

冷镱原子精密光谱的研究进展*

周敏 徐信业[†]

(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)

2016-05-30收到

[†] email: xyxu@phy.ecnu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20160703

Advances in the precision spectroscopy of cold ytterbium atoms

ZHOU Min XU Xin-Ye[†]

(State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

摘要 文章简要介绍了冷原子精密光谱研究方面的重要进展,报道了作者所在课题组近年来在镱原子的激光冷却与囚禁、光晶格中冷镱原子的量子操控、冷镱原子钟跃迁谱的精密测量、冷镱原子光钟的闭环锁定和频率稳定性测量等方面所取得的最新研究结果,最后对光学原子钟的发展进行了展望。

关键词 光学原子钟, 镱原子, 量子操控, 精密测量

Abstract Significant progress in the precision spectroscopy of cold atoms has been made in recent years. We report the latest results in our group on laser cooling and trapping of ytterbium atoms, quantum manipulation of cold ytterbium atoms in an optical lattice, precision measurement of the clock-transition spectrum, and laser stabilization to the clock transition and its frequency instability measurement. The future prospects of optical atomic clocks are also reviewed.

Keywords optical atomic clocks, ytterbium atom, quantum manipulation, precision measurement

1 引言

20世纪末,科学家们利用激光实现了原子的冷却和囚禁,并因此荣获1997年诺贝尔物理学奖。将冷原子应用于光谱测量可极大提高光谱的精度和分辨率,非常适合用来精确研究原子的内部结构和物理性质,检验基础物理规律和探索新的物理。一方面,原子经过激光冷却后运动速度减小,可冷却至 μK 、 nK 甚至 pK 的温度,原子外态运动对光谱的影响大为减弱,有效地抑制了原

子能级的频移与展宽。另一方面,将冷原子囚禁于势阱中,使得原子运动与外界环境隔离而局域化,原子内态的制备具有灵活的可操控性。目前,冷原子精密光谱学已广泛应用于物质波干涉、量子信息存储、原子钟等研究领域^[1-3],俨然成为现代物理学发展的基础和前沿。期间出现了许多令人瞩目的研究成果,突出表现为12年内有3次诺贝尔物理学奖研究与冷原子物理有关,分别是2001年的“玻色-爱因斯坦凝聚”,2005年的“光学频率梳”和2012年的“单离子囚禁”。

对冷原子精密光谱学的研究加快了原子钟的发展,开辟了基于冷原子的频标体系。从磁选态

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB821302)、国家自然科学基金(批准号: 11134003)、国家高技术研究发展计划(2014AA123401)上海市优秀学术带头人计划(批准号: 12XD1402400)资助项目

到光抽运选态再到冷原子的喷泉，人们得以建立基准铯原子频标，并由此定义了国际单位制“秒”，使频率和时间成为测量最为精确的物理量。近年来，原子钟的研究又有了新的思路——利用中性原子或离子内禀高 Q 值的光频跃迁研制光学原子钟，以获得前所未有的频率准确度和稳定度。发展至今，最好的光学原子钟其频率稳定性已经超越了微波原子钟，系统不确定度在 10^{-18} 量级。除了有望成为下一代时间频率标准外，光学原子钟也可被用来研究基础物理中如精细结构常数是否变化、引力红移等问题。

实现光学原子钟的方案主要有两种：一种是离子光钟，采用电磁阱囚禁单个离子的光谱；另一种是中性冷原子光钟，采用光晶格囚禁大量中性原子的光谱。由于囚禁在阱中的单离子几乎不受外界环境影响，离子光钟可获得极高的频率不确定度，如美国国家标准技术研究所(NIST)的 $^{27}\text{Al}^+$ 离子光钟频率不确定度为 8.6×10^{-18} ^[4]，德国联邦技术物理研究所(PTB)的 $^{171}\text{Yb}^+$ 离子光钟频率不确定度达到 3.2×10^{-18} ^[5]，中国科学院武汉物理与数学研究所研制的 $^{40}\text{Ca}^+$ 离子光钟频率不确定度在 10^{-17} 水平^[6]。不过，单个离子产生的光谱信噪比相比大量原子的要差，因而在频率稳定性方面，一般认为中性原子光钟要优于单离子光钟。碱土金属Sr、Ca、Mg和类碱土金属Yb、Hg都具有超窄线宽的 $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_0$ 钟跃迁，是中性原子光钟的

