(2018年5月5日收到; 2018年7月15日收到修改稿)

物理量的测量与单位标准的统一推动了计量学的发展。量子力学的建立, 激光技术的发明以及原子与分子物理学的发展, 在原理与技术上进一步刷新了计量学的研究内涵, 特别是激光干涉与原子频标技术的发展, 引起了计量学革命性的飞跃。基于激光干涉的引力波测量、激光陀螺仪, 基于原子干涉的原子钟、原子陀螺仪等精密测量技术相继诞生, 一个以量子物理为基础, 探索与开拓物理量精密测量方法与技术的新的科学分支——量子计量学(Quantum Metrology)已然兴起。干涉是计量学中最常用的相位测量方法。量子干涉技术, 其相位测量精度能够突破标准量子极限的限制, 是量子计量学与量子测量技术的核心研究内容。本文重点介绍近几年我们在量子干涉方面所取得的新开拓与新发展, 主要内容包括基于原子系综中四波混频过程的SU(1,1)型光量子关联干涉仪和基于原子系综中拉曼散射过程的光-原子混合干涉仪。

**关键词:** 光和原子关联, 光量子关联干涉仪, 光-原子混合干涉仪, 相位测量灵敏度

**PACS:** 42.50.-p, 42.50.St, 42.25.Hz, 42.50.Ct

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180895

## 1 引言

计量的思想雏形最早源于度量衡的需求。随着人类文明的发展, 科学体系与物理学的建立, 对物理量的测量及单位标准的统一, 逐步衍生出计量学。量子力学的诞生, 进一步推动了科学与技术的发展, 包括激光技术的发明、原子与分子物理学、量子光学及原子光学等科学分支的建立。这些新的科学分支与技术的发展又在原理与方法上为人们追求物理量的更高测量精度铺平了道路。在此基础上, 量子物理与传统计量学自然结合, 量子计量学(Quantum Metrology)应运兴起<sup>[1]</sup>。相比于传统计量学, 量子计量学结合量子物理, 在微观层次探索与发展更精密的超越传统的测量方法与技术, 同时研究量子力学不确定性原理对被测物理量施加的

量子极限, 以及怎样构建系统的量子态与测量方法实现被测物理量的最佳测量估值。在量子计量学的发展中, 光子与原子及其光子-原子耦合体系扮演着十分重要的角色。例如光场的压缩态的产生与外差式探测, 原子内部自旋态的制备, Ramsey 干涉测量法及原子钟的发展, 利用守恒量的对易性实现量子无损测量(quantum nondemolition), 降低测量过程所引入的反作用噪声(back-action noise)等。随着量子光学与原子光学研究的不断深入与发展, 光子与原子的量子特性正在逐渐向技术应用推进。在这个趋势里, 光子作为信息的载体, 原子作为信息处理的工具正在推动量子信息科学与技术的发展, 而这一前沿发展又在量子测量的意义上刷新了量子计量学的内容。正因为如此, 光和原子相互作用的量子耦合、量子关联特性, 光子与原子体系的非线性多体效应等的研究已形成了一系列理

\* 国家自然科学基金(批准号: 91536114, 11474095, 11654005, 11604069, 11574086)、国家重点研发计划(批准号: 2016YFA0302001)和上海自然科学基金(批准号: 17ZR1442800)资助的课题。

† 通信作者. E-mail: chyuan@phy.ecnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lqchen@phy.ecnu.edu.cn

论与实验结合的成果,为量子计量学打开了新的视野与研究窗口,进一步拓展了其理论研究与实际应用范围.

本文主要介绍光与原子关联特性及量子干涉研究的最新进展.第2部分简要回顾光学干涉仪发展的历史,并介绍线性干涉仪以及SU(1,1)型非线性干涉仪的结构、测量精度等;第3部分介绍线性光-原子混合干涉仪、非线性光-原子混合干涉仪的结构,分析这两种混合干涉仪的测量精度;最后是总结.

## 2 全光干涉仪

### 2.1 干涉仪的发展

在传统的计量学中,干涉法是最常用也是精度非常高的相位测量方法.马赫-曾德尔干涉仪(Mach-Zehnder interferometer, M-Z干涉仪)等线性全光干涉仪作为一种有效、通用的精密测量工具,自发明至今不断发展,取得了长足的进步,在表面诊断、天体物理、地震学、量子信息和精密测量等方面<sup>[2-12]</sup>被广泛应用.其中,激光干涉引力波天文台(Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory, LIGO)运用激光干涉技术对引力波的成功探测<sup>[7,8]</sup>尤为引人瞩目.与此同时,人们也对干涉技术提出了更高的要求,以期实现更高的测量精度及更广的应用领域.

干涉仪本质上是通过相干地分束和合束各种波(光波<sup>[6-8]</sup>或实物粒子的德布罗意物质波<sup>[9-12]</sup>)来实现相敏物理量的测量.因此,干涉技术的发展大致可归类为三类:一是改善干涉源的性质,即找到更合适的波源;二是改进波的分束合束过程,即找到更合适的分束器;三是找到更合适的信号探测方法.

针对干涉源的改进展,Caves<sup>[13]</sup>于1981年首次在理论上提出利用非经典光源(压缩态光场)能够提高光学干涉仪的灵敏度至散粒噪声(shot-noise limit, SNL)或标准量子极限(standard quantum limit, SQL)以下.Xiao等<sup>[14]</sup>以及Grangier等<sup>[15]</sup>后续实验实现了这一理论方案.此外,LIGO也通过注入压缩光源实现了Advanced LIGO在压缩频段灵敏度的进一步提高<sup>[16]</sup>,且目前仍有理论研究利用纠缠光源进一步提升性能的可能<sup>[17]</sup>.2000年,Boto等<sup>[18]</sup>提出用NOON态

$(|N\rangle_a|0\rangle_b + |0\rangle_a|N\rangle_b)/\sqrt{2}$ 直接作为干涉仪的干涉臂,相位灵敏度可以达到海森伯极限(Heisenberg limit).2007年,Nagata等<sup>[19]</sup>实验制备了 $N$ 为4的NOON态演示了这一类干涉仪,但是目前大 $N$ 值的NOON态制备还存在诸多问题.

针对分束器的改进,1986年Yurke等<sup>[20]</sup>在理论上提出了一种新型非线性干涉仪,将传统M-Z干涉仪中的线性分束器换成了非线性分束器,原理上测量精度能够突破散粒噪声的限制,甚至逼近海森伯极限,这种干涉仪也称作SU(1,1)干涉仪.这一开创性的工作推动了此后非线性干涉仪相关理论和实验的发展,现今已经实验实现了全光SU(1,1)干涉仪<sup>[21]</sup>和原子SU(1,1)干涉仪<sup>[22]</sup>,非线性干涉仪逐渐成为干涉仪领域的一个重要分支.

针对信号探测方法的改进,现今常用的探测方法有强度测量和零拍测量<sup>[23]</sup>(homodyne detection, HD),近几年有人提出宇称测量<sup>[24-26]</sup>(parity detection),还有一直以来量子计量领域普遍关注的量子无损测量<sup>[27]</sup>.量子无损测量可以避免系统耦合以及探测过程中可能引入的反作用噪声,从而使最终的测量精度能突破标准量子极限.

光-原子混合干涉仪<sup>[28,29]</sup>是近两年发展的一种全新的干涉仪,将光和原子的拉曼散射<sup>[30]</sup>作为干涉仪的分束和合束过程,实现了光波和原子自旋波这两种不同类型波的干涉.通过选择合适的拉曼散射过程<sup>[31,32]</sup>,已经实验实现了线性光-原子混合干涉仪和非线性光-原子混合干涉仪.值得注意的是,这种新型的混合干涉仪的两臂分别是光波和原子自旋波,因而最终干涉信号可以同时感受光场和原子自旋波的相位改变,相比传统的干涉仪拥有更广阔的应用前景.

### 2.2 线性全光干涉仪

1887年,Michelson和Morley<sup>[33]</sup>利用他们发明的干涉仪实现了对光场相位的精确测量,证明了以太不存在.这一干涉测量结果推进了爱因斯坦狭义相对论的发展,自此,干涉仪开始应用于精密测量领域.20世纪60年代初,随着激光的发明及应用,干涉技术实现了突飞猛进的发展,其应用范围也拓展至科学研究、工业加工检测、导航与精确制导等各个领域.本质上,任何引起干涉物质相位变化的待测量均可由相应的干涉仪进行测量.根据干涉物质的不同,干涉仪可以分为全光干涉仪和物

质波干涉仪两大类。另外，根据干涉仪的分束器的种类又可以将干涉仪分为线性干涉仪和非线性干涉仪。

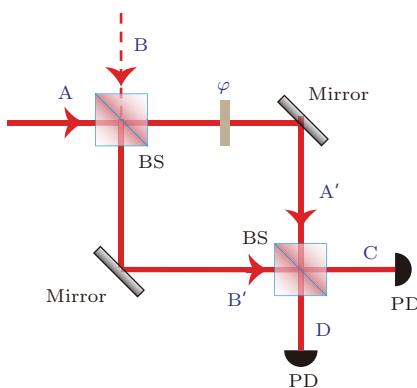


图 1 M-Z 干涉仪 BS, 光学分束器; Mirror, 反射镜; PD, 光电探测器;  $\varphi$ , 干涉仪两臂的相位差

Fig. 1. Mach-Zehnder interferometer. BS, beam-splitter; PD, photoelectric detector;  $\varphi$ , phase shift between the two paths.

常见的全光线性干涉仪主要包括：M-Z 干涉仪、Michelson 干涉仪、Fizeau 干涉仪以及 Fabry-Perot 干涉仪等。这里以 M-Z 干涉仪为例介绍全光线性干涉仪，其工作原理如图 1 所示。一束入射光场 A 与真空场 B 一起被 50/50 光学分束器分为两束，构成干涉仪的两条干涉臂 A' 和 B'；A' 和 B' 沿着不同的路径传播，并在第二个光学分束器上进行合束，合束后产生 C 和 D。两条干涉臂在传播中会引入相位差  $\varphi$ 。对于线性干涉仪，A, B, A', B', C, D, 六个场的湮灭算符可以用  $\hat{a}, \hat{b}, \hat{a}', \hat{b}', \hat{c}, \hat{d}$  来表示。假设 50/50 光束分束器是无损的，干涉仪的输入输出关系<sup>[30]</sup>：

$$\begin{aligned}\hat{c} &= t(\varphi)\hat{a} + r(\varphi)\hat{b}, \\ \hat{d} &= r(\varphi)\hat{a} - t(\varphi)\hat{b},\end{aligned}\quad (1)$$

其中  $t(\varphi) = e^{i\varphi/2} \sin(\varphi/2)$ ,  $r(\varphi) = e^{i\varphi/2} \cos(\varphi/2)$ 。当干涉仪的输入端 A 是相干态  $|\alpha\rangle$ , B 是真空态时, C, D 两输出端的信号强度分别为：

$$\begin{aligned}\langle \hat{c}^\dagger \hat{c} \rangle &= |\alpha|^2 \sin^2(\varphi/2) = I_{ps}(1 - \cos \varphi), \\ \langle \hat{d}^\dagger \hat{d} \rangle &= |\alpha|^2 \cos^2(\varphi/2) = I_{ps}(1 + \cos \varphi),\end{aligned}\quad (2)$$

式中的  $I_{ps} = |\alpha|^2/2$  是用来感受相位改变的干涉臂光场强度。由(2)式可知，在 M-Z 干涉仪中，干涉波的能量在分束和合束过程中不会增加，且两个输出端口能量互补，这也正是线性干涉仪的典型特征。

通常的强度测量方案是采集相位依赖的两输出端口的强度差  $I_-$ ：

$$\begin{aligned}\langle I_- \rangle &= \langle \hat{d}^\dagger \hat{d} - \hat{c}^\dagger \hat{c} \rangle = |\alpha|^2 \cos \varphi \\ &= 2I_{ps} \cos \varphi.\end{aligned}\quad (3)$$

干涉仪的相位灵敏度为

$$\delta\varphi = \frac{\delta I_-}{|d\langle I_- \rangle / d\varphi|}, \quad (4)$$

其中  $\delta I_-$  代表探测信号的标准差。对于线性干涉仪，则有  $\delta\varphi = 1/(|\alpha| \sin \varphi)$ 。在  $\varphi = \pi/2$  处，相位测量不确定度最小，为  $\delta\varphi_{SQL} = 1/\sqrt{N}$  ( $N = |\alpha|^2$ )，这就是激光干涉仪相位测量的标准量子极限<sup>[34]</sup>。

除了强度测量方案，平衡零拍探测<sup>[35]</sup>也是量子光学领域常用的探测方法。平衡零拍测量是对光场的正交分量  $\hat{X}_a(\theta) = \hat{a} e^{-i\theta} + \hat{a}^\dagger e^{i\theta}$  进行探测，其中  $\theta$  是本振光 (local oscillation) 相位，这里简化取  $\theta = 0$ 。当 C 端口工作在暗条纹即  $\varphi = \pi$  时，一个待测的微小相移  $\varphi_s$  所引起的  $\langle \hat{X}_c^2 \rangle$  为

$$\langle \hat{X}_c^2 \rangle \approx 1 + |\alpha|^2 \varphi_s^2, \quad (5)$$

这里取  $\alpha = |\alpha|$ 。其中， $\langle \hat{X}_c^2 \rangle$  中的  $|\alpha|^2 \varphi_s^2$  项对应相敏量，而常数项 1 源于真空的噪声，此时干涉仪的信噪比 (Signal to noise ratio, SNR)：

$$SNR_L = \frac{|\alpha|^2 \varphi_s^2}{1} = 2I_{ps} \varphi_s^2. \quad (6)$$

当  $SNR_L = 1$  时，也可以推导出标准量子极限  $\delta\varphi_{SQL} = 1/\sqrt{N}$ ，其中  $N = |\alpha|^2$ 。

为了突破标准量子极限，由(4)式可知，利用噪声低于散粒噪声极限的压缩光源，能够进一步提升干涉仪的测量精度，这一方案的相位灵敏度理论极限为  $1/N^{3/4}$ <sup>[36]</sup>。Xiao 等以及 Grangier 等先后实验实现了 3.0 dB<sup>[14]</sup> 和 2.0 dB<sup>[15]</sup> 的干涉仪 SNR 提升。压缩光源也被应用在引力波测量中，Kimble 等<sup>[37]</sup> 理论上提出用压缩光作为引力波干涉仪的输入场，使其测量精度突破量子极限，从而提升引力波探测的能力。2013 年，这一理论方案被实验证实，干涉信号在低频区域实现了 2.2 dB 的噪声压缩<sup>[16]</sup>。

线性原子干涉仪于 1991 年首次在实验上实现<sup>[38–40]</sup>，其结构与线性全光干涉仪一样，均可用图 1 表示。其入射端 A, 干涉臂 A' 和 B' 以及干涉输出端 C 和 D 均为原子波，原子波的分束和合束过程通常采用受激拉曼散射过程。原子干涉仪很快被

广泛应用于各种原子相位所敏感的物理量的测量中<sup>[41,42]</sup>, 如测量地球旋转角速度、万有引力常数 $G$ <sup>[2]</sup>以及重力常数 $g$ <sup>[3]</sup>等.

### 2.3 SU(1,1)非线性全光干涉仪

前面所述的线性干涉仪的分束和合束过程都是通过线性分束器来实现的, 在分合束过程中, 波的总能量不增加. 在不改变干涉仪装置结构的前提下, 可以采用量子态来降低干涉仪的噪声, 提高信噪比和相位灵敏度. 除此以外, 1986年Yurke等<sup>[20]</sup>提出了另一种方案, 通过改变干涉仪的结构来增强干涉信号强度, 从而达到提升测量信噪比和灵敏度的目的. 具体而言, 利用参量放大过程替代线性分束器, 参量过程产生的两个干涉臂之间有量子关联, 在合束过程中量子关联能够放大干涉信号的强度, 从而增强相位灵敏度. 传统的全光线性M-Z干涉仪, 两个分束器可以用第二类特殊么正群(SU(2))来描述; 而对这一全新的非线性干涉仪, 参量放大过程产生关联的双模光场, 其产生湮灭算符构造的一组厄米算符的对易关系满足SU(1,1)群的性质, 因而称之为SU(1,1)干涉仪.

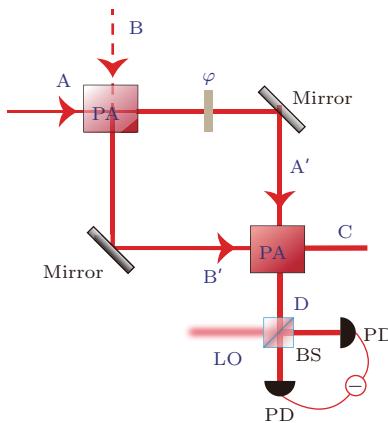


图2 基于参量放大过程的SU(1,1)干涉仪 PA 为参量放大器

Fig. 2. Scheme of an SU(1,1) interferometer with parametric amplifier process. PA, parametric amplifier.