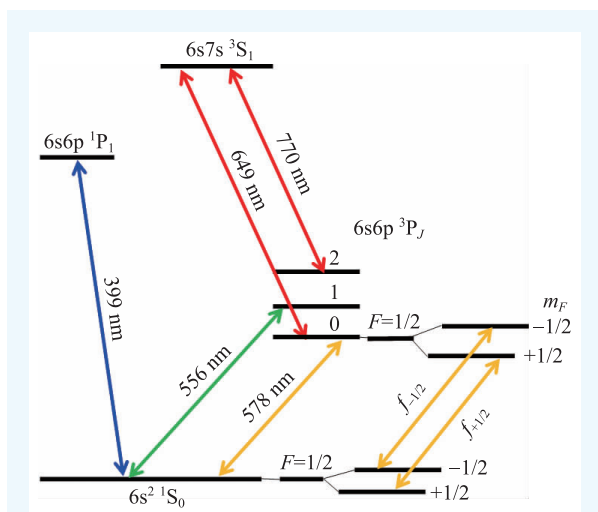


图1 ^{171}Yb 原子相关的能级图

理想候选元素。然而，要获得这些原子的高 Q 值钟跃迁谱线并不十分简单。原子经过激光冷却后温度降为几十 μK 至几 μK ，虽然多普勒效应大为减小，但若是直接在自由空间进行探测，仍然无法发挥钟跃迁谱线高 Q 值的优点。原因主要有两点：一是原子的可探测时间受重力的影响变得很短，二是原子钟跃迁的激发存在严重的多普勒展宽，比如对于 $10 \mu\text{K}$ 温度的原子，一阶多普勒展宽就有几十kHz。当魔术波长的光晶格被提出用来囚禁冷原子后，中性原子光钟的研制迎来了新的曙光，近十多年来得到了飞速的发展。

在世界范围内，实验研究最广泛的是一维光晶格的 ^{87}Sr 原子光钟，研究单位包括美国的实验天体物理联合研究所(JILA)^[7]、日本的理化研究所(RIKEN)^[8]、法国的巴黎天文台(LNE-SYRTE)^[9]、德国的PTB^[10]、日本的国家信息与通信技术研究所(NICT)^[11]、日本的国家计量院(NMIJ)^[12]和中国计量院^[13]等。另外，也有众多单位在研制 ^{171}Yb 、 ^{88}Sr 和 ^{199}Hg 等原子光钟，国内主要有华东师范大学、中国科学院武汉物理与数学研究所、中国科学院国家授时中心、中国科学院上海光学精密机械研究所等。目前，世界上至少有九家单位在研制 ^{171}Yb 光钟，其中美国的NIST^[14]、日本的RIKEN^[15]、日本的NMIJ^[16]和韩国标准科学研究院(KRISS)^[17]都已获得冷 ^{171}Yb 原子的钟跃迁谱线，并完成了光钟的评估工作。

自2008年成功获得冷铯原子以来，沿着研制冷原子光钟这一方向，我们在铯原子的激光冷却与囚禁、光晶格中冷铯原子的量子操控、冷铯原子钟跃迁谱的精密测量、冷铯原子光钟的闭环锁定和频率稳定性测量等方面取得了新的进展，下面将分别进行具体介绍。

2 铯原子的激光冷却与囚禁

2.1 铯原子的一级冷却

铯原子的能级结构如图1所示，其中399 nm

的 $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁属于近似封闭的循环跃迁, 它的自然线宽为 29 MHz, 多普勒极限温度仅为 690 μ K, 非常适合用于热镱原子的预冷却。为此, 我们开展了 399 nm 激光系统研制工作, 它由 798 nm 基频光和含 LiB_3O_5 倍频晶体的环形腔组成。通过分析双轴晶体中倍频功率与基频光光束聚焦、走离和相位匹配等效应的关系, 研究了如何使用二次谐波技术高效倍频的问题, 然后应用于 LiB_3O_5 晶体倍频产生 399 nm 激光的实验设计中, 期望能获得 37% 的转化效率^[18]。