文献[20]中提出实现SU(1,1)干涉仪的分束和合束过程哈密顿量为

$$\hat{H} = i\hbar\Gamma\hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_s)\hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_i) + \text{h.c.}, \quad (7)$$

其中 $\Gamma$ 是耦合强度系数,  $\hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_s)$ 和 $\hat{a}^\dagger(\mathbf{k}_i)$ 分别是干涉臂 $A'$ 和 $B'$ 的产生算符. 从(7)式可看出干涉臂 $A'$ 和 $B'$ 的相位共轭, 强度差压缩. 参量下转换

(parametric down-conversion, PDC)和四波混频过程(four wave mixing, FWM)的哈密顿量都满足(7)式. 图2为SU(1,1)干涉仪的原理结构图, 利用参量放大器代替线性干涉仪中的线性分束器. 两个参量放大器的输入输出关系<sup>[30]</sup>:

$$\begin{aligned}\hat{a}' &= G\hat{a} + g\hat{b}^\dagger, \\ \hat{b}' &= G\hat{b} + g\hat{a}^\dagger, \\ \hat{c} &= G\hat{a}' + g e^{-i\varphi}\hat{b}'^\dagger, \\ \hat{d} &= G e^{i\varphi}\hat{b}' + g\hat{a}'^\dagger,\end{aligned}\quad (8)$$

其中 $G$ 和 $g$ 为参量放大器的增益,  $G^2 - g^2 = 1$ ,  $\varphi$ 为第一次参量放大过程后, 干涉仪内部两路径带来的相位差. 干涉仪的输入输出关系为

$$\begin{aligned}\hat{c} &= [G_T(\varphi)\hat{a} + g_T(\varphi)\hat{b}^\dagger] e^{-i\varphi}, \\ \hat{d} &= g_T(\varphi)\hat{a}^\dagger + G_T(\varphi)\hat{b},\end{aligned}\quad (9)$$

其中 $G_T(\varphi) = G^2 e^{i\varphi} + g^2$ ,  $g_T(\varphi) = Gg e^{i\varphi} + Gg$ . 当端口A为相干态 $|\alpha\rangle$ 注入, B端口为真空态时, 容易得到输出端C和D的信号强度( $|\alpha|^2 \gg 1$ )为:

$$\begin{aligned}\langle\hat{c}^\dagger\hat{c}\rangle &= |G_T(\varphi)|^2|\alpha|^2 + |g_T(\varphi)|^2 \\ &\approx (2G^2g^2 + 1)|\alpha|^2(1 + \cos\varphi), \\ \langle\hat{d}^\dagger\hat{d}\rangle &= |g_T(\varphi)|^2(1 + |\alpha|^2) \\ &\approx 2G^2g^2|\alpha|^2(1 + \cos\varphi).\end{aligned}\quad (10)$$

与干涉臂的信号强度 $I_{ps}^{nl} = \langle\hat{b}'^\dagger\hat{b}'\rangle = g^2(|\alpha|^2 + 1) \approx g^2|\alpha|^2$ 相比, 干涉条纹亮度增加了 $2G^2$ 倍. 对比(2)和(10)式可知, 不同于线性干涉仪, 非线性干涉仪两个输出端口的信号理论上是同相的, 这是除了信号强度放大作用之外, 非线性和线性干涉仪的另一重要区别. 当 $\varphi = \pi$ 时D端口为暗条纹, 此时若有一源于待测信号的微弱相位变化 $\varphi_s$ ( $\varphi_s \ll 1$ ), 对D端口进行平衡零拍频测量, 取 $\alpha = i|\alpha|$ ,  $e^{-i\varphi_g} \equiv G_T(\varphi)/|G_T(\varphi)|$ , 则有

$$\begin{aligned}\langle\hat{X}_d^2\rangle &= \left[2\cos\frac{\varphi}{2}Gg\hat{X}_a\left(\frac{\varphi}{2}\right) + |G_T(\varphi)|\hat{X}_b(\varphi_g)\right]^2 \\ &\approx 1 + G^2g^2(4|\alpha|^2 + 1)\varphi_s^2 \\ &= 1 + 4G^2I_{ps}^{nl}\varphi_s^2.\end{aligned}\quad (11)$$

由(11)式可知非线性干涉仪的信噪比 $\text{SNR}_{NL} = G^2g^2(4|\alpha|^2 + 1)\varphi_s^2 \approx 4G^2I_{ps}^{nl}\varphi_s^2$ , 同线性M-Z干涉仪相比提升了 $2G^2$ 倍. 需要注意, 这里干涉仪其中一个输入端同样为真空注入, 由于两个干涉臂之

间的量子关联, 两个参量放大过程中整体噪声没有放大, 最终的干涉仪噪声仍为初始入射场的噪声。由此可知, SU(1,1) 干涉仪相位灵敏度的提高主要来源于信号强度的增大, 而非干涉仪整体噪声的压制。如果在非线性干涉仪的端口 B 输入压缩真空态, 此时  $\langle \Delta \hat{X}_b^2 \rangle = e^{-r}$ , 平衡零拍探测的信号  $\langle \hat{X}_d^2 \rangle = e^{-r} + 4G^2 I_{ps}^{nl} \varphi_s^2$ , 即注入真空压缩态可以进一步提高非线性干涉仪的相位灵敏度。

2014年, 利用四波混频过程作为参量放大器替代传统光学分束器的SU(1,1)干涉仪方案, 在Rb85热原子系综中得以实现<sup>[21]</sup>。如图3所示, 其中(a)和(b)分别是SU(1,1)干涉仪和M-Z干涉仪的示意图, 两种干涉仪的输入端同为相干态光场和真空注入, 其相敏一臂的场强分别为  $I_{ps}^{NCI}$  和  $I_{ps}^{CI}$ , 控制参数使得  $I_{ps}^{NCI} = I_{ps}^{CI}$ , 此时对比两者的干涉条纹, SU(1,1)干涉仪相比M-Z干涉仪有5.5倍(7.4 dB)的幅度提升, 如图3(c)所示。

2018年, 利用同样的系统, Du等<sup>[43]</sup>测量了此类SU(1,1)干涉仪的信噪比。图4(a)给出了利用零拍探测测得的干涉仪输出端的噪声情况, 黑线为散粒噪声水平, 黄线为单次参量增益时(两个FWM过程只发生一次)的噪声水平, 蓝线代表两次参量增益的噪声水平, 红线为扫描干涉仪一臂的相位得到的噪声谱。理论上红线的最小值应该同散粒噪声的强度相等, 然而实验中不可避免的损耗及其他非理想条件抬高了实际的噪声水平。尽管如此, 干

涉仪仍能在某些相位处获得相比单次增益更低的噪声。通过对干涉仪一臂施加一定强度的相位调制, 实验首次测量了此类干涉仪的信噪比, 结果如图4(b)所示。在相同的相敏信号强度下, SU(1,1)干涉仪的信噪比相比M-Z干涉仪提升了3 dB。

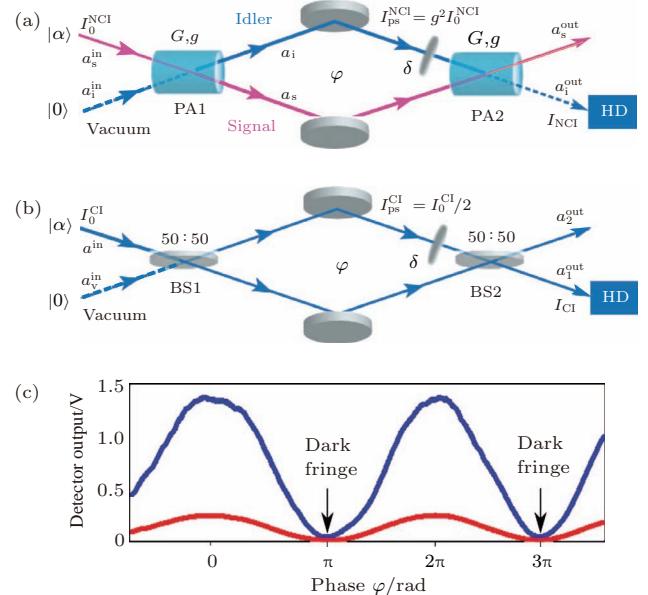


图3 两类干涉仪的示意图及其干涉图样<sup>[21]</sup> (a) 基于四波混频过程的SU(1,1)干涉仪; (b) M-Z干涉仪; (c) 等干涉臂场强条件下两者的干涉条纹, 红线代表M-Z干涉仪; 蓝线代表SU(1,1)干涉仪

Fig. 3. Schematic diagram and interference patterns for two types of interferometers<sup>[21]</sup>. (a) FWM-based SU(1,1) interferometer; (b) M-Z interferometer; (c) the interference fringes of SU(1,1) interferometer (blue) and M-Z interferometer (red) with the same phase-sensing intensity.

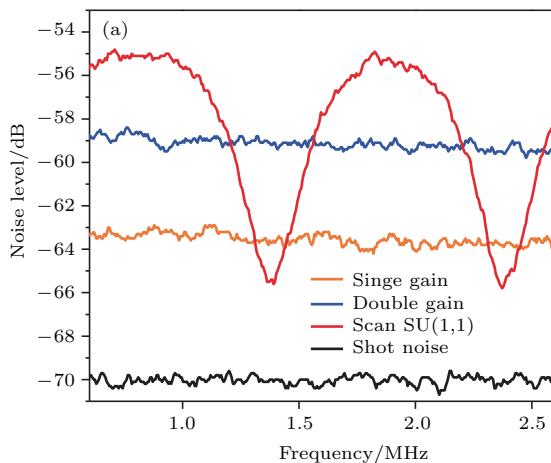


图4 (a) 基于四波混频过程的SU(1,1)干涉仪的噪声水平; (b) 两类干涉仪的最小可测量相移  $\varphi_s$  随相敏光强  $I_{ps}$  的关系图<sup>[43]</sup>

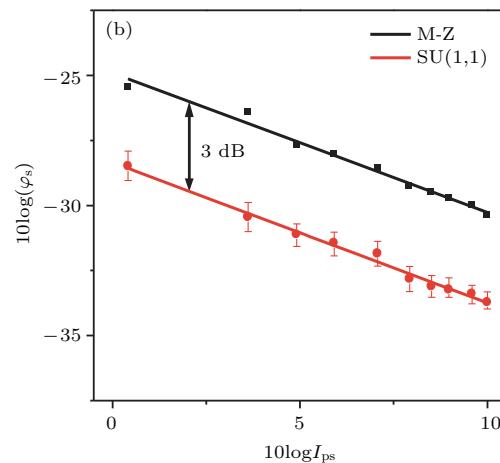


Fig. 4. (a) Noise performance for the FWM-based SU(1,1) interferometer; (b) the minimum detectable phase shift  $\varphi_s$  versus the phase-sensing intensity  $I_{ps}$  for the M-Z and SU(1,1) interferometers<sup>[43]</sup>.

### 3 光-原子混合干涉仪

光-原子混合干涉仪是一种新型的干涉仪, 它以光和原子相互作用过程作为干涉仪中的分束器, 相互作用过程所产生的光场和原子自旋波<sup>[32]</sup>作为干涉仪的两个干涉臂, 光场和原子经过一段时间的演化再经过第二次光和原子相互作用进行合束, 最终的干涉信号既对光场相位敏感也对原子相位敏感. 这类干涉仪集全光干涉仪和原子干涉仪的优点于一体, 能够应用于测量多种相位敏感的物理量, 非常方便. 与全光干涉仪和原子干涉仪类似, 根据不同的分束过程, 可以构建线性光-原子混合干涉仪, 也可以构建SU(1,1)光-原子混合干涉仪. 本质上, 光和原子相互作用过程是实现光-原子混合干涉仪的核心. 原子系综的拉曼散射过程是最常见的操控光和原子的手段<sup>[31,32]</sup>, 2015年和2016年, 基于线性拉曼转换过程以及参量型拉曼放大过程, 在实验上分别实现了线性光-原子混合干涉仪<sup>[28]</sup>以及SU(1,1)光-原子混合干涉仪<sup>[29]</sup>.

#### 3.1 线性光-原子混合干涉仪

考虑如图5所示的拉曼过程.  $|g\rangle$ 与 $|m\rangle$ 分别是原子的基态和亚稳态, 原子初始布居在 $|g\rangle$ 能级上. 原子自旋波 $\hat{S}_a$ 通过一个较高的激发态 $|e\rangle$ 耦合了斯托克斯光场S以及拉曼写光场W. 系统的哈密顿量可以写成<sup>[44]</sup>:

$$\hat{H}_R = i\hbar\eta\hat{a}_W\hat{a}_S^\dagger\hat{S}_a^\dagger - i\hbar\eta\hat{a}_S\hat{S}_a\hat{a}_W^\dagger, \quad (12)$$

其中 $\eta = g_{eg}g_{em}/\Delta$ ,  $g_{eg}$ 和 $g_{em}$ 分别是激发态 $|e\rangle$ 与基态 $|g\rangle$ 和 $|m\rangle$ 的耦合系数. 斯托克斯光场和拉曼写光场满足双光子共振条件 $\omega_W - \omega_S = \omega_{mg}$ , 其单光子失谐均为 $\Delta$ . 如果斯托克斯光场是一束非常强的相干光场, 那么可以用经典量 $A_S$ 代替 $\hat{a}_S$ , 得到

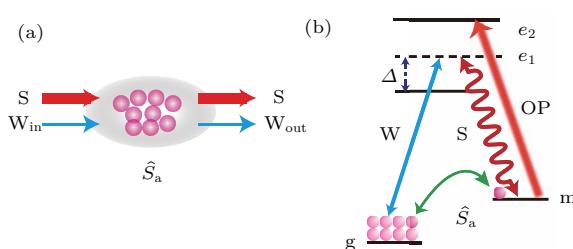


图5 (a) 原子系综中的拉曼散射过程; (b) 原子能级及光场

Fig. 5. (a) Raman scattering in an atomic ensemble; (b) atomic levels and light fields.

$$\hat{H}_{BS}^{Al} = \frac{1}{2}i\hbar(\Omega^*\hat{a}_W\hat{S}_a^\dagger - \Omega\hat{a}_W^\dagger\hat{S}_a), \quad (13)$$

其中 $\Omega \equiv 2\eta A_S$ 为拉比频率. 在拉曼转换过程后, 光场 $\hat{a}_W$ 与原子自旋波 $\hat{S}_a$ 可以写成:

$$\begin{aligned} \hat{a}_W^{\text{out}} &= \hat{a}_W^{\text{in}} \cos(\theta/2) + \hat{S}_a^{\text{in}} \sin(\theta/2), \\ \hat{S}_a^{\text{out}} &= \hat{S}_a^{\text{in}} \cos(\theta/2) - \hat{a}_W^{\text{in}} \sin(\theta/2), \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $\theta = |\Omega|t$ ,  $t$ 是演化时间; 这是典型的线性转换过程, 光场 $\hat{a}_W$ 与原子自旋波 $\hat{S}_a$ 之间发生线性的相干转换, (14)式即拉曼转换过程的输入输出关系. 转换过程后的光场 $\hat{a}_W^{\text{out}}$ 和原子自旋波 $\hat{S}_a^{\text{out}}$ 由初始入射波 $\hat{a}_W^{\text{in}}$ ,  $\hat{S}_a^{\text{in}}$ 以及 $\theta$ 共同决定. 从(14)式可以看出, 如果 $\hat{a}_W^{\text{in}} \neq 0$ ,  $\hat{S}_a^{\text{in}} = 0$ , 或者 $\hat{S}_a^{\text{in}} \neq 0$ ,  $\hat{a}_W^{\text{in}} = 0$ , 那么当 $\theta = \pi/2$ 时, 拉曼转换过程后两个输出场的强度相等. 以这一拉曼过程作为光-原子混合干涉仪的分束过程, 产生的光场 $\hat{a}_{W1}^{\text{out}}$ 和原子自旋波 $\hat{S}_{a1}^{\text{out}}$ 作为干涉仪的两个干涉臂, 经过一定时间的演化, 光场相位增加 $\varphi_1$ , 原子相位增加 $\varphi_a$ , 可以写成:

$$\begin{aligned} \hat{a}_{W1}^{\text{out}'} &= \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\varphi_1} \hat{a}_{W1}^{\text{out}}, \\ \hat{S}_{a1}^{\text{out}'} &= \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\varphi_a} \hat{S}_{a1}^{\text{out}}. \end{aligned} \quad (15)$$

随后光场 $\hat{a}_{W1}^{\text{out}'}$ 和原子自旋波 $\hat{S}_{a1}^{\text{out}'}$ 一起经过第二次拉曼转换过程实现合束, 若第二次转换过程 $\theta = \pi/2$ , 最终合束后的两个输出场 $\hat{a}_{W2}^{\text{out}}$ 和 $\hat{S}_{a2}^{\text{out}}$ 为:

$$\begin{aligned} \hat{a}_{W2}^{\text{out}} &= \frac{1}{2} \left[ (e^{i\varphi_a} - e^{i\varphi_1}) \hat{a}_{W1}^{\text{in}} + (e^{i\varphi_a} + e^{i\varphi_1}) \hat{S}_{a1}^{\text{in}} \right], \\ \hat{S}_{a2}^{\text{out}} &= \frac{1}{2} \left[ (e^{i\varphi_1} - e^{i\varphi_a}) \hat{S}_{a1}^{\text{in}} - (e^{i\varphi_a} + e^{i\varphi_1}) \hat{a}_{W1}^{\text{in}} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

假设初始只有原子自旋波,  $\hat{S}_a^{\text{in}} \neq 0$ ,  $\hat{a}_W^{\text{in}} = 0$ , 那么最终输出场强度表达式简化为:

$$\begin{aligned} I_{W2}^{\text{out}} &= I_{S_a}^{(0)} [1 + \cos \Delta\varphi]/2, \\ I_{S_a}^{\text{out}} &= I_{S_a}^{(0)} [1 - \cos \Delta\varphi]/2, \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $I_{S_a}^{(0)} = \langle \hat{S}_a^{\text{in}\dagger} \hat{S}_a^{\text{in}} \rangle$ ,  $\Delta\varphi = \varphi_a - \varphi_1$ . (17)式与(2)式的形式相同, 两输出端信号强度互补, 且最终的光场输出端和原子自旋波输出端的信号强度既对光场相位敏感, 也对原子相位敏感. 稳定光场干涉臂相位, 可基于光-原子混合干涉仪测量原子相位改变量; 稳定原子干涉臂相位, 可测量光场相位改变量. 当光场干涉输出端工作在暗条纹处, 即 $\varphi_a - \varphi_1 = \pi$ , 一待测微小相移 $\varphi$ 会引起输出端信号变化, 采用平衡零拍探测对光场输出端 $\hat{a}_{W2}^{\text{out}}$ 进行测

量, 则有

$$\langle \hat{X}_{\hat{a}_{W_2}^{\text{out}}}(\varphi_1)^2 \rangle \approx 1 + |\alpha_S|^2 \varphi^2, \quad (18)$$

其中  $|\alpha_S|^2$  为初始原子自旋波的强度, 为相干态, 满足  $\alpha_S = i|\alpha_S|$ . 由此可得干涉仪的信噪比  $\text{SNR} = \frac{|\alpha_S|^2 \varphi^2}{1} = I_{S_a}^{(0)} \varphi^2$ , 这一结果同线性全光 M-Z 干涉仪类似, 即线性光-原子混合干涉仪的灵敏度同样受标准量子极限的限制.