在激光冷却镱原子实验中, 我们使用了商用 399 nm 激光器, 它的输出功率为 120 mW。为了使一级冷却俘获的原子数足够稳定, 采用调制转移光谱技术对激光器进行频率稳定^[19]。调制转移光谱技术起源于饱和光谱技术, 它结合了高频频率调制、频率调制边带和四波混频技术, 是一种无多普勒背景的高灵敏光谱技术。另外, 使用镱原子空心阴极灯(HCL)代替传统的蒸汽池, 以提供稳定可靠的原子绝对频率参考。通过系统研究 HCL 中镱原子的调制转移光谱, 寻找到最佳的激光光功率和 HCL 电流。我们发现, 当增加 HCL 的电流时, 调制转移谱线的线宽会逐渐变窄, 由此证实了缓冲气体与镱原子之间的碰撞会引起谱线 Dicke 窄化效应^[20]。将无多普勒光谱技术与调制转移光谱技术进行结合, 提出了一种用于测量镱原子 399 nm 跃迁的同位素位移和超精细相互作用常数的新颖方法^[21], 实验结果表明, 该方法能提供准确和完整的数据参考。最后, 利用调制转移光谱技术将 399 nm 激光器频率锁定后, 激光线宽约为 1 MHz。

在室温下, 镱原子的饱和蒸汽压很低。因此, 镱原子样品通常需要在高温炉中被加热至 500 $^{\circ}$ C, 此时镱原子将以热原子束的形式从炉嘴喷出。首先, 利用二维光黏胶对热镱原子束先进行横向准直。然后, 在原子行进过程中再利用塞曼减速器不断进行纵向减速。最后到达主腔附近时, 原子的速度降至 15 m/s 左右, 已在 399 nm 磁光阱(MOT)的捕获速度范围内^[22]。MOT 由三对互相正交的激光束和一对反亥姆霍兹线圈组成, 在反亥姆霍兹线圈产生的非均匀磁场条件下, 原子

受到的散射力随位置变化, 始终指向中心, 因此, 原子在被冷却的同时也被囚禁。

经过一级冷却后, 获得的冷镱原子数目估计为 10^7 , 原子温度约为 1 mK。一级冷却后的镱原子温度仍然很高, 为了使原子有效地装载进光晶格中, 需要进一步冷却, 即进行镱原子的二级冷却。

2.2 镱原子的二级冷却

根据经典的多普勒冷却理论, 原子的多普勒极限温度与跃迁线宽成正比, 而封闭的 556 nm $^1S_0 - ^3P_1$ 跃迁(图 1)的自然线宽为 182 kHz, 多普勒极限温度仅为 4 μ K, 可用于镱原子的进一步冷却。我们研制的 556 nm 激光器由基频光源和倍频器组成, 其中基频光源选用 1111.6 nm 连续单模掺镱光纤激光器, 然后通过周期性极化的 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 波导进行倍频, 得到 556 nm 激光, 倍频效率高达 52.5%^[23]。在优化倍频输出的过程中, 发现了两个现象: 一是激光倍频功率的温度调节曲线呈波纹状; 二是当入射基频光功率较高时倍频效率出现下降, 通过模拟计算分别给出了相应的解释^[24, 25]。

为使镱原子的二级冷却能有效地进行, 需要线宽远小于 182 kHz 且频率稳定的 556 nm 激光源。首先, 采用 PDH 技术将 556 nm 激光器频率锁定在高精细度的光学谐振腔上, 线宽测量结果约为 3 kHz, 足以满足二级冷却实验的需求; 其次, 将 PDH 误差信号参考在镱原子的 $^1S_0(F=1/2) - ^3P_1(F=3/2)$ 跃迁荧光谱上, 以补偿光学谐振腔的漂移^[26]。镱原子在完成一级冷却后, 紧接着被装载进 556 nm 磁光阱中进行二级冷却, 典型的转化效率为 50%^[27]。通过优化磁场、冷却光光强和频率失谐量等参数, 最后可获得冷镱原子温度约为 20 μ K, 数目约 10^6 。

3 光晶格中冷镱原子的量子操控

3.1 光晶格囚禁冷镱原子的实现

光晶格是一系列周期性排列的光学势阱, 可

由多束光干涉而形成。在非均匀光场中，由于交流斯塔克效应，冷原子会受到偶极力而被囚禁。光晶格囚禁的特点主要体现在两方面：一是光晶格可囚禁大量冷原子，有效地保持了原子的相干性；二是光晶格所有参数具有完全的可控性，使得囚禁于光晶格中的冷原子是理想的量子系统。对于中性原子光钟而言，在光晶格的强束缚作用下，原子运动被高度局域化，当满足 Lamb—Dicke 条件时，一阶多普勒频移和光子反冲频移得以抑制。