线性光-原子混合干涉仪的实验装置如图 6 所示, 原子介质为 Rb87 原子, 封在镀石蜡的圆柱形玻璃池中, 原子池长 50 mm, 直径 10 mm. 实验中所用光场均为脉冲形式, 使用声光调制器 (AOM) 实现光场的开断, 抽运光脉冲宽度约为 49  $\mu\text{s}$ , 其他的光脉冲宽度均为 100 ns; 干涉仪分束和合束过程之间的延时约为 500 ns, 通过 150 m 长的单模光纤延时实现, 其余相邻过程之间的光脉冲延时均为 100 ns. 整个光-原子混合干涉仪的实验分六步完成: 第一步, 初态制备, 即通过光抽运让原子尽可能多的布居在  $|g\rangle$  态; 第二步, 干涉仪输入端的初始原子自旋波的制备, 通过受激拉曼散射过程, 在原

子系综中制备出一定强度的原子自旋波  $S_{a0}$ ; 第三步, 光和原子的分束过程, 向原子系综注入强斯托克斯光场  $S_1$  与原子发生第一次光和原子拉曼转换过程, 通过控制实验参数使得  $\theta = \pi/2$ , 实现  $S_{a0}$  的 50/50 相干分束, 产生的光场  $W_1$  和原子自旋波  $S_{a1}$  作为干涉仪的两个干涉臂, 原子自旋波留在原子池中, 光场离开原子以光速传播; 第四步, 相位演化, 通过改变光场  $W_1$  的光程来改变光场相位; 通过向原子中注入一个远失谐的 probe 光场, 产生斯塔克效应来改变原子自旋波的相位; 第五步, 光-原子合束过程, 因为在实验中, 分束后的光场  $W_1$  以光速传播, 而原子自旋波仍待在原子池中, 为了实现干涉合束过程, 实验中将延时后的  $W_1$  与另一路强斯托克斯光场  $S_2$  通过偏振分束器 (PBS) 合束, 再原路返回至原子池中, 与原子自旋波  $S_{a2}$  发生第二次拉曼转换过程; 第六步, 干涉信号的探测; 干涉仪光场输出端信号可以用光电探测器  $D_1$  测量, 而原子输出端信号无法直接进行探测, 通过再次向原子池中注入强的读光场  $S_3$  将原子信息转换为  $W_3$  光场实现测量.

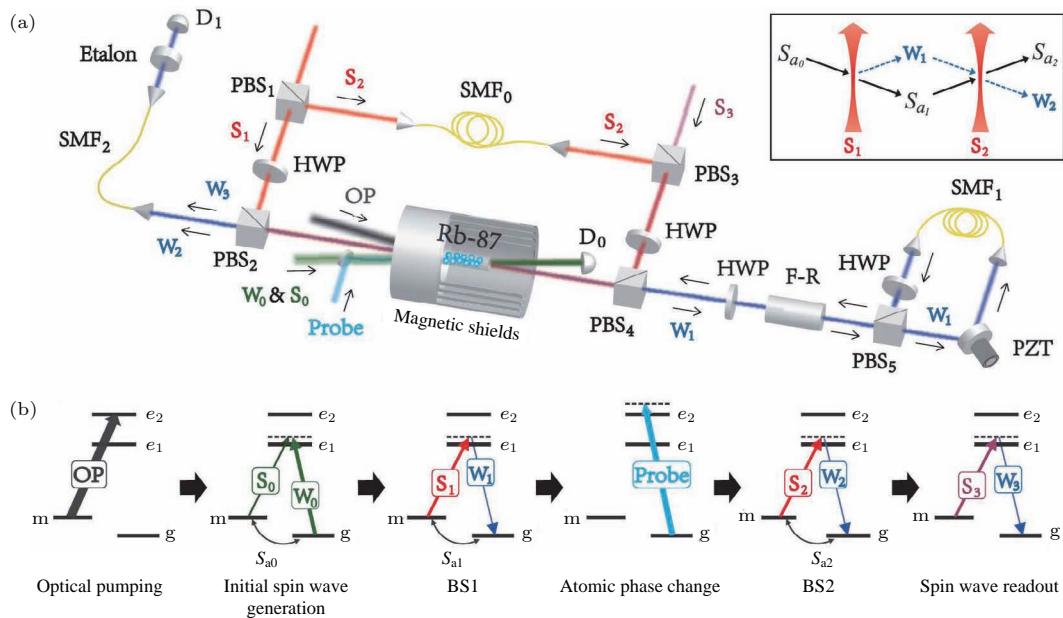


图 6 线性光-原子混合干涉仪 [28] (a) 实验装置; (b) 干涉仪流程图; 所有光场均为脉冲形式, 脉冲宽度及延时见正文

Fig. 6. Linear atom-light hybrid interferometer [28]: (a) Experimental setup; (b) process schematic. All the light fields are pulses, whose widths and delay times are given in the main text.

线性光-原子混合干涉仪的实验结果如图 7 所示. 图 7(a) 为改变光场相位的干涉结果. 原子相位对磁场非常敏感, 通过在原子池外围加磁屏蔽筒来屏蔽外界磁场的干扰、稳定原子相位. 通过压电陶瓷对光场  $W_1$  的光程进行周期扫描, 横坐标是压电

陶瓷的扫描时间, 其正比于光程改变量, 也就是光场相位改变量; 纵坐标为合束后光场输出端的强度以及原子转换光场  $W_3$  的强度. 可以看出随着光场相位的改变, 最终两个干涉输出端都呈现非常好的干涉图样, 干涉对比度达到 95%. 原子输出端强度

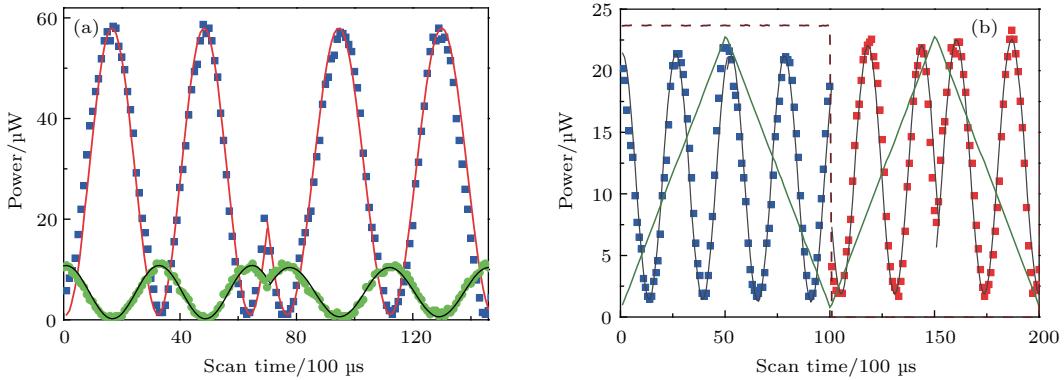


图7 线性光-原子混合干涉仪的干涉图样<sup>[28]</sup> (a) 扫描光场相位的干涉图样, 蓝色实心方块为光场输出端, 绿色点为原子输出端; (b) 交流斯塔克效应改变原子相位的干涉图样

Fig. 7. Interference fringes of linear atom-light hybrid interferometer<sup>[28]</sup>: (a) Observed interference fringes for the optical fields (blue squares) and for the final atomic spin wave (green dots); (b) AC Stark effect on interference output.

约为光场输出端强度的1/4, 这是由原子转换过程中的损耗引起的, 转换效率为25%。图7(b)给出的是改变原子相位的实验结果图, 原子相位是通过向原子中注入一束远失谐的probe光场, 利用交流斯塔克效应进行改变。斯托克斯光场和原子自旋波为双模压缩态。基于此过程, 就可以构建SU(1,1)型光-原子混合干涉仪, 且最终的干涉信号的信噪比能够突破标准量子极限的限制。

理论上说, 产生的斯托克斯光场和原子自旋波为双模压缩态。基于此过程, 就可以构建SU(1,1)型光-原子混合干涉仪, 且最终的干涉信号的信噪比能够突破标准量子极限的限制。

Rb87原子的拉曼散射过程满足耦合方程:

$$\begin{aligned}\partial \hat{a}_S(t)/\partial t &= \eta A_W \hat{S}_a^\dagger(t), \\ \partial \hat{S}_a(t)/\partial t &= \eta A_W \hat{a}_S^\dagger(t),\end{aligned}\quad (19)$$

其中 $\hat{a}_S(t)$ 表示斯托克斯光子算符,  $\hat{S}_a(t)$ 表示原子自旋波算符,  $A_W$ 是抽运场振幅,  $\eta$ 是光-原子耦合常数。拉曼散射放大过程后, 产生的光场 $\hat{a}_S$ 与原子自旋波 $\hat{S}_a$ 可以写成:

$$\begin{aligned}\hat{a}_S(t) &= u \hat{a}_S(0) + e^{i\theta} v \hat{S}_a^\dagger(0), \\ \hat{S}_a(t) &= u \hat{S}_a(0) + e^{i\theta} v \hat{a}_S^\dagger(0).\end{aligned}\quad (20)$$

其中 $u = \cosh(g)$ ,  $v = \sinh(g)$ ,  $g = |\eta A_P|t$ ,  $e^{i\theta} = (A_W/A_W^*)^{1/2}$ ,  $t$ 是抽运场的脉冲时间,  $\hat{a}_S(0)$ ,  $\hat{S}_a(0)$ 代表拉曼过程光场和原子场的初始条件。

将此过程作为非线性混合干涉仪的分束和合束过程, 考虑如图8所示的SU(1,1)型光-原子混合干涉仪理论模型, 第一次分束过程后, 产生的光场和原子自旋波各自经历一相位变化,  $\hat{a}_{s1} = e^{i\varphi_1} [u \hat{a}_S(0) + e^{i\theta_1} v \hat{S}_a^\dagger(0)]$ ,  $\hat{S}_{a1} = e^{i\varphi_a} [u \hat{S}_a(0) + e^{i\theta_1} v \hat{a}_S^\dagger(0)]$ , 随后光场和原子自旋波空间合束, 进行第二次参量型拉曼散射过程, 最后得到干涉仪的输入输出关系:

$$\begin{aligned}\hat{a}_{s2}(t_2) &= (e^{i\varphi_1} u^2 - e^{-i\varphi_a} v^2) \hat{a}_0 \\ &\quad + uv(e^{i\varphi_1} - e^{-i\varphi_a}) e^{i\theta_1} \hat{S}_{a0}^\dagger, \\ \hat{S}_{a2}(t_2) &= (e^{i\varphi_a} u^2 - e^{-i\varphi_1} v^2) \hat{S}_{a0}\end{aligned}$$

### 3.2 非线性光-原子混合干涉仪

在线性光-原子混合干涉仪中, 实现光和原子分束合束的拉曼转化过程是在强斯托克斯光场驱动下进行的, 此时的相互作用哈密顿量,  $\hat{H}_{BS}^{AL} = i\hbar(\Omega^* \hat{a}_W \hat{S}_a^\dagger - \Omega \hat{a}_W^\dagger \hat{S}_a)/2$ , 对应的是线性的相干转换过程。当拉曼写光场W光强较强可作为经典量 $A_W$ 处理, 相互作用的哈密顿量:  $\hat{H}_{NL}^{AL} = i\hbar\eta A_W \hat{a}_S^\dagger \hat{S}_a^\dagger - i\hbar\eta A_W^* \hat{a}_S \hat{S}_a$ , 此时的哈密顿量与参量下转化或者四波混频过程的哈密顿量形式相同, 为光和原子的类参量拉曼放大过程, 从

$$+uv(e^{i\varphi_a} - e^{-i\varphi_1})e^{i\theta_1}\hat{a}_0^\dagger. \quad (21)$$

为简化计算, 假设干涉仪的注入场只有光场,  $I_{a0} \neq 0$ ,  $I_{Sa0} = 0$ , 且对于两次拉曼过程, 满足  $g_1 = g_2 = g$ ,  $\theta_2 - \theta_1 = \pi$ , 干涉仪输出端口的信号强度:

$$\begin{aligned} I_{as2} &\approx I_{a0}\{1 + 2u^2v^2[1 - \cos\varphi]\}, \\ I_{Sa2} &\approx 2I_{a0}u^2v^2[1 - \cos\varphi], \end{aligned} \quad (22)$$

其中  $\varphi = \varphi_a + \varphi_1$ . 由此可见, 采用拉曼放大过程作为干涉仪的分束和合束过程, 构建的非线性光-原子混合干涉仪, 其干涉输出端口的强度相比于入射场强度有  $2u^2v^2$  的增益, 并随着光场相位和原子相位的改变而改变, 且两输出端口的信号同涨同落. 光场输出端强度相比原子输出端强度多出一项入射光场项, 因而其光场输出端干涉对比度略小于原子输出端.

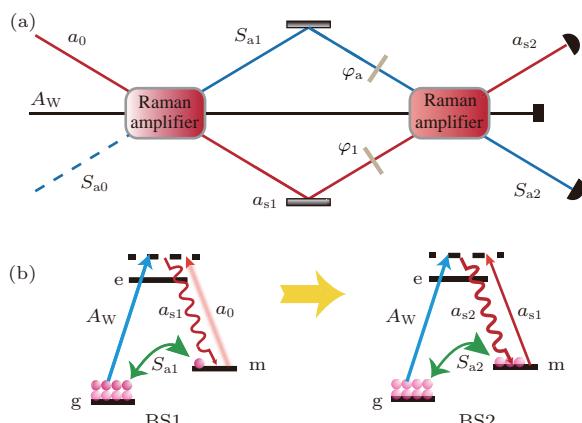


图8 非线性光-原子混合干涉仪 (a) 原理图; (b) 拉曼放大过程中原子能级图, BS1 和 BS2 分别表示干涉仪的分束和合束过程

Fig. 8. Nonlinear atom-light hybrid interferometer: (a) Theoretical scheme; (b) atomic levels and light fields in the Raman amplifier, BS1 and BS2 correspond to the wave-splitting and wave-combining processes in the interferometer.

非线性光-原子混合干涉仪的实验装置图如图9所示, 两个拉曼放大过程作为混合干涉仪的分束和合束过程. 干涉仪的实验实现过程为: 1) 光抽运, 原子初态制备, 与线性光-原子混合干涉仪一样; 2) 分束过程, 一束强的拉曼抽运强光场  $W_1$  与一束弱的斯托克斯光场  $S_0$  发生第一次参量型拉曼散射, 产生放大的光场  $S_1$  和原子自旋波  $S_{a1}$ , 光场  $S_1$  和原子自旋波  $S_{a1}$  构成了混合干涉仪的两个干涉臂; 3) 干涉臂相位改变, 在光场  $S_1$  传播光路中可

以通过压电陶瓷对光程进行改变, 进而改变光场相位. 原子自旋波在原子池中, 可以通过给原子池区域加一个均匀磁场来改变原子相位; 4) 合束过程, 光场和原子自旋波各自演化后, 空间重合发生第二次拉曼散射, 形成光和原子合束, 产生最终的干涉信号  $S_2$  和  $S_{a2}$ ; 5) 干涉信号的探测, 干涉光场输出信号  $S_2$  可以用光电探测器直接探测, 原子自旋波信号  $S_{a2}$  则需要用读光转换成另一束反斯托克斯光场 AS 进行探测. 读取原子自旋波信号一般应该控制在原子的相干时间范围内, 以减少原子自旋波的衰减.

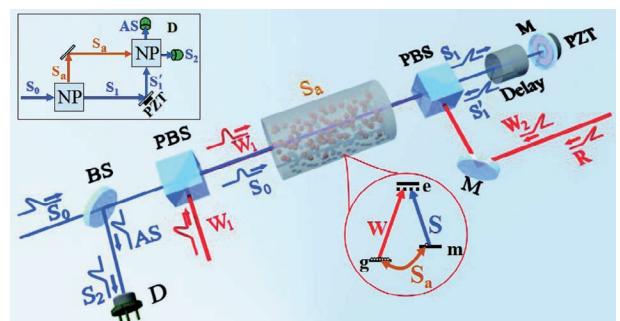


图9 SU(1,1)型光-原子混合干涉仪实验装置图 [29]

Fig. 9. Experimental setup of an SU(1,1)-type atom-light hybrid interferometer [29].

图10和图11给出了最终的干涉信号, 其中图10为稳定原子相位, 扫描光场干涉臂相位的实验结果. 图10(a)对应初始入射波为斯托克斯光场的情形,  $S_2$  是干涉光场输出端信号, AS 代表原子自旋波输出端信号, 实验上用另一束读光将原子自旋波转化为 AS 光场进行探测, 读出效率大约为 35% 左右. 斯托克斯光  $S_2$  的干涉对比度是 94.0%, AS 光也就是原子自旋波的干涉对比度有 96.4%, 原子对比度比斯托克斯光高. 若在第一次拉曼散射过程之前, 在原子系综中制备原子自旋波 ( $S_{a0}$ ) 作为初始入射波, 最终的干涉信号如图10(b)所示,  $S_2$  光场输出端干涉对比度是 96.3%, AS 光即原子自旋波端口的干涉对比度有 93.6%. 斯托克斯光的对比度比原子更高. 无论是图10(a)还是图10(b), 干涉仪的两个输出端的干涉信号同相. 实验结果与理论预期相符.

图11(a)-(d)为稳定光场干涉臂相位、扫描原子相位的实验结果. 光场相位通过萨格纳克环结构进行稳相, 原子自旋波相位对磁场非常敏感. 实验中, 在磁屏蔽筒内加一螺线圈给原子加可控

的均匀磁场, 通过拉莫尔进动来改变原子内态的相位, 相位改变的大小与磁场大小  $B$  和拉莫尔进动时间(这里主要由光学延时时间决定)  $T$  有关,  $\phi_{S_a} \propto BT$ . 在实验中, 固定用于控制磁场的螺线圈电流扫描周期和扫描幅度, 改变光纤长度(即  $T$ ). 图 11(a)–(c) 中光纤长度分别为 60, 100 和 160 m, 最终输出信号呈现非常好的干涉图样, 意味着原子

自旋波的相位是随着扫描磁场  $B$  的大小线性变化的. 不同光纤的长度, 可以得到不同周期的干涉条纹. 通过拟合不同延时情况下干涉仪的干涉信号, 可以得到干涉信号的周期随光纤长度的变化, 如图 11(d) 所示, 呈线性变化趋势, 在相同的磁场大小下, 延时时间增大, 相位线性增长, 这与理论预期  $\phi_{S_a} \propto T$  一致, 斜率是 0.0375 rad/(Gs·m).