考虑到晶格光应具有窄线宽、低噪声等特点，我们也开展了注入锁定钛宝石激光器的研制工作。提出了一种用于全面分析影响激光输出功率因素的理论模型^[28]，然后根据理论预测对实验进行优化，在 5 W 泵浦功率下获得了近 700 mW 的 759 nm 激光输出^[29]。结合数值模拟、有限元分析和传输矩阵方法，我们还对连续钛宝石激光器的热透镜效应进行了全面的分析，并预测泵浦功率超过 20 W 后，钛宝石激光器的输出功率将会受到热透镜的严重影响而出现明显下降^[30]。

光晶格实验中用的 759 nm 激光是由商用连续的钛宝石激光器提供，它的输出光功率约为 4 W。由于晶格光是远失谐的，我们需使用透镜将其聚焦至束腰半径大小为 30 μm ，然后回射形成光晶格，以获得足够的阱深。经过两级冷却后，温度为 20 μK 的冷原子紧接着被装载进光晶格。晶格光开启 Δt 时间后，用 399 nm MOT 光激发冷原子产生荧光并用 ICCD 记录图像，观察到一维光

晶格装载冷原子的过程如图 2 所示。在图 2(a) 中，有一部分原子被装载进光晶格，其他原子由于重力的作用自由下落，由于 $\Delta t=10$ ms 内下落距离有限，两部分冷原子的位置是重叠的。当 $\Delta t=20$ ms 时，被装载进光晶格中的这部分冷原子与自由下落的原子在空间上出现明显的分离，如图 2(b) 所示。当 $\Delta t \geq 50$ ms，未被晶格囚禁的冷原子完全逃离视野范围，只剩下光晶格囚禁的冷原子，如图 2(c)—(e)。随着 Δt 的增大，原子荧光信号逐渐变弱，据此估算晶格中原子寿命为 226 ms。利用时间飞行法(TOF)测得原子温度为 32 μK ，大于二级冷却后的原子温度，说明此时光晶格的装载还存在一定的加热作用。

为了实现多维光晶格的冷原子装载，我们在互相正交的三个方向上搭建了“(1, 1, 1)”结构的三维光晶格。利用声光调制器(AOM)将三路晶格光进行移频，以避免相互干涉^[31]。在一维光晶格的基础上，分别观察到二维和三维光晶格中冷原子的装载，为将来构建强相互作用体系和研制三维光晶格钟奠定了基础。

3.2 魔术波长

外光场的引入会使原子能级发生交流斯塔克频移，具体的频移量与所研究的能级和光场的频率、偏振、振幅等参数都有关。即使晶格阱深与重力势相当，钟跃迁能级移动也有几十 kHz，相对频移不确定度为 10^{-11} 量级，这也将严重影响冷原子光钟的稳定性。幸运的是，光学原子钟参考的是原子的钟跃迁频率，而不是某一钟跃迁能级的移动。若能保证钟跃迁上下能级在晶格势阱中的频移一致，问题将迎刃而解。Katori 等人提出并证实，将晶格光调谐至魔术波长，其引起的 ^{87}Sr 钟跃迁光频移的一阶项与晶格光功率无关，可获得高 Q 值的原子谱线^[32]。后来，人们又在实验上证实了 ^{171}Yb ^[33]、 ^{199}Hg ^[34] 和 ^{24}Mg ^[35] 各自钟跃迁的魔术波长。