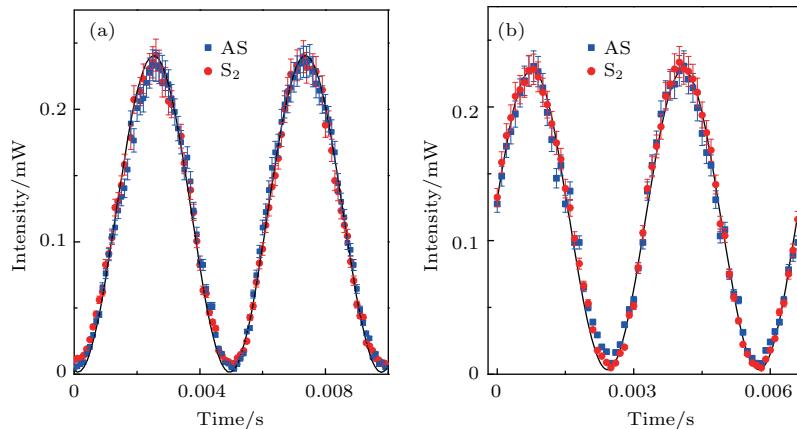


图 10 非线性光-原子混合干涉仪的干涉图样 [29] (a) 初始注入场为光场; (b) 初始注入场为原子自旋波; 红色的点是干涉仪光场输出端的信号, 蓝色方格对应的是原子自旋波输出端的信号. 为了方便直接比较两个输出信号, 反斯托克斯光信号乘了 3 倍

Fig. 10. Interfering patterns of nonlinear atom-light interferometer with (a) initial injected optical field, (b) atomic spin wave. In both figures, the red circles are for the output signals and the blue squares are for the atomic spin wave (3 times magnified for comparison with the Stokes signal) [29].

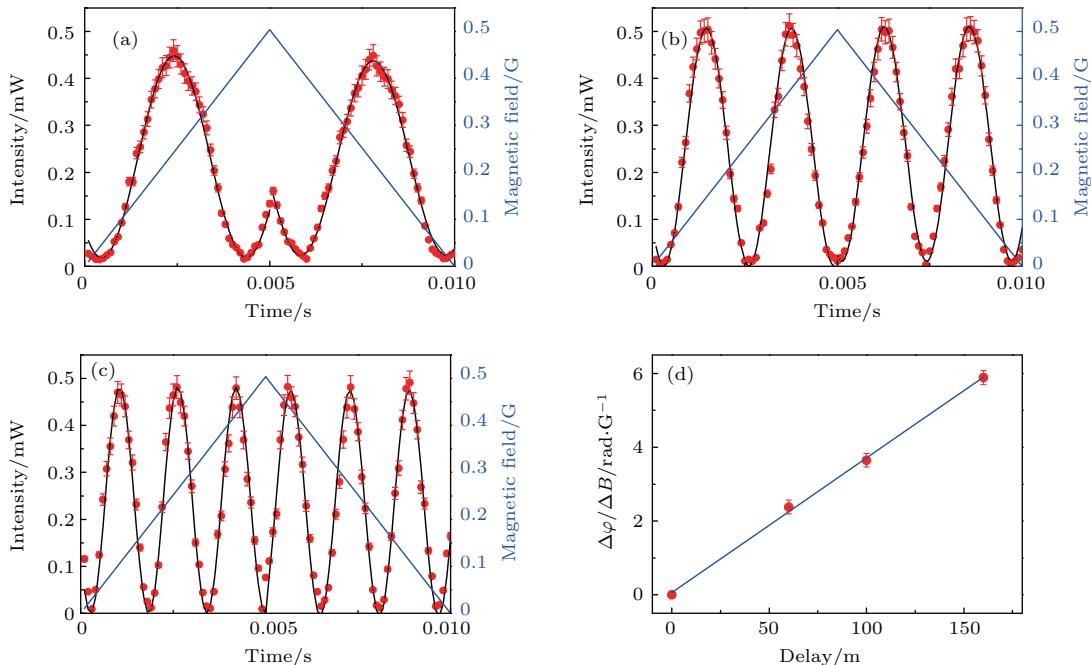


图 11 通过磁场扫描原子相位得到的干涉条纹 [29] 延时光纤的长度分别为 (a) 60 m, (b) 100 m, (c) 160 m; (d) 相位灵敏度随延时光纤长度的改变; 红色点为实验数据; 黑线为干涉信号的拟合曲线; 蓝线为扫描磁场的变化

Fig. 11. Interfering patterns with scanning atomic phase using different delay-time fibers: (a) 60 m; (b) 100 m; (c) 160 m; (d) the relation between the length of fiber and phase sensitivity. Red dot, the experimental data; black line, the fitting curve of the interference fringe; blue line, the ramp scan of the magnetic field. (Ref.[29]).

从上述实验结果可以看出, 非线性光-原子混合干涉仪具有既可以测量光场敏感的物理量(如距离), 也可以测量原子相位敏感的物理量(如磁场、电场、光场等)的能力; 与之相比, 全光或者原子干涉仪则只能测量光场或者原子系统敏感的物理量。光-原子混合干涉仪综合了全光干涉仪和原子干涉仪的优点, 在实际的应用中更加灵活。

### 3.3 光-原子混和干涉仪精度分析

干涉仪的相位灵敏度对于最终物理量的测量精度至关重要。特别是SU(1,1)型光-原子混合干涉仪, 从物理原理上, 两个干涉臂(斯托克斯光场和原子自旋波)之间具有量子关联特性, 最终测量精度能够突破标准量子极限的限制<sup>[45]</sup>。本节对干涉仪相位灵敏度进行分析, 具体讨论平衡零拍探测(HD)和强度探测(ID)两种测量方案下的干涉相位灵敏度以及光场和原子损耗对相位灵敏度的影响。

根据(20)式中SU(1,1)型光-原子混合干涉仪的输入输出关系, 若初始输入光场为相干光 $|\alpha\rangle = |\alpha| e^{i\theta_a}$ ,  $N_a = |\alpha|^2$ , 两干涉臂之间的相位

差取为 $\varphi$ , 采用平衡零拍探测, 混合干涉仪输出的光场信号 $\hat{a}_{s2}$ 的正交分量为 $\hat{x}_{a_{s2}} = \hat{a}_{s2}^\dagger + \hat{a}_{s2}$ , 干涉相位灵敏度 $\Delta\varphi_{HD}$ 为

$$\Delta\varphi_{HD} = \frac{\sqrt{1 + \sinh^2(2g) \cdot [1 - \cos(\varphi + \theta_\alpha)]}}{2\sqrt{N_a} \cosh g^2 |\sin(\varphi + \theta_\alpha)|}. \quad (23)$$

对于强度测量方案, 测量干涉仪输出光场的粒子数 $\hat{n}_{s2} = \hat{a}_{s2}^\dagger \hat{a}_{s2}$ , 其相位灵敏度 $\Delta\varphi_{ID}$ 为

$$\Delta\varphi_{ID} = 2\Delta n_{s2}/(N_a + 1) \sinh^2(2g) |\sin \varphi|, \quad (24)$$

其中,  $\Delta n_{s2}$ 是输出光场的粒子数涨落。为实现最优的相位测量效果, 灵敏度 $\Delta\varphi$ 越小越好。对于零拍探测方案, 我们发现相位灵敏度与 $\theta_\alpha$ 有关, 如图12(a), 当 $\theta_\alpha = \pi/2$ 时, 在相位零点 $\varphi = 0$ 处可得到最好的相位灵敏度 $\Delta\varphi_{HD} = \frac{1}{2 \cosh g^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{N_a}}$ ; 图12(b)对应 $\theta_\alpha = 0$ , 在相位零点 $\varphi = 0$ 附近处可得到最好的相位灵敏度, 通过对 $\theta_\alpha$ 进行控制可以获得最优的相位灵敏度。与零拍探测不同的是, 强度探测得到的相位灵敏度 $\Delta\varphi_{ID}$ 仅与相移 $\varphi$ 有关,

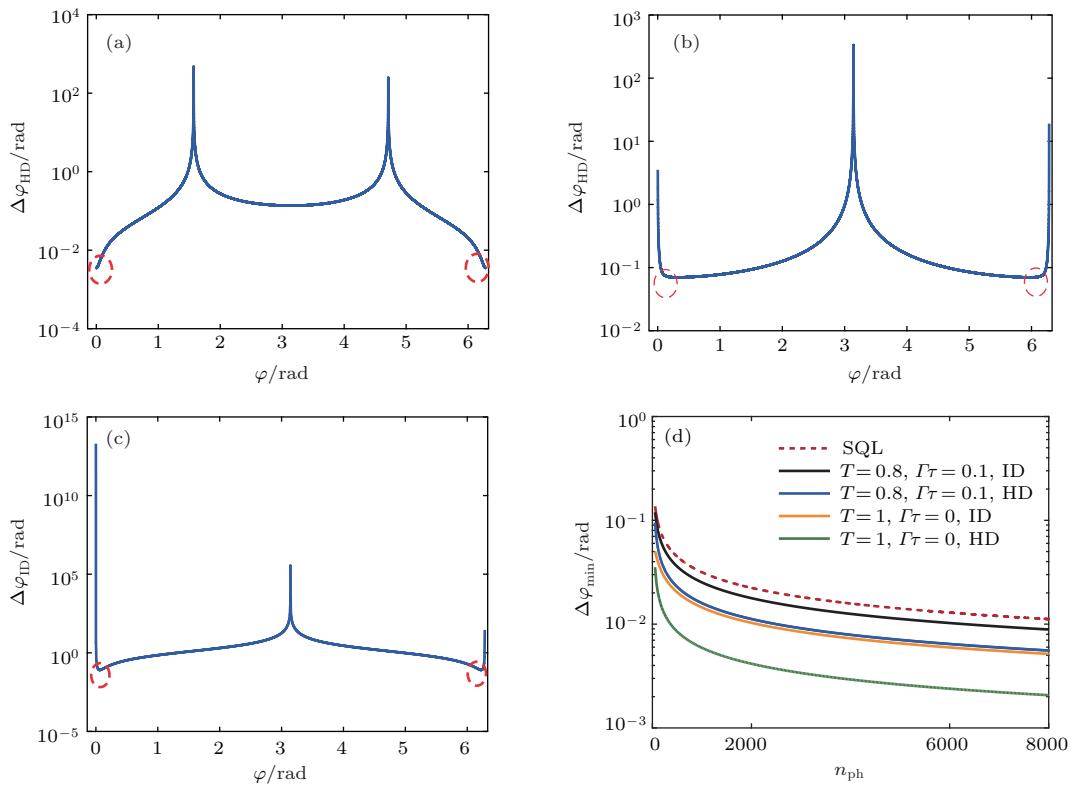


图12 (a)–(c) 相位灵敏度 $\Delta\varphi$ 随着相移 $\varphi$ 的变化, (a) HD探测,  $\theta_\alpha = \pi/2$ , (b) HD探测,  $\theta_\alpha = 0$  (c) ID探测; (d) 最优的灵敏度 $\Delta\varphi_{min}$ 随着相敏粒子数 $n_{ph}$ 的变化。参数取 $g = 2$ ,  $|\alpha| = 10$

Fig. 12. (a)–(c) Phase sensitivity  $\Delta\varphi$  versus the phase shift  $\varphi$ : (a) Homodyne detection,  $\theta_\alpha = \pi/2$ ; (b) homodyne detection,  $\theta_\alpha = 0$ ; (c) intensity detection. (d) The best sensitivity  $\Delta\varphi_{min}$  vs the phase sensing probe number  $n_{ph}$ . Parameters:  $g = 2$ ,  $|\alpha| = 10$ .

图 12(c) 中在  $\varphi = 0$  附近相位灵敏度最优。总体而言, 平衡零拍测量得到的相位灵敏度要好于强度测量的结果。

干涉仪中的任何损耗都会引入额外噪声, 进而带来测量精度的下降。考虑第一次拉曼散射过程后光场和原子在自由演化过程中引入损耗。将光场的损耗模拟成一个假想的线性光学分束器, 斯托克斯光场  $\hat{a}_{s1}$  经历光场损耗演化成

$$\hat{a}'_{s1}(t_1) = \sqrt{T}\hat{a}_{s1}(t_1)e^{i\varphi} + \sqrt{R}\hat{V},$$

其中  $\hat{V}$  是真空场,  $T$  和  $R$  分别表示线性分束器的透射率和反射率, 且满足关系  $T + R = 1$ 。原子自旋波的损耗主要是退相干效应带来的, 原子激发  $\hat{S}_{a1}$  经历损耗演化成

$$\hat{S}'_{a1}(t_1) = \hat{S}_{a1}(t_1)e^{-\Gamma\tau} + \hat{F},$$

其中,  $e^{-\Gamma\tau}$  为原子衰减因子,  $\Gamma$  表示基态的退相干率, 远小于激发态的衰减率,

$$\hat{F} = \int_0^\tau e^{-\Gamma(\tau-t')}\hat{f}(t')dt',$$

$\hat{f}(t')$  是量子统计勒让德噪声算符,

$$\langle \hat{f}(t)\hat{f}^\dagger(t') \rangle = 2\Gamma\delta(t-t'), \langle \hat{f}^\dagger(t)\hat{f}(t') \rangle = 0,$$

$\hat{F}$  满足  $\langle \hat{F}\hat{F}^\dagger \rangle = 1 - e^{-2\Gamma\tau}$ 。由此, 我们可以计算出有损情形下零拍测量和强度测量的相位灵敏度 [46]。

对于传统的 M-Z 线性干涉仪, 标准量子极限  $\delta\varphi_{STD} = 1/\sqrt{N}$  中的  $N$  即为输入相干光场的粒子数, 其相敏粒子数  $n_{ph} = N$ 。然而对于光-原子混合干涉仪而言,  $n_{ph}$  则应是第一个拉曼过程放大后的光场(光子数  $\langle \hat{a}_{s1}^\dagger \hat{a}_{s1} \rangle$ )和原子自旋波场(原子激发数  $\langle \hat{S}_{a1}^\dagger \hat{S}_{a1} \rangle$ )的总和, 因而  $n_{ph} = N_a \cosh(2g) + 2 \sinh^2(g)$ 。图 12(d) 给出了无损和有损两种情况下平衡零拍探测(HD)和强度探测(ID)时相位灵敏度  $\Delta\varphi$  随粒子数  $n_{ph}$  的变化, 图中红色虚线表示标准量子极限。显然无论平衡零拍探测还是强度探测, 在考虑损耗小于 20% 的情况下, 光-原子混合干涉仪的相位灵敏度仍然能够突破标准量子极限。对比可知采用平衡零拍探测方案时, 系统所能达到的灵敏度极限较之强度探测更好, 且受损耗的影响也更小。这些分析结果 [46] 为将来实验实现突破标准量子极限的 SU(1,1) 光-原子混合干涉仪打下了很好的理论基础。

我们介绍了两种光-原子混合干涉仪, 一种是采用拉曼转换过程作为干涉仪分束和合束过程的

线性光-原子混合干涉仪, 另一种是采用参量型拉曼散射过程作为干涉仪分束和合束过程的非线性光-原子混合干涉仪。两种干涉仪的干涉输出信号既对光场相位敏感也对原子相位敏感, 可用于测量光场相位敏感的距离、位移、角速度等, 也能够用于测量原子相位敏感的磁场、电场、光场等。光-原子混合干涉仪的可测物理参数广、应用灵活, 且从原理上非线性光-原子混合干涉仪分束过程所产生的光场和原子之间具有很好的量子关联性, 这种光子-原子量子关联干涉可用于探测原子量子态, 提供突破量子极限的相位精密测量技术。

## 4 总 结

本文介绍了光和原子关联的产生以及相关的量子计量方面的最新进展, 重点介绍了以原子中的四波混频过程为分束器的全光 SU(1,1) 干涉仪、以拉曼转换过程为分束器的线性光-原子混合干涉仪、以参量型拉曼散射过程为分束器的非线性光-原子混合干涉仪等新的干涉测量技术。这些基于光和原子关联的量子计量技术给量子精密测量领域提供了一些新的高精度测量方法。

## 参考文献

- [1] Simon D S, Jaeger G, Sergienko A V 2017 *Quantum Metrology, Imaging, and Communication* (Cham: Springer) p91
- [2] Fixler J B, Foster G T, McGuirk J M, Kasevich M A 2007 *Science* **315** 74
- [3] Peters A, Chung K Y, Chu S 2001 *Metrologia* **38** 25
- [4] Ramos B L, Nagy G, Choquette S J 2000 *Electroanalysis* **12** 140
- [5] Mkrauss L, Dodelson S, Meyer S 2010 *Science* **328** 989
- [6] Hariharan P 1990 *Rep. Prog. Phys.* **54** 339
- [7] The LIGO Scientific Collaboration, The Virgo Collaboration 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102
- [8] The LIGO Scientific Collaboration, The Virgo Collaboration 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 161101
- [9] Marton L, Simpson J A, Suddeth J A 1953 *Phys. Rev.* **90** 490
- [10] Möllenstedt G, Düker H 1955 *Naturwissenschaften* **42** 41
- [11] Rauch H, Treimer W, Bonse U 1974 *Phys. Lett.* **47 A** 369
- [12] Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051
- [13] Caves C M 1981 *Phys. Rev. D* **23** 1693
- [14] Xiao M, Wu L A, Kimble H J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 278

- [15] Grangier P, Slusher R E, Yurke B, LaPorta A 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2153
- [16] The LIGO Scientific Collaboration 2013 *Nat. Photon.* **7** 613
- [17] Ma Y Q, Miao H X, Pang B H, Evans M, Zhao C, Harms J, Schnabel R, Chen Y B 2017 *Nat. Phys.* **13** 776
- [18] Boto A N, Kok P, Abrams D S, Braunstein S L, Williams C P, Dowling J P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2733
- [19] Nagata T, Okamoto R, O'Brien J L, Sasaki K, Takeuchi S 2007 *Science* **316** 726
- [20] Yurke B, McCall S L, Klauder J R 1986 *Phys. Rev. A* **33** 4033
- [21] Hudelist F, Kong J, Liu C J, Jing J T, Ou Z Y, Zhang W P 2014 *Nat. Commun.* **5** 3049
- [22] Gross C, Zibold T, Nicklas E, Estéve J, Oberthaler M K 2010 *Nature* **464** 1165
- [23] Ou Z Y 2012 *Phys. Rev. A* **85** 023815
- [24] Bollinger J J, Itano W M, Wineland D J, Heinzen D J 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4649
- [25] Gerry C C 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043811
- [26] Li D, Gard B T, Gao Y, Yuan C H, Zhang W P, Lee H, Dowling J P 2016 *Phys. Rev. A* **94** 063840
- [27] Levenson M D, Shelby R M, Reid M, Walls D F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2473
- [28] Qiu C, Chen S Y, Guo J X, Chen L Q, Chen B, Ou Z Y, Zhang W P 2016 *Optica* **3** 775
- [29] Chen B, Qiu C, Chen S Y, Guo J X, Chen L Q 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043602
- [30] Raman C V 1928 *Indian J. Phys.* **2** 387
- [31] Begley R F, Harvey A B, Byer R L 1974 *Appl. Phys. Lett.* **25** 387
- [32] Chen L Q, Zhang G W, Bian C L, Yuan C H, Ou Z Y, Zhang W P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 133603
- [33] Michelson A A, Morley E W 1887 *Am. J. Sci.* **34** 333
- [34] Clerk A A, Devoret M H, Girvin S M, Marquardt F, Schoelkopf R J 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1155
- [35] Yuen H P, Chan W S 1983 *Opt. Lett.* **8** 177
- [36] Rafal D D, Jarzyna M, Kolodynski J 2015 *Prog. Opt.* **60** 345
- [37] Kimble H J, Levin Y, Matsko A B, Thorne K S, Vyatchanin S P 2001 *Phys. Rev. D* **65** 022002
- [38] Carnal O, Mlynek J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2689
- [39] Keith D W, Ekstrom C R, Turchette Q A, Pritchard D E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2693
- [40] Riehle F, Kisters T, Witte A, Helmcke J, Borde C J 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 177
- [41] Gustavson T L, Bouyer P, Kasevich M A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2046
- [42] Peters A, Chung K Y, Young B, Hensley J, Chu S 1997 *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **355** 2223
- [43] Du W, Jia J, Chen J F, Ou Z Y, Zhang W P 2018 *Opt. Lett.* **43** 1051
- [44] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [45] Ma H M, Li D, Yuan C H, Chen L Q, Ou Z Y, Zhang W P 2015 *Phys. Rev. A* **92** 023847
- [46] Chen Z D, Yuan C H, Ma H M, Li D, Chen L Q, Ou Z Y, Zhang W P 2016 *Opt. Express* **24** 17766

**SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements****Quantum metrology with atom and light correlation\***

Feng Xiao-Tian<sup>1)</sup> Yuan Chun-Hua<sup>1)†</sup> Chen Li-Qing<sup>1)‡</sup> Chen Jie-Fei<sup>1)</sup>  
 Zhang Ke-Ye<sup>1)</sup> Zhang Wei-Ping<sup>2)</sup>

1) (Department of Physics, School of Physics and Material Science, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

2) (Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 5 May 2018; revised manuscript received 15 July 2018)

**Abstract**

The measurement of physical quantities and measurement units standard promote the development of metrology. Especially, the developments of laser interference and atomic frequency standard bring a revolutionary leap for metrology. Many precision measurement techniques have been proposed and experimentally demonstrated, such as gravitational wave measurements and laser gyroscopes based on laser interferometry, and atomic clocks and atomic gyroscopes based on the atom interferometry. Recently, a new branch of science, quantum metrology, has grown up to further explore and exploit the quantum techniques for precision measurement of physical quantities.

This paper will focus on recent developments in quantum metrology and interference based on coherence and correlation of light and atom. Firstly, we briefly review the development of metrology. Then, we introduce our own researches in recent years, including quantum-correlation SU(1,1) optical interferometer based on four wave mixing process in atomic vapor and the atom-light hybrid interferometer based on Raman scattering in atomic vapor.

Interferometer is a powerful tool to measure physical quantities sensitive to the inference wave with high precision, and has been widely used in scientific research, industry test, navigation and guidance system. For example, the laser interferometer is able to measure optical phase sensitive quantities, including length, angular velocity, gravitational wave and so on. Meanwhile, the atom interferometer is sensitive to the change of atomic phase caused by the light, gravity, electric and magnetic fields. As a new type of interferometry, the atom-light hybrid interferometer, is sensitive to both the optical phase and atomic phase. Furthermore, SU(1,1) interferometer and nonlinear atom-light hybrid interferometer have the ability to beat the standard quantum limit of phase sensitivity. Quantum interference technology, whose phase measurement accuracy can break through the limit of standard quantum limit, is the core of quantum metrology and quantum measurement technology.

**Keywords:** atom-light correlation, optical quantum correlation interferometer, atom-light hybrid interferometer, phase sensitivity

**PACS:** 42.50.-p, 42.50.St, 42.25.Hz, 42.50.Ct

**DOI:** [10.7498/aps.67.20180895](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180895)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91536114, 11474095, 11654005, 11604069, 11574086)), National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0302001), and the National Science Foundation of Shanghai, China (Grant 17ZR1442800).

† Corresponding author. E-mail: [chyan@phy.ecnu.edu.cn](mailto:chyan@phy.ecnu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [lqchen@phy.ecnu.edu.cn](mailto:lqchen@phy.ecnu.edu.cn)

基于金刚石氮-空位色心的精密磁测量

彭世杰 刘颖 马文超 石发展 杜江峰

High-resolution magnetometry based on nitrogen-vacancy centers in diamond

Peng Shijie Liu Ying Ma Wenchao Shi Fazhan Du Jiangfeng

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 167601 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181084

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181084>

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

[<sup>6</sup>Li原子跃迁频率和超精细分裂的精密测量](#)

Precise measurement of <sup>6</sup>Li transition frequencies and hyperfine splitting

物理学报.2018, 67(16): 163200 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181021>

[基于金刚石色心自旋磁共振效应的微位移测量方法](#)

A method of measuring micro-displacement based on spin magnetic resonance effect of diamond color center

物理学报.2018, 67(4): 047601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171914>

[基于改进非线性拟合的核磁共振T<sub>2</sub>谱多指数反演](#)

Multi-exponential inversion of T<sub>2</sub> spectrum in NMR based on improved nonlinear fitting

物理学报.2016, 65(10): 107601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.107601>

## 专题: 精密测量物理

## 基于金刚石氮-空位色心的精密磁测量\*

彭世杰<sup>1)</sup> 刘颖<sup>1)</sup> 马文超<sup>1)</sup> 石发展<sup>1)2)3)†</sup> 杜江峰<sup>1)2)3)‡</sup>

1) (中国科学技术大学, 中国科学院微观磁共振重点实验室与近代物理系, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学, 微尺度物质科学国家实验室, 合肥 230026)

3) (中国科学技术大学, 量子信息与量子科技前沿协同创新中心, 合肥 230026)

(2018年6月2日收到; 2018年7月12日收到修改稿)

磁是一种重要的物理现象, 对其进行精密测量推动了许多科技领域的发展。各类测磁技术, 包括霍尔传感器、超导量子干涉仪、自旋磁共振等, 都致力于提升空间分辨率和灵敏度。近年来, 金刚石中的氮-空位色心广受关注。这一固态单自旋体系具有许多优点, 例如易于初始化和读出、可操控、具有较长相干时间等, 这使得它不仅在量子信息、量子计算等领域崭露头角, 而且在量子精密测量上显现出巨大的应用前景。基于氮-空位色心, 利用动力学解耦、关联谱等技术, 已实现若干高灵敏度、高分辨率的微观磁共振实验, 其中包括纳米尺度乃至单分子、单自旋的核磁共振和电子顺磁共振。氮-空位色心也可以用于微波和射频信号的精密测量。本文对围绕上述主题开展的一系列研究工作进行综述。

**关键词:** 氮-空位色心, 磁共振, 精密测量, 量子极限**PACS:** 76.70.Hb, 32.30.Dx, 85.35.Gv, 03.67.Ac**DOI:** 10.7498/aps.67.20181084

## 1 引言

在特定的条件下, 具有自旋的微观粒子可以从一定频率的交变磁场中吸收能量, 即发生磁共振现象。基于这一现象发展起来的磁共振谱学和成像技术可以被用来准确、快速和无破坏性地获取物质的组成和结构信息, 是当代最重要的科学技术手段之一<sup>[1,2]</sup>。正因如此, 磁共振谱学和成像领域的科学家六次获得诺贝尔奖, 包括物理学、化学和生命科学。如今, 磁共振波谱学和谱仪已被广泛用于分子结构的解析, 而磁共振成像更是成为主要的医学诊断手段之一。

当前通用的磁共振波谱仪主要是核磁共振波谱仪和电子顺磁共振波谱仪, 它们一般基于磁感应的原理, 测试对象是含有大量相同自旋的系综样

品。受限于探测原理, 其分辨率通常在亚毫米级别, 极限在微米量级, 对应的分子数在数十亿以上。然而, 近年来随着物质科学探索的不断深入, 技术手段逐渐从宏观向微观迈进。在自旋磁共振领域, 实现微观磁共振乃至单分子或单自旋磁共振, 是这一方向极为重要的科学目标。

金刚石的氮-空位(NV)色心是金刚石中的一种点缺陷。自1997年实现单个NV色心的光探测磁共振以来<sup>[3]</sup>, 这一体系逐步受到了人们的广泛关注。室温下, NV色心这一固态单自旋体系具有毫秒量级的相干时间, 可用光学共聚焦系统进行初始化和读出, 并且利用交变磁场实现单个自旋量子态的调控。这些优良性质使之被用于量子计算、量子模拟以及量子物理基本问题的实验研究。近年来, 以该体系作为磁信号量子探测器的微观磁共振技术快速发展, 已经实现纳米分辨率、单自旋灵敏度

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2018YFA0306600, 2016YFA0502400) 和国家自然科学基金(批准号: 81788101, 11722544, 11227901, 31470835, 91636217, 11761131011) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: fzshi@ustc.edu.cn

‡ 通信作者。E-mail: djf@ustc.edu.cn

的微观磁共振，在物理学、化学、生物学等领域具有广泛而重要的应用前景<sup>[4-7]</sup>。

本文以微观磁共振研究为重点，介绍金刚石NV色心体系及其在精密测量领域的应用。主要包括以下几个内容：NV体系的性质和用于测磁的原理，微观磁共振的国内外研究进展和趋势以及总结和展望。

## 2 金刚石NV色心的性质和用于测磁的原理

### 2.1 NV色心的结构和光跃迁性质

纯净的金刚石是无色透明的，若含有适量的杂质则会显现出颜色，比如含有一定量硼的金刚石呈蓝色，掺入一定量氮的金刚石呈黄色。即使看起来无色透明的金刚石单晶也可能含有大量的杂质，其中有测试数据的顺磁性杂质缺陷就有近百种，而最常见的一种杂质就是氮，它以氮原子或氮原子簇的形式存在。按照含氮量的不同，金刚石可分为以下四种：1) Ia型，含氮量高于0.3%，常见于天然形成的金刚石；2) Ib型，包含大于500 ppm的氮原子，

人工合成的金刚石大多属于这一种；3) IIa型，非常少见，含氮量极低；4) IIb型，p型半导体。

如图1(a)所示，当金刚石晶格中有一个氮原子取代了碳原子，而相邻位置又缺少一个碳原子而留下空位时，就形成了氮-空位色心，即NV色心。大多数NV色心带有一个负电荷或处于电中性状态，分别记为NV<sup>-</sup>和NV<sup>0</sup>。本文中提到的NV色心均指NV<sup>-</sup>，它有六个价电子，占据四个分子轨道。基态和第一激发态的电子排布如图1(b)所示。

第一激发态与基态的能级差为1.945 eV，对应的波长是637 nm，实验中常用532 nm的激光来激发这一跃迁。处于激发态的NV色心有两条主要的退激发途径，其中之一是发射荧光回到基态，另一条途径是发生系间窜越(intersystem crossing)，经由单态<sup>1</sup>A<sub>1</sub>和<sup>1</sup>E回到基态，这一过程不辐射荧光。这两条途径的发生概率依赖于NV色心电子的自旋状态，这是该电子自旋能够被光极化和读出的关键原因。经过连续的激光照射，电子自旋可以被极化到m<sub>s</sub>=0的状态；通过对收集到的荧光光子数进行分析，可以得知电子自旋处于m<sub>s</sub>=0的概率。在低温下，甚至可以利用共振激发来单次读出电子自旋的状态。

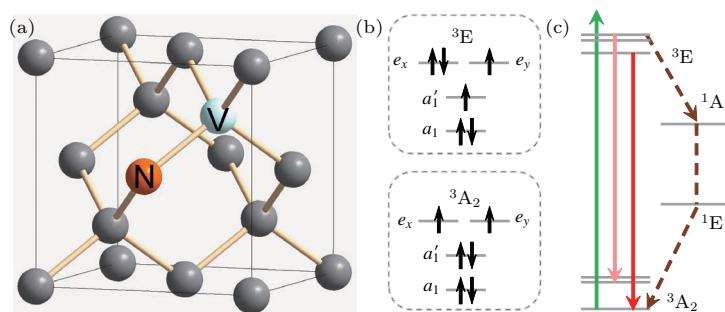


图1 NV色心的结构与光跃迁性质 (a) 几何结构; (b) 基态和第一激发态的电子排布; (c) 能级结构和光跃迁性质  
Fig. 1. Structures and optical transition properties of a negatively charged NV center: (a) Geometric structure; (b) electron configuration of the ground state and the first excited state; (c) energy level structure and optical transition properties.

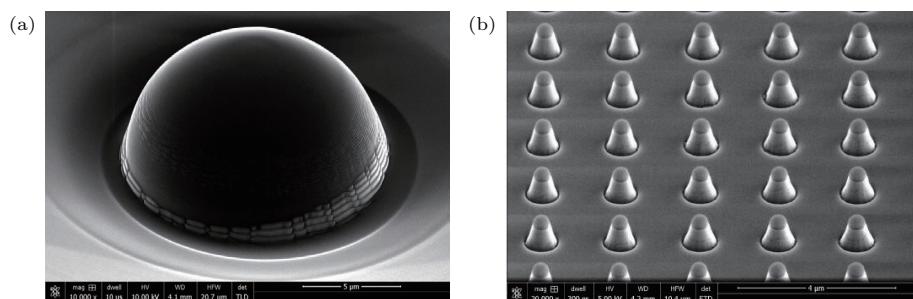


图2 (a) 金刚石表面的固态浸没透镜; (b) 金刚石纳米柱  
Fig. 2. (a) Solid immersion lens on the diamond surface; (b) nanopillars on the diamond surface.

金刚石的折射率高达 2.42, 大部分 NV 发射的荧光光子会由于界面的全反射而无法被探测到. 实验中, 为了提高荧光的收集效率, 可以在表面刻蚀一些微结构. 例如, 可以用聚焦粒子束在金刚石上刻蚀固态浸没透镜, 或者用化学反应刻蚀工艺制备金刚石纳米柱, 如图 2 所示.

## 2.2 NV 色心的基态哈密顿量

目前, 大多数基于 NV 色心的实验是围绕其基态  $^3A_2$  实施的. 以 NV 晶轴为坐标系的  $z$  方向, 并适当地选取  $x$  和  $y$  方向, 则 NV 色心基态电子自旋的哈密顿量可以写为

$$H_e = DS_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2) - \gamma_e \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}. \quad (1)$$

本文中将普朗克常量  $h$  设为 1, 哈密顿量都采取频率量纲. (1) 式中, 第一项描述纵向的零场劈裂, 在常温常压且没有额外纵向应力的情况下, 纵向的零场劈裂常量  $D$  约为 2870 MHz; 第二项描述横向的零场劈裂, 在没有外电场和横向应力的情况下  $E = 0$ ; 第三项描述电子自旋的塞曼劈裂, 旋磁比是  $\gamma_e = -2.8$  MHz/G. 本文中, 用  $S_x$ ,  $S_y$  和  $S_z$  代表 NV 电子的自旋角动量算符, 自旋数为 1;  $\mathbf{S}$  代表以  $S_x$ ,  $S_y$  和  $S_z$  为分量的矢量<sup>[8]</sup>.

氮的两种稳定同位素是  $^{14}\text{N}$  和  $^{15}\text{N}$ , 二者的自旋数分别是 1 和 1/2. 考虑 NV 色心本身的氮核自旋之后, 哈密顿量写为

$$H = H_e + H_{eN} + H_N, \quad (2)$$

式中的后两项分别是氮核与电子的耦合项以及氮核自身的哈密顿量, 其表达式分别为

$$\begin{aligned} H_{eN} &= a_\perp (S_x I_x + S_y I_y) + a_\parallel S_z I_z, \\ H_N &= -\gamma_N \mathbf{B} \cdot \mathbf{I} + Q I_z^2. \end{aligned} \quad (3)$$

(3) 式中  $I_x$ ,  $I_y$  和  $I_z$  代表氮核的自旋角动量算符,  $\mathbf{I}$  代表以  $I_x$ ,  $I_y$  和  $I_z$  为分量的矢量; 耦合常量  $a_\perp$  和  $a_\parallel$  的绝对值的范围是 2—3 MHz. 对于  $^{14}\text{N}$ , 旋磁比  $\gamma_N = -0.3077$  kHz/G, 电四极劈裂常量  $Q = -4.95$  MHz; 对于  $^{15}\text{N}$ , 旋磁比  $\gamma_N = -0.4316$  kHz/G, 无电四极劈裂.

金刚石中通常还有大量  $^{13}\text{C}$ . 以天然丰度 1.1% 来估计, 金刚石中半径为 5 nm 的球体内约有 500 个  $^{13}\text{C}$ . 如果计入与 NV 有较强耦合的  $^{13}\text{C}$  等其他自旋, 那么总的哈密顿量将在 (2) 式的基础上增加相应的项.