根据二阶微扰理论，原子能级的频移与晶格光光强和晶格光诱导的动态极化率成正比。因

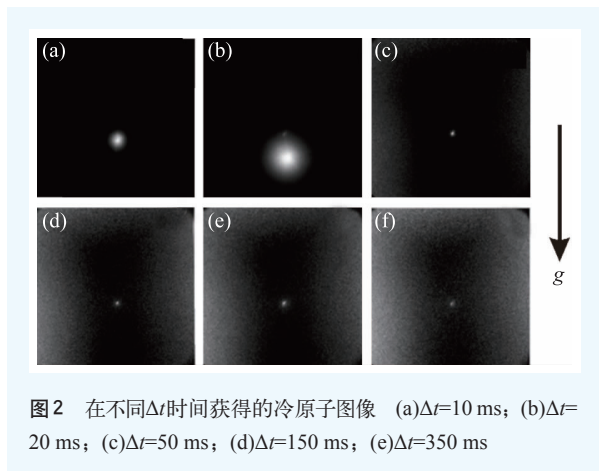


图2 在不同 Δt 时间获得的冷原子图像 (a) $\Delta t=10$ ms; (b) $\Delta t=20$ ms; (c) $\Delta t=50$ ms; (d) $\Delta t=150$ ms; (e) $\Delta t=350$ ms

此, 通过求解能级的动态极化率可以推算魔术波长, 即当钟跃迁上下能级 1S_0 和 3P_0 的动态极化率相等时, 对应的晶格光波长就是魔术波长。只要是与 1S_0 或者 3P_0 可能发生偶极跃迁的上能级, 都会对动态极化率有贡献, 贡献大小与偶极跃迁的频率和自发辐射率有关。我们通过收集镱原子的光谱数据, 包括能级能量、能级寿命、跃迁概率、振子强度和跃迁分支比等, 对 1S_0 和 3P_0 的动态极化率分别进行计算, 如图 3 所示。动态极化率曲线的交点表示 1S_0 和 3P_0 能级的频移相等, 即魔术波长所在的位置, 圆圈处的 742 nm 计算值与虚线标出的实验值 759 nm 相差 2%, 这主要受限于光谱数据的完整性。

3.3 自旋极化和拉曼边带冷却

目前, 中性原子光钟采用的基本上是一维光晶格囚禁大量冷原子。在这种情况下, 单个晶格点上的原子密度很高, 不可避免地会引起碰撞频移。对于冷原子之间的碰撞, 一般可用量子散射理论中的分波法加以描述, 如存在 s 波散射、p 波散射等。结合自旋极化和拉曼边带冷却这两种态制备的方法, 可抑制 s 波和 p 波等散射引起的碰撞频移。

根据泡利不相容原理, 使用不可分辨的费米子可以抑制偶数分波的碰撞频移。由于 ^{171}Yb 原子的核自旋为 $I=1/2$, 基态存在两个超精细结构磁子能级, 我们将冷 ^{171}Yb 原子自旋极化, 使其布居到磁子能级 $^1S_0(m_F=-1/2)$ 和 $^1S_0(m_F=+1/2)$ 中的任意一个^[36]。可在平行于自旋极化光的方向上施加一均匀磁场, 用于解除 3P_1 , $F=3/2$ 态中磁子能级间的简并。用一束 σ^- 偏振的 556 nm 极化光将布居在 $^1S_0(m_F=+1/2)$ 的原子抽运至 $^3P_1(m_F=-1/2)$, 其中自发弛豫至 $^1S_0(m_F=-1/2)$ 的原子将不再被激发, 而弛豫至 $^1S_0(m_F=+1/2)$ 的原子会再吸收一个 556 nm 光子而被重新抽运, 最终的结果是所有原子被抽运至 $^1S_0(m_F=-1/2)$ 。同理, 利用 σ^+ 偏振光可实现原子在 $^1S_0(m_F=+1/2)$ 的完全布居, 如图 4 所示。可以看到, 通过自旋极化可以提高钟跃迁谱线的对

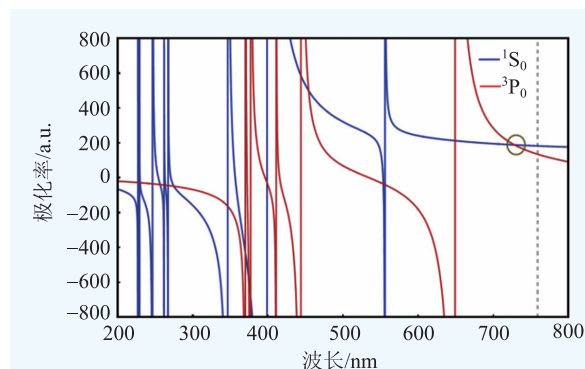


图 3 镱原子钟跃迁能级 1S_0 和 3P_0 的动态极化率。当两能级动态极化率相等时, 满足魔术波长条件, 圆圈和虚线分别标出了魔术波长计算值和实验值

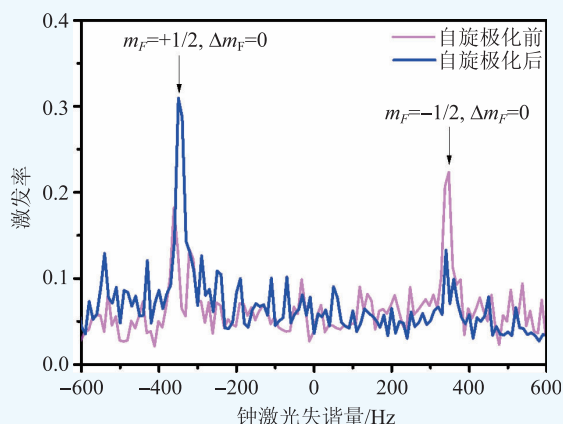


图 4 自旋极化前后钟跃迁谱线的变化

比度。自旋极化后, 冷 ^{171}Yb 原子全部布居在基态两磁子能级之一, 若能同时激发全部原子数, 相比平均布居的未自旋极化情况, 钟跃迁谱线的对比度理论上可提高两倍。

晶格纵向上的原子运动是局域化的, 因而原子具有分立的振动能级结构。如果原子温度足够低, 自旋极化的原子将全部布居在振动基态, 并且高阶的分波散射将消失。但是, 经过两级冷却后的镱原子温度仍然较高, 比较接近 p 波离心势垒大小(约 $30 \mu\text{K}$ ^[37]), 导致镱原子占据晶格势阱的多个振动能级, 有可能发生 p 波散射。即使钟探测光的光强均匀并与晶格光的波矢完全共线, 钟跃迁激发的拉比频率仍会出现不均匀性, 而这样的拉比振荡失相意味着原子可分辨, 将产生碰撞频移。对于原子温度引起的拉比振荡失相问题, 可使用诸如拉曼边带冷却的深度冷却方法解决。

同自旋极化一样，拉曼边带冷却也是利用激光场对原子进行定向的量子操控。为了将镱原子冷却至晶格势的基态振动能级，可采用 578 nm 钟跃迁进行拉曼边带冷却^[38]，但这种方法需要额外的抽运光。经过理论分析，我们提出了一种不同的实验方案，即利用经过特殊设计的光晶格产生受激拉曼跃迁进行边带冷却^[39]。

4 冷镱原子钟跃迁谱的精密测量

4.1 钟跃迁谱的初探

依次经过一级冷却、二级冷却和光晶格装载后，处于 1S_0 基态的冷 ^{171}Yb 原子具有足够的可探测时长，并且其运动满足 Lamb-Dicke 条件，可被激发至 3P_0 态发生无一阶多普勒频移和光子反冲频移的 578 nm 钟跃迁。我们用一束与晶格光共线的 578 nm 激光探测冷 ^{171}Yb 原子的 $^1S_0 - ^3P_0$ 跃迁，再利用一束 399 nm 激光诱导 $^1S_0 - ^1P_1$ 跃迁产生共振荧光。当发生钟跃迁时，原子被激发至 3P_0 态，处于基态 1S_0 的原子数将减少，那么，399 nm 共振荧光的减弱即对应钟跃迁激发。由此，获得了线宽约为 1.7 kHz 的钟跃迁谱线^[40]。