## 2.3 NV 色心基态的操控与弛豫

通常情况下, 可以利用微波或射频波段的交变磁场对 NV 色心的基态电子自旋、氮核自旋乃至邻近的其他自旋进行相干操控, 并由此实现各种量子逻辑门. 在金刚石 NV 色心体系上, 保真度 0.999952 的单比特门和保真度 0.992 的双比特门已被实现<sup>[9]</sup>. 这些量子逻辑门的保真度达到了容错量子计算的要求. 也可以施加交变磁场对 NV 周围耦合较强的其他自旋进行操控, 实现更多比特的量子逻辑门<sup>[10]</sup>.

弛豫分为纵向弛豫和横向弛豫, 前者是布居度回到玻尔兹曼分布的过程, 后者是退相干的过程. 一般情况下, NV 色心基态电子自旋的纵向弛豫由声子主导, 其速率与温度有关; 在极低的温度下, 声子的效应被抑制, 纵向弛豫由自旋之间的相互作用主导, 其速率与自旋浓度有关. 对于顺磁杂质浓度较高的金刚石, 当不同种类自旋的跃迁频率接近时, 自旋间相互作用诱导的纵向弛豫会显著增强<sup>[11]</sup>. 纵向弛豫的特征时间通常记为  $T_1$ . 一般而言, NV 色心基态电子自旋的横向弛豫由自旋之间

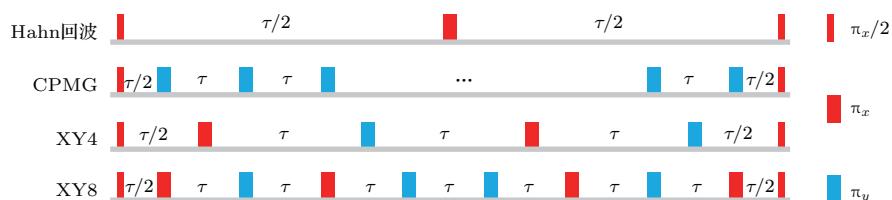


图 3 几个常用的动力学解耦脉冲序列 图中所示的  $\pi_x/2$  脉冲使量子比特的态矢绕着  $x$  轴旋转  $\pi/2$  角度,  $\pi_x$  脉冲使量子比特的态矢绕着  $x$  轴旋转  $\pi$  角度,  $\pi_y$  脉冲使量子比特的态矢绕着  $y$  轴旋转  $\pi$  角度; 首尾两个  $\pi_x/2$  脉冲之间的部分为解耦序列

Fig. 3. Several common dynamical decoupling sequences. The  $\pi_x/2$  pulse rotates the state vector of the qubit around the  $x$  axis for an angle of  $\pi_x/2$ . The  $\pi_x$  and  $\pi_y$  pulses flip the state vector around the  $x$  and  $y$  axes, respectively. The decoupling sequence is between the two  $\pi_x/2$  pulses.

的相互作用及静磁场的涨落造成。实验常用的超纯金刚石中顺磁杂质的含量极低，此时对NV色心电子自旋的相干造成影响的主要的是<sup>13</sup>C核自旋。这种情况下，如果不对NV色心电子自旋施加任何保护，那么相干时间往往只有数百纳秒到2 μs，这个相干时间通常记为T<sub>2</sub><sup>\*</sup>。对电子自旋施加动力学解耦脉冲序列，是延长相干时间的常用手段<sup>[12–14]</sup>。常用的动力学解耦序列包含若干翻转脉冲，如图3所示。通过适时地翻转中心自旋，可以把一部分噪声平均掉。动力学解耦作用下的相干时间通常记为T<sub>2</sub>。

## 2.4 NV色心测磁的原理

近年来，NV色心引起了越来越多的关注，其优势大体上包括以下几点：1) 较长的相干时间，这使得更多更久的相干操作得以进行，并且有更久的时间用来积累更多的信号；2) 高灵敏度，NV色心单量子干涉仪测量磁场灵敏度可达10<sup>-9</sup> T量级<sup>[15]</sup>，而NV色心系综甚至达到了10<sup>-13</sup> T量级<sup>[16]</sup>；3) 高空间分辨率，由于NV色心电子波函数的空间范围在几个晶格之内，故其磁场测量空间分辨率可达到亚纳米<sup>[16,17]</sup>；4) 易于初始化、操控和读出，室温大气环境下，NV色心的电子自旋可通过光跃迁进行量子态的初始化和读出，用微波或射频进行量子态的操控，与NV色心电子自旋有较强耦合的其他自旋也可用适当的方法进行初始化、操控和读出<sup>[18]</sup>；5) 丰富的能级结构，NV色心的电子基态具有三能级结构，再结合邻近的耦合自旋，提供了多种量子比特的编码选择。这些优势不仅使得NV色心被用于量子计算<sup>[10,19–21]</sup>、量子模拟<sup>[22–24]</sup>以及量子力学基本问题<sup>[25–27]</sup>的实验研究，更使其成为精密测量的利器<sup>[17,28]</sup>。

不同种类的待测信号对NV色心哈密顿量的影响不尽相同。例如，温度的变化会显著影响纵向零场劈裂的大小<sup>[29–32]</sup>，横向的应力或电场会造成横向的零场劈裂<sup>[33,34]</sup>，外加的磁场会改变塞曼劈裂，附近的自旋会施加耦合作用。本文的重点是测磁，磁信号可能是由外界直接施加，也可能是来自其他自旋。随着待测磁信号种类和强度的不同，采取的测量方案也不尽相同。这里介绍三类方法。

一个常用的方法与干涉仪的原理类似，如图4所示。其主要过程是先将NV色心基态电子自旋制备到两个本征态的等幅叠加态上，然后让该体系在待测场中演化；其间两个本征态上积攒的相

位是不同的，由此造成相对相位的差异；最后将这个相对相位转化为布居度读取出来，即可获取待测信号的信息。若待测信号是幅度较小、频率较低的交变磁场或耦合较弱的自旋，则可以利用动力学解耦序列来抑制噪声、累积信号，从而提升测量效果。运用这种方法，测得的信号在频域上的线宽由横向弛豫速率决定，约为1/T<sub>2</sub>的量级。为了减小线宽、提高谱线分辨率，可以采用关联谱方法，其脉冲序列如图5所示。运用这种方法，线宽可缩窄至1/T<sub>1</sub>的量级<sup>[35,36]</sup>。

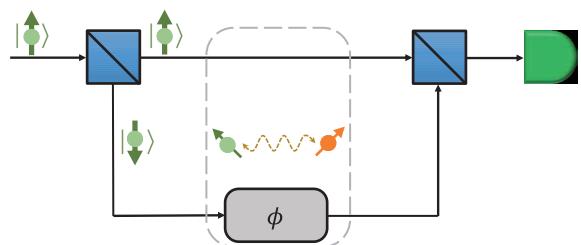


图4 NV色心干涉仪 NV色心与被测自旋相互作用，在叠加态上产生相对相位，通过干涉将该相位信号转化为布居度信号进行读出

Fig. 4. NV center as an interferometer. The interaction between an NV center and a target spin results in a relative phase factor on the superposition state of the NV center. This phase factor is converted into the population and read out at last.

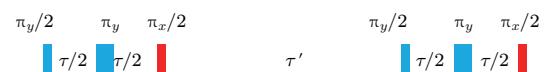


图5 关联谱脉冲序列 一轮实验中，时间间隔 $\tau$ 通常是固定的，而 $\tau'$ 是变动的，其他动力学解耦序列可以替换上述序列中Hahn回波的部分

Fig. 5. Pulse sequence for correlation spectroscopy. In one run of experiment, the time interval  $\tau$  is usually fixed while  $\tau'$  is variable. Other dynamical decoupling sequences can replace the segment of Hahn echo in this sequence.

如果待测的是随机涨落磁信号，那么可以通过监测NV色心基态电子自旋的弛豫过程来获取目标信号的部分信息<sup>[37]</sup>。其大致做法是：先将NV色心制备到某个本征态上，然后监测其纵向弛豫；或者制备到两个本征态的等幅叠加态上，然后监测其横向弛豫过程。弛豫速率的大小反映了随机涨落信号的强弱，而这往往由待测自旋的浓度以及与NV的距离等因素决定。

待测信号会对NV色心基态哈密顿量产生影响，造成额外的能级劈裂。如果信号是不含时的，

并且造成的能级劈裂大于线宽,那么一般能用扫谱的方式来测量。具体而言,可以对作为探测器的自旋施加交变磁场并扫描频率,当频率与能级差匹配时,便反映为谱上的峰或谷。也可以采用自旋锁定方法,如图6所示。该方法中,当驱动场的幅度与待测自旋的能级差匹配时,在谱上也可以显现峰或谷<sup>[38]</sup>。

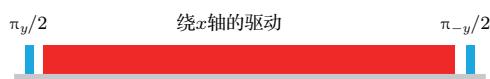


图6 自旋锁定脉冲序列序列开头和结尾的脉冲的作用分别是绕着 $y$ 轴和 $-y$ 轴的 $\pi/2$ 旋转;中间施加绕着 $x$ 轴的连续驱动,其幅度可变

Fig. 6. Pulse sequence for spin-locking. The initial and final pulses implement  $\pi/2$  rotation around the  $y$  and  $-y$  axes, respectively. In between is the continuous driving with variable amplitude around the  $x$  axis.

### 3 微观磁共振的国内外研究进展和趋势

作为高灵敏度、高空间分辨率的明星量子传感器,NV色心有着独特的优势,如图7所示。这使得NV色心在物理、生物、材料等领域有广泛应用前景。例如,在物理和材料科学领域,人们实现了纳米尺度质子自旋的磁共振探测<sup>[40,41]</sup>,且进一步达到了单质子灵敏度<sup>[42]</sup>;实现了对纳米线磁畴畴壁的成像和操控<sup>[43]</sup>;实现了对金属中的Johnson噪声的探测<sup>[44]</sup>。在生物学领域的应用尤为突出,实现了细胞内的灵敏的温度探测<sup>[45]</sup>以及对细胞的成像<sup>[46]</sup>,完成了对趋磁细菌的磁场探测和成像<sup>[47]</sup>,完成了对单个蛋白质分子的磁共振探测<sup>[48]</sup>。

#### 3.1 纳米尺度的核磁共振

长期以来,纳米尺度的样品乃至单分子、单自旋的核磁共振一直是个难题。为了解决这一难题,首要的任务便是探测纳米尺度的核自旋样品乃至单个核自旋,而NV色心在这方面有着突出的表现。如果核自旋与NV色心电子自旋的超精细耦合足够强,即耦合强度大于电子自旋的磁共振谱线宽度,那么该核自旋会使电子自旋的谱线发生劈裂,由此反映出关于耦合的部分信息<sup>[49–51]</sup>。对于耦合较弱、不能在谱线上直接分辨的核自旋,往往可以通过施加动力学解耦进行分辨。上文已经提到,

动力学解耦可以抑制噪声、延长相干时间;与此同时,动力学解耦也可以积累特定频率的信号,使微弱的信号被探测到,这相当于锁相探测(lock-in detection)。例如,对单个NV色心的电子自旋施加最简单的动力学解耦序列,即Hahn回波或CPMG-1,便有可能探测到NV色心周围的<sup>13</sup>C核自旋库<sup>[52]</sup>。通过施加高阶动力学解耦脉冲序列,还有可能探测到若干弱耦合的单个<sup>13</sup>C核自旋<sup>[53–56]</sup>。

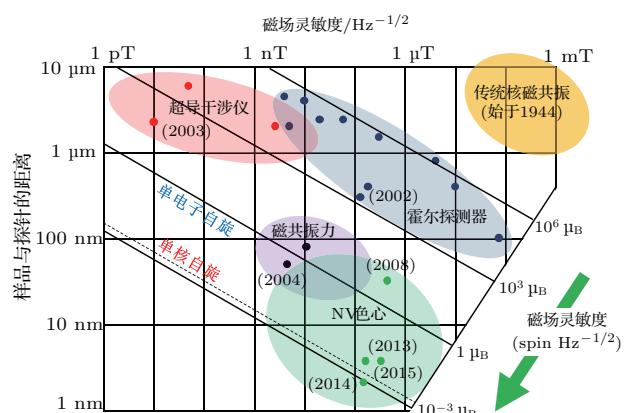


图7 各种测磁体系的指标对比<sup>[39]</sup>

Fig. 7. Capabilities of magnetometers based on various physical systems<sup>[39]</sup>.

2013年,德国Stuttgart大学的Wrachtrup研究组与中国科学技术大学的杜江峰研究组合作报道了在室温大气环境下成功检测到约 $(5\text{ nm})^3$ 体积的有机物样品的质子自旋信号<sup>[40]</sup>。该实验使用的NV色心在金刚石表面以下约7 nm,通过对电子自旋施加高阶动力学解耦,探测到约 $10^4$ 个质子自旋。同时,美国IBM研究部的Rugar研究组<sup>[41]</sup>也报道了对 $(24\text{ nm})^3$ 有机物样品中质子自旋的检测,所选用的NV色心在金刚石表面以下约20 nm;对其电子自旋施加低阶动力学解耦,而在电子自旋的自由演化期用射频对质子自旋进行操控,最终探测到约 $10^6$ 个质子自旋。

2014年,德国Ulm大学的Jelezko研究组<sup>[42]</sup>报道了室温大气条件下对金刚石外四个<sup>29</sup>Si核自旋的单核自旋灵敏度的探测。该研究同样运用了动力学解耦方法,并且借助NV色心形成的梯度磁场,使单个原子核的定位精度提升到Å量级。

探测金刚石外的核自旋一般要用靠近表面的NV色心,而表面常有较多的电子自旋杂质;这些自旋通常会对探测造成干扰,但也有可能用来放大待测信号。2014年,美国Harvard大学的Lukin研究

组<sup>[57]</sup>报道了利用表面电子自旋来放大质子自旋的信号.

以上几个例子中, 测得的信号来自单个核自旋, 或者由彼此几乎独立的若干单核自旋共同贡献, 而核自旋之间的耦合在这些研究工作中并非关注对象. 核自旋之间的相互作用携带着关于分子结构的丰富信息, 对于分析化学十分重要, 在量子计算上也有着潜在的应用<sup>[58]</sup>. 2014年, 杜江峰研究组<sup>[59]</sup>报道了对核自旋之间耦合的观测. 实验中, 对NV色心电子自旋施加高阶动力学解耦, 在室温大气环境下成功探测到距离NV约1 nm处的一对<sup>13</sup>C核自旋, 如图8所示. 研究者由实验数据分析出两核的耦合强度为690 Hz, 并分析出两核的相对空间取向. 这一研究工作实现了对亚纳米尺度的自旋簇的结构解析.

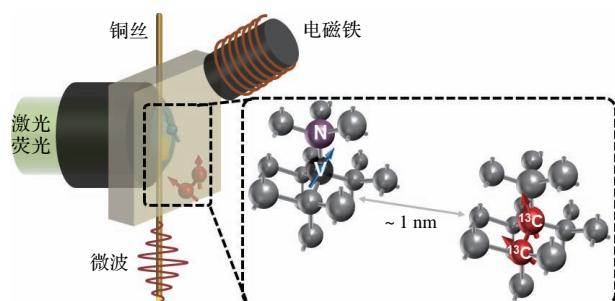


图8 单核自旋簇相互作用探测的实验装置示意图<sup>[59]</sup>

Fig. 8. Experimental sketch for sensing a nuclear spin cluster using the NV center<sup>[59]</sup>.

利用NV色心进行核磁共振探测时, 退相干效应使谱线增宽, 从而影响一些重要信息的获取. 相对于动力学解耦方法, 关联谱能够提供更窄的线宽, 从而取得更高的谱线分辨率. 2015年, Jelezko研究组<sup>[60]</sup>利用NV色心实现了对单个蛋白分子中多个核自旋的磁共振观测.

研究组与杜江峰研究组合作报道了利用关联谱方法探测纳米尺度样品中的质子自旋, 并测量到了油分子的扩散速率<sup>[60]</sup>, 该实验的装置如图9所示. 2016年, 瑞士ETH Zurich的Degen研究组<sup>[61]</sup>也报道了谱学方法类似的研究, 并且展现了二维核磁共振谱. 同年, Lukin研究组<sup>[62]</sup>报道了单个蛋白质分子中多个核自旋的磁共振. 实验中, 利用NV色心电子自旋和其自身的氮核自旋构成的双量子比特体系, 测得了单个蛋白质分子中约两千个核自旋的磁共振谱. 2017年, Wrachtrup研究组<sup>[63]</sup>也报道了谱线分辨率的提升. 该实验将NV色心自身的氮核自旋用作量子存储器, 并结合同核解耦脉冲序列, 获得了纳米尺度样品中<sup>1</sup>H和<sup>19</sup>F核自旋的化学位移分辨率的磁共振谱. 同年, Jelezko研究组和Degen研究组也分别报道了谱线分辨率的提升<sup>[64,65]</sup>, Lukin研究组<sup>[66]</sup>报道了对二维材料的核四极共振. 2018年, 美国Harvard大学的Walsworth研究

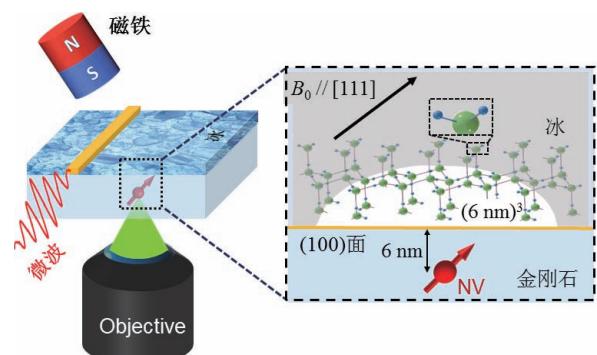


图9 纳米尺度冰晶中质子核磁共振的示意图<sup>[68]</sup> 探测体积约为(6 nm)<sup>3</sup>

Fig. 9. Sketch of the proton nuclear magnetic resonance of nanoscale ice<sup>[68]</sup>. The detection volume is about (6 nm)<sup>3</sup>.

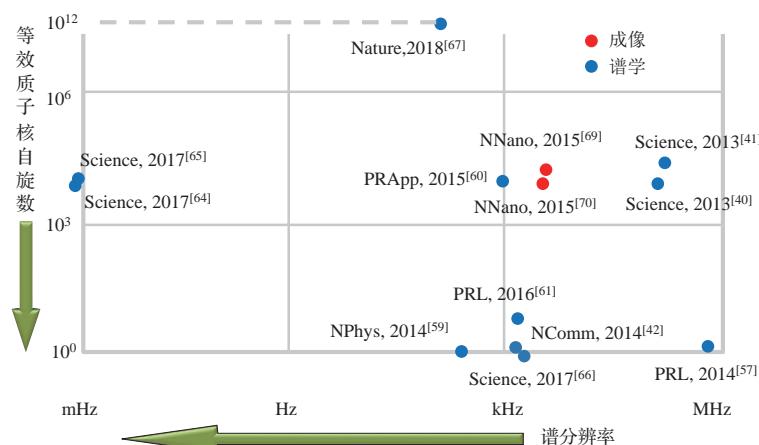


图10 利用NV色心进行微观核磁共振的主要进展总结

Fig. 10. Major progress of the microscopic nuclear magnetic resonance based on NV centers.

组<sup>[67]</sup>继续报道了谱线窄化。实验基于浅层的NV色心系综并结合了特殊的读出技术,获得了微米尺度10 pL体积的有机物样品的核磁共振谱,甚至分辨出标量耦合与化学位移。同年,杜江峰研究组<sup>[68]</sup>报道了纳米尺度冰晶中质子的核磁共振。实验中,通过测量大约7000个水分子的关联谱信号,解析了质子自旋之间的磁偶极耦合。

近几年,NV色心也被用于微观核磁共振成像的研究<sup>[69,70]</sup>。图10总结了利用NV色心进行微观核磁共振的主要进展。

### 3.2 纳米尺度的电子顺磁共振

电子顺磁共振是分子结构分析的重要方法。与原子核相比,电子的旋磁比高得多、弛豫更快,对快速动力学过程的探测也更加灵敏。纳米尺度乃至单分子、单自旋的电子顺磁共振同样可以基于NV色心来实现。2011年和2012年,两个研究组分别报道了基于NV色心的纳米尺度电子顺磁共

振<sup>[71,72]</sup>。实验中,浅层的NV色心电子自旋与修饰于金刚石表面的自由基电子自旋之间有耦合,利用电子-电子双共振技术可观测到自由基的电子顺磁共振。2013年,杜江峰研究组与Wrachtrup研究组合作报道了金刚石内单个电子自旋的探测<sup>[73]</sup>;接着,Wrachtrup研究组报道了通过NV色心电子自旋的纵向弛豫过程来探测溶液中大量的顺磁离子<sup>[74]</sup>。同年,有研究者报道了利用NV色心电子自旋的纵向弛豫来探测纳米金刚石表面的众多电子自旋<sup>[75]</sup>。

2015年,杜江峰研究组<sup>[76]</sup>报道了单个蛋白质分子的电子顺磁共振谱。实验中,利用电子-电子双共振技术,对氮氧自由基标记的蛋白质分子进行了磁共振研究,如图11所示。该实验解析了自旋标记的部分结构,并提取了部分动力学信息。动力学信息的获取得益于氮氧自由基相对于外磁场的取向会对共振峰的位置产生影响,并体现在电子顺磁共振谱上。

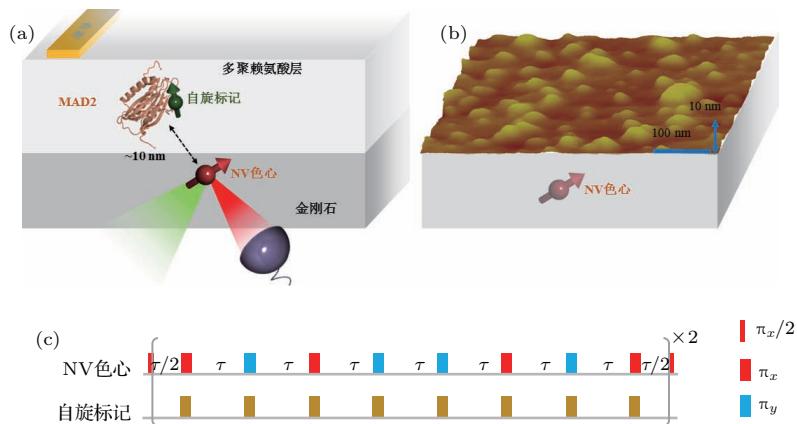


图11 单分子顺磁共振的实验体系与方法<sup>[76]</sup> (a) 实验装置示意图; (b) 冻干的蛋白质在金刚石表面的分布; (c) 脉冲序列

Fig. 11. Experimental system and method for single-molecular electron paramagnetic resonance<sup>[76]</sup>: (a) Sketch of the experimental setup; (b) distribution of freeze-dried proteins on the diamond surface; (c) pulse sequence.

然而也是由于取向对共振峰位置的影响,谱线会发生严重的非均匀展宽,这有可能导致重要信息被湮没。解决这一问题的典型思路有两条:一是通过施加强磁场来抑制谱线展宽的影响;二是完全不加磁场,从源头上移除非均匀展宽,此即零场顺磁共振。如图12所示,与非零场下谱峰位置依赖分子取向不同,零场下谱线位置始终不变,这使得不同取向的分子的叠加信号保持清晰。2018年,杜江峰研究组<sup>[77]</sup>还报道了对金刚石内部NV色心周围约

15 nm范围内的约4个电子自旋的零场检测,获得了清晰的零场顺磁共振谱,并从中直接提取了目标自旋的超精细耦合常量。

2018年,Walsworth研究组<sup>[78]</sup>报道了对金刚石内电子自旋簇的探测与操控,该自旋簇由一对耦合的电子自旋构成。此研究工作中,NV色心同样发挥着传感器的作用,并被用于电子自旋簇的极化。

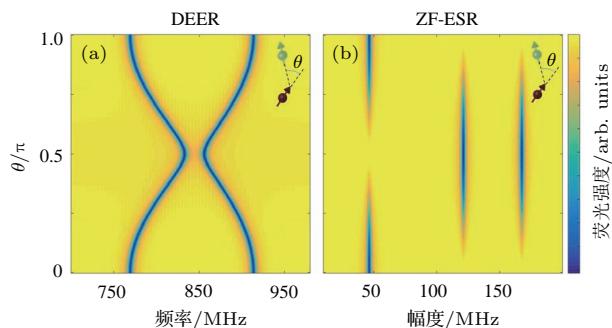


图 12 跃迁频率随分子取向的变化关系<sup>[77]</sup> (a), (b) 分别为非零场和零场条件下的模拟结果, 待测对象是含<sup>15</sup>N 的氮氧自由基, 其主轴与 NV 晶轴的夹角设为  $\theta$ ; <sup>15</sup>N 核自旋和电子自旋的超精细耦合张量的主值设为  $A_{xx} = A_{yy} = 23.2$  MHz 和  $A_{zz} = 144.4$  MHz; 在非零场条件下, 模拟设置的磁场大小是 300 G, 方向与 NV 晶轴平行, 探测方法是电子-电子双共振(DEER); 在零场条件下, 探测方法即为正文所述的扫描驱动场幅度

Fig. 12. Transition frequencies as functions of molecules' orientations<sup>[77]</sup>: (a), (b) Simulation results for a <sup>15</sup>N-labeled nitroxide radical under non-zero magnetic field and zero magnetic field, respectively. The angle between the principal axis of the nitroxide radical and the NV axis is denoted by  $\theta$ . The principal values of the hyperfine coupling tensor between the <sup>15</sup>N nuclear spin and the electron spin are set as  $A_{xx} = A_{yy} = 23.2$  MHz and  $A_{zz} = 144.4$  MHz. In the case of non-zero field, the magnetic field is parallel to the NV axis with the magnitude of 300 G, and the detection scheme is double electron-electron resonance (DEER). In the case of zero field, the detection scheme is sweeping the driving frequency as mentioned above.

### 3.3 对微波与射频的测量

对微波和射频进行测量是 NV 色心的另一个应用领域<sup>[79–81]</sup>。2015 年, 杜江峰研究组<sup>[82]</sup>报道了室温大气下纳米级分辨率的微波场测量, 如图 13 所示。在共振的微波场的驱动下, 电子自旋可能发生 Rabi 振荡, 振荡频率与微波场的强度和方向有关。实验中, 通过测量拉比振荡的频率, 并结合金刚石的单晶特性, 完成了对 2.6 GHz 线偏振微波场的测量和矢量重构, 矢量的角度和幅度精度分别为 5.6 mrad 和  $10^{-6}$  T, 空间分辨率达到了光学衍射极限(约 230 nm)。

对微波或射频进行高分辨率、高灵敏度的测量, 不仅在工程技术领域有着重要价值, 也为基本物理问题的研究提供了有力手段。2018 年, 杜江峰研究组<sup>[83]</sup>报道了对于一种新型相互作用的测量结果, 该相互作用是由轴子或类轴子传递的电子与核子间的单极-偶极相互作用。实验装置如图 14 所示, 一个 SiO<sub>2</sub> 半球在 NV 色心的上方做往复运动,

其频率为 187.29 kHz。如果电子与核子之间存在单极-偶极相互作用, 那么这样的往复运动会对 NV 色心施加一个等效的交变磁场。该实验没有测得该交变磁场, 这为单极偶极相互作用的耦合常数、力程以及轴子或类轴子的质量提供了新的界限。

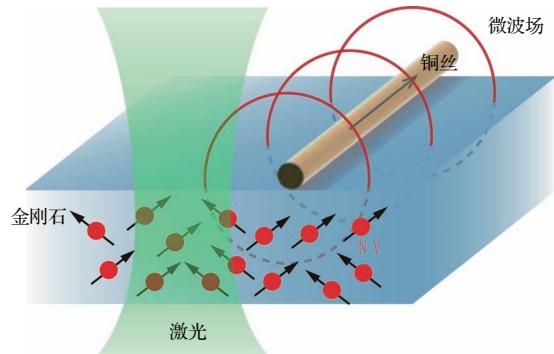


图 13 微波场测量的示意图<sup>[82]</sup> 波长为 532 nm 的绿色激光聚焦于金刚石表面以下数微米处, 线偏振的微波场从一根 22  $\mu\text{m}$  直径的铜丝辐射出来

Fig. 13. Schematic view of the setup for the microwave magnetometry<sup>[82]</sup>. The 532-nm green laser is focused several micrometres below the diamond surface. The microwave field is radiated from a copper wire of 22  $\mu\text{m}$  diameter.

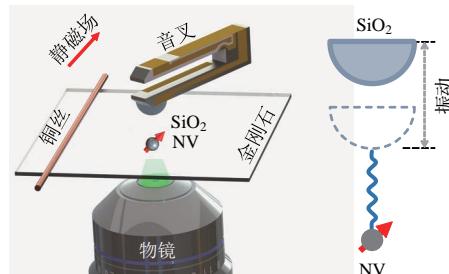


图 14 电子与核子间单极-偶极相互作用的测量装置示意图<sup>[83]</sup> 核子由 SiO<sub>2</sub> 半球提供, 半球附在原子力显微镜的音叉上, 由音叉带动在 NV 色心上方振动, 外加静磁场与 NV 晶轴平行

Fig. 14. Schematic experimental setup for the measurement of the monopole-dipole interaction between electrons and nucleons<sup>[83]</sup>. The nucleons are provided by a fused silica hemisphere lens. The half-ball lens is placed on a tuning fork actuator of an atomic force microscope. A static magnetic field is applied along the symmetry axis of the NV center.

### 3.4 测量精度的继续提高

继续提高测量精度, 对于进一步发挥该体系的优势十分重要。前面提到, 利用 NV 色心单自旋体系进行精密测量时, 往往将信号转化为相位信息加以测量, 对相位的测量越准确, 也意味着对信号的

测量越准确。下面以相位的测量为例来介绍如何利用纠缠态来提高测量精度<sup>[84,85]</sup>。

设单个自旋1/2粒子的初态是 $|\psi_{\text{ini}}\rangle = (|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ , 这里的 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 是一对本征态。经历相位累加后, 末态为 $|\psi_{\text{fin}}\rangle = (|0\rangle + e^{i\varphi}|1\rangle)/\sqrt{2}$ 。为了获取相位, 需要对该自旋1/2粒子进行测量。进行投影测量后, 末态坍缩到初态上的概率是 $p = |\langle\psi_{\text{ini}}|\psi_{\text{fin}}\rangle|^2 = \cos^2(\varphi/2)$ , 涨落是 $\Delta p = \sqrt{p - p^2}$ 。因此, 进行一次测量后, 对相位估计的标准差是 $\Delta\varphi = \Delta p/|\partial_\varphi p| = 1$ , 同样的过程重复 $N$ 次, 标准差缩小为 $\Delta\varphi = 1/\sqrt{N}$ , 即标准量子极限。但是, 如果初态是 $N$ 个自旋1/2粒子的Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ)态, 即 $|\psi_{\text{ini}}\rangle = (|0\rangle^{\otimes N} + |1\rangle^{\otimes N})/\sqrt{2}$ , 那么对相位的估计精度将会大幅提高。设GHZ态中的每个粒子都经历相同的相位积累过程, 则相位积累结束后, 末态为 $|\psi_{\text{fin}}\rangle = (|0\rangle^{\otimes N} + e^{iN\varphi}|1\rangle^{\otimes N})/\sqrt{2}$ 。进行一次测量, 对相位估计的标准差便可达到 $\Delta\varphi = 1/N$ , 即海森伯极限<sup>[84–86]</sup>。

在核磁共振<sup>[87,88]</sup>、离子阱<sup>[89–92]</sup>、光学<sup>[93–95]</sup>、冷原子<sup>[96,97]</sup>等体系上, 人们已经实验演示了对于标准量子极限的突破。在多粒子的非线性耦合体系上, 超过 $1/N$ 精度的测量也已被实现<sup>[98]</sup>, 但有人认为在该情形下海森伯极限需要重新定义, 不再是 $1/N$ , 真正的海森伯极限并未被突破<sup>[99–102]</sup>。由于实验条件不完美, 实际情况中海森伯极限一般无法达到, 但突破标准量子极限是可以达到的。

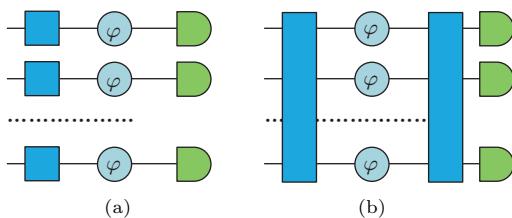


图15 两种量子精密测量测量方案的示意图 (a) 基于可分态的常规手段, 其中每个量子体系彼此独立地参与初态制备、相位积累和读出过程; (b) 基于量子纠缠的手段——相位积累之前的非定域操作用来制备纠缠, 而相位积累之后也施加非定域操作, 以便在纠缠基下进行测量

Fig. 15. Two protocols for quantum precision measurement: (a) Conventional means based on separable states where each quantum system undergoes the process separately and independently; (b) means based on quantum entanglement where the nonlocal operation before phase accumulation prepares an entangled state while the nonlocal operation after phase accumulation enables the measurement in an entangled basis.

在NV色心单自旋体系中, 可以利用多个自旋的纠缠态来实现对标准量子极限的突破。例如, 可以利用NV周围多个<sup>13</sup>C核自旋之间的纠缠、多个顺磁杂质原子的电子自旋之间的纠缠乃至多个NV色心电子自旋之间的纠缠。近年来, 已对这一方法进行了初步的实验演示<sup>[103]</sup>。该实验基于电子自旋和氮核自旋的耦合体系, 利用两个自旋之间的量子纠缠, 演示了相位测量中测量精度的显著提升。此外, 运用巧妙的相位估计算法, 也可以提升相位测量的精度<sup>[104,105]</sup>。

## 4 总结与展望

金刚石NV色心是近年来备受关注的固态自旋体系, 可用于磁场、电场、应力、温度等物理量的测量, 其中测磁方面的进展尤为突出。例如, 自旋之间存在着磁相互作用, 可以利用NV色心对其进行探测, 从而实现纳米尺度乃至单分子、单自旋的核磁共振和电子顺磁共振; 也可以利用NV色心对外加的静磁场、交变磁场、随机磁场进行高灵敏度、高分辨率的测量。

金刚石NV色心在量子精密测量领域展现了巨大的潜力。随着微纳加工技术的继续发展、光探测磁共振实验技术的进一步提升以及各种方法和技术的不断涌现, NV色心将在量子精密测量中发挥进一步的作用。磁共振研究的新纪元正在开启, 前景令人期待。

## 参考文献

- [1] Ernst R R, Bodenhausen G, Wokaun A 1987 *The International Series of Monographs on Chemistry* (Vol. 14) : *Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions* (Oxford: Oxford University Press) pp1–8
- [2] Schweiger A, Jeschke G 2001 *Principles of Pulse Electron Paramagnetic Resonance* (Oxford: Oxford University Press) pp1–15
- [3] Awschalom D D, Flatté M E 2007 *Nat. Phys.* **3** 153
- [4] Doherty M W, Manson N B, Delaney P, Jelezko F, Wrachtrup J, Hollenberg L C L 2013 *Phys. Rep.* **528** 1
- [5] Schirhagl R, Chang K, Loretz M, Degen C L 2014 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **65** 83
- [6] Prawer S, Aharonovich I 2014 *Quantum Information Processing with Diamond* (Sawston, Cambridge: Woodhead Publishing) pp3–17
- [7] Wrachtrup J, Finkler A 2016 *J. Magn. Reson.* **269** 225