4.2 可分辨的载波一边带谱

如前所述，囚禁于一维光晶格中的冷镱原子

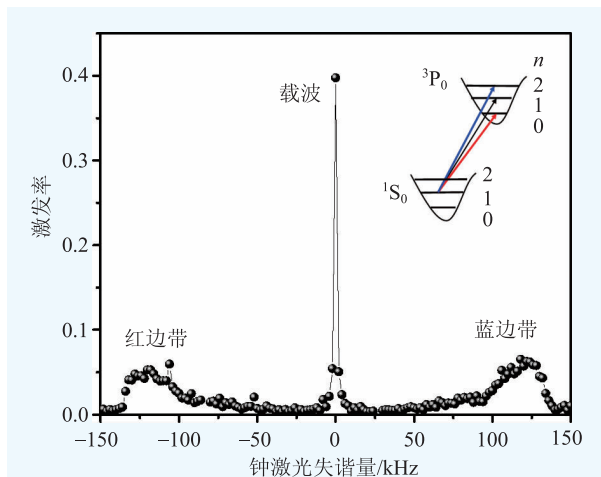


图5 一维光晶格中的 ^{171}Yb 钟跃迁载波一边带谱

除了拥有电子能级外，还存在振动能级。沿晶格纵向进行钟跃迁探测，可获得载波一边带结构的钟跃迁谱线，载波对应纯电子态激发，而边带谱对应电子和振动态混合激发。如果晶格势阱的纵向能级间隔比功率展宽后的载波线宽要大得多，意味着钟探测可以分辨纯电子跃迁和混合跃迁，即钟跃迁谱线满足可分辨的载波一边带条件。

为了消除原子数目起伏带来的影响，改用归一化探测法获得高信噪比的 ^{171}Yb 钟跃迁谱线^[36]。一维光晶格中，典型的钟跃迁载波一边带谱如图 5 所示。图中载波和边带结构清晰可辨，其中载波跃迁对应振动量子数 $\Delta n=0$ 的跃迁，而左右边带称为红蓝边带，分别对应 $\Delta n=-1, +1$ 的跃迁。对载波一边带谱进行分析，可以得到晶格势阱和原子的一些相关参数。从红蓝边带陡峭边沿直接读出振动能级间隔，求得光晶格纵向的势阱深度，根据红蓝边带面积比可以求解出晶格纵向的原子温度。由于一维光晶格横向和纵向自由度发生耦合，红蓝边带各自都不对称，面朝载波的下降平缓谱线包含了晶格横向的原子温度信息。

钟跃迁的载波一边带谱证实了光晶格中的原子具有分离的振动能态。当载波一边带谱满足可分辨条件，且光晶格处于魔术波长处时，载波跃迁就是冷原子光钟所参考的钟跃迁。同时注意到，可分辨的载波一边带谱也是进行拉曼边带冷却的先决条件。

4.3 傅里叶极限线宽的钟跃迁谱线

在获得钟跃迁的载波一边带谱时，为了使边带激发明显，钟探测通常是过饱和的。因此，钟跃迁谱有明显的功率展宽。另外，在存在杂散磁场的情况下， ^{171}Yb 原子钟态 $^1S_0(F=1/2)$ 和 $^3P_0(F=1/2)$ 各自磁子能级间的简并得到解除(图 1)，因而谱线还存在塞曼增宽。

为了获得傅里叶极限线宽的钟跃迁谱线，我们分别对谱线的功率展宽和塞曼磁子能级分裂进行了研究^[36]。随着钟探测的光功率减小，谱线的线宽不断变窄，同时超精细结构磁子能级间的 4

个跃迁开始出现，两 π 跃迁的间隔与两 σ 跃迁的间隔之比约为1:5。利用主腔附近的三维线圈对剩余磁场进行补偿，使 π 和 σ 跃迁发生重合，最后获得傅里叶极限线宽的单峰谱线。当探测时长为150 ms时，谱线线宽约为6 Hz，如图6所示。

5 冷镜原子光钟的闭环锁定和频率稳定性测量

5.1 闭环锁定的基本过程

578 nm 钟激光的频率预先锁定于超稳的FP腔上，以便进行冷镜原子的钟跃迁探测，若将其进一步锁定在冷镜原子的钟跃迁线上，则实现了冷镜原子光钟的闭环锁定。自旋极化充分地利用已有的原子数以改善谱线的信噪比，对提高闭环锁定的稳固性非常有利。原子被交替极化至 1S_0 的 $m_f=+1/2$ 和 $m_f=-1/2$ 态上，当外加的偏置磁场与钟探测光的偏振平行时，可分别诱导发生两个 π 跃迁，对应的跃迁频率为 $f_{+1/2}$ 和 $f_{-1/2}$ ，如图4所示。由于 π 跃迁的一阶塞曼频移与磁场大小和磁量子数 m_f 都成正比，因此 $f_{+1/2}$ 和 $f_{-1/2}$ 谱线将对称分布于钟跃迁中心频率 f_0 两侧。通过对 $f_{+1/2}$ 和 $f_{-1/2}$ 平均即可消除一阶塞曼频移，得到真正的钟跃迁频率 f_0 。所以，在原子自旋极化的基础上可实现一阶塞曼频移的抑制。