- [8] Doherty M W, Dolde F, Fedder H, Jelezko F, Wrachtrup J, Manson N B, Hollenberg L C L 2012 *Phys. Rev. B* **85** 205203
- [9] Rong X, Geng J, Wang Z, Zhang Q, Ju C, Shi F, Duan C K, Du J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 050503
- [10] Waldherr G, Wang Y, Zaiser S, Jamali M, Schulte-Herbrüggen T, Abe H, Ohshima T, Isoya J, Du J F, Neumann P, Wrachtrup J 2014 *Nature* **506** 204
- [11] Jarmola A, Acosta V M, Jensen K, Chemerisov S, Budker D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 197601
- [12] Viola L, Knill E, Lloyd S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2417
- [13] Cywiński L, Lutchyn R M, Nave C P, Das Sarma S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 174509
- [14] Zhao N, Ho S W, Liu R B 2012 *Phys. Rev. B* **85** 115303
- [15] Balasubramanian G, Neumann P, Twitchen D, Markham M, Kolesov R, Mizuochi N, Isoya J, Achard J, Beck J, Tissler J, Jacques V, Hemmer P R, Jelezko F, Wrachtrup J 2009 *Nat. Mater.* **8** 383
- [16] Wolf T, Neumann P, Nakamura K, Sumiya H, Ohshima T, Isoya J, Wrachtrup J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041001
- [17] Balasubramanian G, Chan I Y, Kolesov R, Al-Hmoud M, Tisler J, Shin C, Kim C, Wojcik A, Hemmer P R, Krueger A, Hanke T, Leitenstorfer A, Bratschitsch R, Jelezko F, Wrachtrup J 2008 *Nature* **455** 648
- [18] Scheuer J, Schwartz I, Chen Q, Schulze-Sünninghausen D, Carl P, Höfer P, Retzker A, Sumiya H, Isoya J, Luy B, Plenio M B, Naydenov B, Jelezko F 2016 *New J. Phys.* **18** 013040
- [19] Shi F, Rong X, Xu N, Wang Y, Wu J, Chong B, Peng X, Kniepert J, Schoenfeld R S, Harneit W, Feng M, Du J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 040504
- [20] van der Sar T, Wang Z H, Blok M S, Bernien H, Taminiau T H, Toyli D M, Lidar D A, Awschalom D D, Hanson R, Dobrovitski V V 2012 *Nature* **484** 82
- [21] Xu K, Xie T, Li Z, Xu X, Wang M, Ye X, Kong F, Geng J, Duan C, Shi F, Du J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 130504
- [22] Wang Y, Dolde F, Biamonte J, Babbush R, Bergholm V, Yang S, Jakobi I, Neumann P, Aspuru-Guzik A, Whitfield J D, Wrachtrup J 2015 *ACS Nano* **9** 7769
- [23] Kong F, Ju C, Liu Y, Lei C, Wang M, Kong X, Wang P, Huang P, Li Z, Shi F, Jiang L, Du J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 060503
- [24] Ma W, Zhou L, Zhang Q, Li M, Cheng C, Geng J, Rong X, Shi F, Gong J, Du J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 120501
- [25] Hensen B, Bernien H, Dréau A E, Reiserer A, Kalb N, Blok M S, Ruitenberg J, Vermeulen R F L, Schouten R N, Abellán C, Amaya W, Pruneri V, Mitchell M W, Markham M, Twitchen D J, Elkouss D, Wehner S, Taminiau T H, Hanson R 2015 *Nature* **526** 682
- [26] Jin F, Liu Y, Geng J, Huang P, Ma W, Shi M, Duan C K, Shi F, Rong X, Du J 2017 *Phys. Rev. A* **95** 012107
- [27] Ma W, Chen B, Liu Y, Wang M, Ye X, Kong F, Shi F, Fei S M, Du J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 180402
- [28] Maze J R, Stanwix P L, Hodges J S, Hong S, Taylor J M, Cappellaro P, Jiang L, Gurudev Dutt M V, Togan E, Zibrov A S, Yacoby A, Walsworth R L, Lukin M D 2008 *Nature* **455** 644
- [29] Acosta V M, Bauch E, Ledbetter M P, Waxman A, Bouchard L S, Budker D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070801
- [30] Neumann P, Jakobi I, Dolde F, Burk C, Reuter R, Waldherr G, Honert J, Wolf T, Brunner A, Shim J H, Suter D, Sumiya H, Isoya J, Wrachtrup J 2013 *Nano Lett.* **13** 2738
- [31] Toyli D M, de las Casas C F, Christle D J, Dobrovitski V V, Awschalom D D 2013 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **110** 8417
- [32] Kucska G, Maurer P C, Yao N Y, Kubo M, Noh H J, Lo P K, Park H, Lukin M D 2013 *Nature* **500** 54
- [33] Dolde F, Fedder H, Doherty M W, Nöbauer T, Rempp F, Balasubramanian G, Wolf T, Reinhard F, Hollenberg L C L, Jelezko F, Wrachtrup J 2011 *Nat. Phys.* **7** 459
- [34] Doherty M W, Struzhkin V V, Simpson D A, McGuinness L P, Meng Y, Stacey A, Karle T J, Hemley R J, Manson N B, Hollenberg L C L, Prawer S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 047601
- [35] Laraoui A, Hodges J S, Ryan C A, Meriles C A 2011 *Phys. Rev. B* **84** 104301
- [36] Laraoui A, Dolde F, Burk C, Reinhard F, Wrachtrup J, Meriles C A 2013 *Nat. Commun.* **4** 1651
- [37] Hall L T, Cole J H, Hill C D, Hollenberg L C L 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 220802
- [38] Cai J, Jelezko F, Plenio M B, Retzker A 2013 *New J. Phys.* **15** 013020
- [39] Degen C 2008 *Nat. Nanotechnol.* **3** 643
- [40] Staudacher T, Shi F, Pezzagna S, Meijer J, Du J, Meriles C A, Reinhard F, Wrachtrup J 2013 *Science* **339** 561
- [41] Mamin H J, Kim M, Sherwood M H, Rettner C T, Ohno K, Awschalom D D, Rugar D 2013 *Science* **339** 557
- [42] Müller C, Kong X, Cai J M, Melentijević K, Stacey A, Markham M, Twitchen D, Isoya J, Pezzagna S, Meijer J, Du J F, Plenio M B, Naydenov B, McGuinness L P, Jelezko F 2014 *Nat. Commun.* **5** 4703
- [43] Tetienne J P, Hingant T, Kim J V, Herrera Diez L, Adam J P, Garcia K, Roch J F, Rohart S, Thiaville A, Ravelosona D, Jacques V 2014 *Science* **344** 1366
- [44] Kolkowitz S, Safira A, High A A, Devlin R C, Choi S, Unterreithmeier Q P, Patterson D, Zibrov A S, Manucharyan V E, Park H, Lukin M D 2015 *Science* **347** 1129
- [45] Kucska G, Maurer P C, Yao N Y, Kubo M, Noh H J, Lo P K, Park H, Lukin M D 2013 *Nature* **500** 54
- [46] Glenn D R, Lee K, Park H, Weissleder R, Yacoby A, Lukin M D, Lee H, Walsworth R L, Connolly C B 2015 *Nat. Methods* **12** 736
- [47] Le Sage D, Arai K, Glenn D R, DeVience S J, Pham L M, Rahn-Lee L, Lukin M D, Yacoby A, Komeili A, Walsworth R L 2013 *Nature* **496** 486
- [48] Shi F, Zhang Q, Wang P, Sun H, Wang J, Rong X, Chen M, Ju C, Reinhard F, Chen H, Wrachtrup J, Wang J, Du J 2015 *Science* **347** 1135
- [49] Jelezko F, Gaebel T, Popa I, Domhan M, Gruber A, Wrachtrup J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 130501
- [50] Smeltzer B, Childress L, Gali A 2011 *New J. Phys.* **13** 025021

- [51] Dréau A, Maze J R, Lesik M, Roch J F, Jacques V 2012 *Phys. Rev. B* **85** 134107
- [52] Childress L, Gurudev Dutt M V, Taylor J M, Zibrov A S, Jelezko F, Wrachtrup J, Hemmer P R, Lukin M D 2006 *Science* **314** 281
- [53] Zhao N, Honert J, Schmid B, Klas M, Isoya J, Markham M, Twitchen D, Jelezko F, Liu R B, Fedder H, Wrachtrup J 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 657
- [54] Kolkowitz S, Unterreithmeier Q P, Bennett S D, Lukin M D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 137601
- [55] Taminiau T H, Wagenaar J J T, van der Sar T, Jelezko F, Dobrovitski V V, Hanson R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 137602
- [56] Ma W, Shi F, Xu K, Wang P, Xu X, Rong X, Ju C, Duan C, Zhao N, Du J 2015 *Phys. Rev. A* **92** 033418
- [57] Sushkov A O, Lovchinsky I, Chisholm N, Walsworth R L, Park H, Lukin M D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 197601
- [58] Zhao N, Hu J L, Ho S W, Wan J T K, Liu R B 2011 *Nat. Nanotechnol.* **6** 242
- [59] Shi F, Kong X, Wang P, Kong F, Zhao N, Liu R B, Du J 2014 *Nat. Phys.* **10** 21
- [60] Kong X, Stark A, Du J, McGuinness L P, Jelezko F 2015 *Phys. Rev. Applied* **4** 024004
- [61] Boss J M, Chang K, Armijo J, Cujia K, Rosskopf T, Maze J R, Degen C L 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 197601
- [62] Lovchinsky I, Sushkov A O, Urbach E, de Leon N P, Choi S, De Greve K, Evans R, Gertner R, Bersin E, Müller C, McGuinness L, Jelezko F, Walsworth R L, Park H, Lukin M D 2016 *Science* **351** 836
- [63] Aslam N, Pfender M, Neumann P, Reuter R, Zappe A, de Oliveira F F, Denisenko A, Sumiya H, Onoda S, Isoya J, Wrachtrup J 2017 *Science* **357** 67
- [64] Schmitt S, Gefen T, Stürner F M, Uden T, Wolff G, Müller C, Scheuer J, Naydenov B, Markham M, Pezzagna S, Meijer J, Schwarz I, Plenio M, Retzker A, McGuinness L P, Jelezko F 2017 *Science* **356** 832
- [65] Boss J M, Cujia K S, Zopes J, Degen C L 2017 *Science* **356** 837
- [66] Lovchinsky I, Sanchez-Yamagishi J D, Urbach E K, Choi S, Fang S, Andersen T I, Watanabe K, Taniguchi T, Bylinskii A, Kaxiras E, Kim P, Park H, Lukin M D 2017 *Science* **355** 503
- [67] Glenn D R, Bucher D B, Lee J, Lukin M D, Park H, Walsworth R L 2018 *Nature* **555** 315
- [68] Yang Z, Shi F, Wang P, Raatz N, Li R, Qin X, Meijer J, Duan C, Ju C, Kong X, Du J 2018 *Phys. Rev. B* **97** 205438
- [69] Häberle T, Schmid-Lorch D, Reinhard F, Wrachtrup J 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 125
- [70] DeVience S J, Pham L M, Lovchinsky I, Sushkov A O, Bar-Gill N, Belthangady C, Casola F, Corbett M, Zhang H, Lukin M, Park H, Yacoby A, Walsworth R L 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 129
- [71] Grotz B, Beck J, Neumann P, Naydenov B, Reuter R, Reinhard F, Jelezko F, Wrachtrup J, Schweinfurth D, Sarkar B, Hemmer P 2011 *New J. Phys.* **13** 055004
- [72] Mamin H J, Sherwood M H, Rugar D 2012 *Phys. Rev. B* **86** 195422
- [73] Shi F, Zhang Q, Naydenov B, Jelezko F, Du J, Reinhard F, Wrachtrup J 2013 *Phys. Rev. B* **87** 195414
- [74] Steinert S, Ziem F, Hall L T, Zappe A, Schweikert M, Götz N, Aird A, Balasubramanian G, Hollenberg L, Wrachtrup J 2013 *Nat. Commun.* **4** 1607
- [75] Tetienne J P, Hingant T, Rondin L, Cavaillès A, Mayer L, Dantelle G, Gacoin T, Wrachtrup J, Roch J F, Jacques V 2013 *Phys. Rev. B* **87** 235436
- [76] Shi F, Zhang Q, Wang P, Sun H, Wang J, Rong X, Chen M, Ju C, Reinhard F, Chen H, Wrachtrup J, Wang J, Du J 2015 *Science* **347** 1135
- [77] Kong F, Zhao P, Ye X, Wang Z, Qin Z, Yu P, Su J, Shi F, Du J 2018 *Nat. Commun.* **9** 1563
- [78] Rosenfeld E L, Pham L M, Lukin M D, Walsworth R L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 243604
- [79] Maze J R, Stanwick P L, Hodges J S, Hong S, Taylor J M, Cappellaro P, Jiang L, Gurudev Dutt M V, Togan E, Zibrov A S, Yacoby A, Walsworth R L, Lukin M D 2008 *Nature* **455** 644
- [80] Taylor J M, Cappellaro P, Childress L, Jiang L, Budker D, Hemmer P R, Yacoby A, Walsworth R, Lukin M D 2008 *Nat. Phys.* **4** 810
- [81] Liu Y, Kong F, Shi F, Du J 2016 *Sci. Bull.* **61** 1132
- [82] Wang P, Yuan Z, Huang P, Rong X, Wang M, Xu X, Duan C, Ju C, Shi F, Du J 2015 *Nat. Commun.* **6** 6631
- [83] Xing R, Wang M, Geng J, Qin X, Guo M, Jiao M, Xie Y, Wang P, Huang P, Shi F, Cai Y, Zou C, Du J 2018 *Nat. Commun.* **9** 739
- [84] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **306** 1330
- [85] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 010401
- [86] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2011 *Nat. Photonics* **5** 222
- [87] Jones J A, Karlen S D, Fitzsimons J, Ardavan A, Benjamin S C, Briggs G A D, Morton J J L 2009 *Science* **324** 1166
- [88] Nie X, Huang J, Li Z, Zheng W, Lee C, Peng X, Du J 2018 *Sci. Bull.* **63** 469
- [89] Huelga S F, Macchiavello C, Pellizzari T, Ekert A K, Plenio M B, Cirac J I 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3865
- [90] Meyer V, Rowe M A, Kielpinski D, Sackett C A, Itano W M, Monroe C, Wineland D J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5870
- [91] Leibfried D, Barrett M D, Schaetz T, Britton J, Chiaverini J, Itano W M, Jost J D, Langer C, Wineland D J 2004 *Science* **304** 1476
- [92] Schmidt P O, Rosenband T, Langer C, Itano W M, Bergquist J C, Wineland D J 2005 *Science* **309** 749
- [93] Mitchell M W, Lundeen J S, Steinberg A M 2004 *Nature* **429** 161
- [94] Nagata T, Okamoto R, O'Brien J L, Sasaki K, Takeuchi S 2007 *Science* **316** 726
- [95] Sun F W, Liu B H, Gong Y X, Huang Y F, Ou Z Y, Guo G C 2008 *Europhys. Lett.* **82** 24001

- [96] Hosten O, Engelsen N J, Krishnakumar R, Kasevich M A 2016 *Nature* **529** 505
- [97] Hosten O, Krishnakumar R, Engelsen N J, Kasevich M A 2016 *Science* **352** 1552
- [98] Napolitano M, Koschorreck M, Dubost B, Behbood N, Sewell R J, Mitchell M W 2011 *Nature* **471** 486
- [99] Zwierz M, Pérez Delgado C A, Kok P 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 180402
- [100] Zwierz M, Pérez Delgado C A, Kok P 2012 *Phys. Rev. A* **85** 042112
- [101] Hall M J W, Wiseman H M 2012 *Phys. Rev. X* **2** 041006
- [102] Yuan C H, Zhang K Y, Zhang W P 2014 *Sci. Sin. Inf.* **44** 345 (in Chinese) [袁春华, 张可烨, 张卫平 2014 中国科学: 信息科学 **44** 345]
- [103] Liu G Q, Zhang Y R, Chang Y C, Yue J D, Fan H, Pan X Y 2015 *Nat. Commun.* **6** 6726
- [104] Higgins B L, Berry D W, Bartlett S D, Wiseman H M, Pryde G J 2007 *Nature* **450** 393
- [105] Waldherr G, Beck J, Neumann P, Said R S, Nitsche M, Markham M L, Twitchen D J, Twamley J, Jelezko F, Wrachtrup J 2012 *Nat. Nanotechnol.* **7** 105

## SPECIAL TOPIC — Physics in precise measurements

# High-resolution magnetometry based on nitrogen-vacancy centers in diamond\*

Peng Shijie<sup>1)</sup> Liu Ying<sup>1)</sup> Ma Wenchao<sup>1)</sup> Shi Fazhan<sup>1)2)3)†</sup> Du Jiangfeng<sup>1)2)3)‡</sup>

1) (Chinese Academy of Sciences Key Laboratory of Microscale Magnetic Resonance and Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

3) (Synergetic Innovation Center of Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 2 June 2018; revised manuscript received 12 July 2018)

## Abstract

Magnetism is one of the most important physical phenomena. The precision measurement of magnetism gives impetus to science and technology. Various techniques, including Hall sensors, superconducting quantum interference devices, and magnetic resonance, are used for trying to improve the resolution and the sensitivity of magnetometry. In recent years, nitrogen-vacancy (NV) centers in diamond have been investigated extensively. This solid-state spin system is convenient to initialize, manipulate, and read out. It has been applied to the experimental study of quantum information and computation, and more importantly, it has displayed enormous potential applications in magnetometry. With various techniques such as dynamical decoupling and correlation spectroscopy that are being applied to NV centers, the microscopic magnetic resonance with high resolution and sensitivity has been implemented. Typical examples of these achievements are the nuclear magnetic resonance and electron paramagnetic resonance of nanoscale samples, and even of single molecules or single spins. The NV centers can also be used for precisely measuring the microwave and radiofrequency field. The issues mentioned above will be outlined in this review.

**Keywords:** nitrogen-vacancy center, magnetic resonance, precision measurement, quantum limit

**PACS:** 76.70.Hb, 32.30.Dx, 85.35.Gv, 03.67.Ac

**DOI:** [10.7498/aps.67.20181084](https://doi.org/10.7498/aps.67.20181084)

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2018YFA0306600, 2016YFA0502400) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 81788101, 11722544, 11227901, 31470835, 91636217, 11761131011).

† Corresponding author. E-mail: [fzshi@ustc.edu.cn](mailto:fzshi@ustc.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [djf@ustc.edu.cn](mailto:djf@ustc.edu.cn)