图7(a)所示的是冷 ^{171}Yb 原子光钟闭环锁定的原理图，钟探测光和原子钟跃迁之间的频差由声光调制器(AOM)给出，其中AOM1用于伺服反馈，AOM2用于频率跳变。闭环锁定时，以4个周期为一单位对钟激光频率进行一次反馈纠偏，如图7(b)所示。其中，每一个周期时长约1.3 s，包含了冷原子制备、装载、自旋极化、钟探测和归一化探测等过程，如图7(c)所示。首先，为了确定AOM2的初始状态，可先在未自旋极化的状态下扫描出两个

π 跃迁谱线。然后，将AOM2的初始步长设定为谱线线宽，依次在两个 π 跃迁谱线的半高处跳变。在 t_n 和 t_{n+1} 周期，原子被自旋极化至 $^1S_0(m_f=+1/2)$ ，依次扫描 $f_{+1/2}$ 的左右两侧半高处，由激发率之差计算出原始的误差频率 δf_n 。类似地，在 t_{n+2} (t_{n+3})周期扫描 $f_{-1/2}$ 的左(右)侧半高处，得到原始的误差频率 $\delta f'_n$ 。最后， δf_n 和 $\delta f'_n$ 分别经过数字式自适应的比例—积分—微分(PID)器进行再处理。如图7(a)所示，一路送至AOM2，对缓变磁场引起的两 π 跃迁分裂间距变化进行补偿，另一路送至AOM1，完成钟激光频率的纠偏。为了减小钟激光漂移引起的锁定误差，实时监测频率纠偏量，并且将其前馈

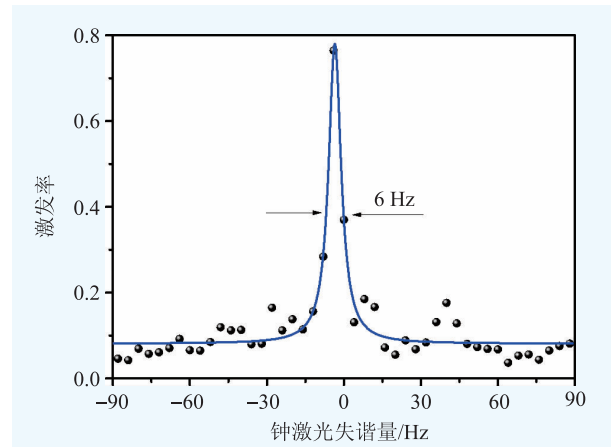


图6 傅里叶极限线宽的钟跃迁谱线。钟探测时长150 ms，对应谱线线宽为6 Hz

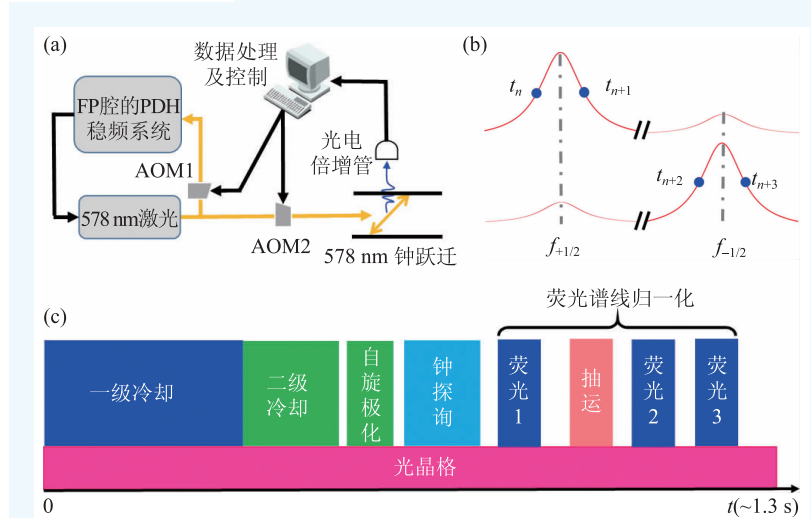


图7 冷 ^{171}Yb 原子光钟的实现 (a)闭环锁定原理图；(b)闭环锁定的实验方案；(c)时序图

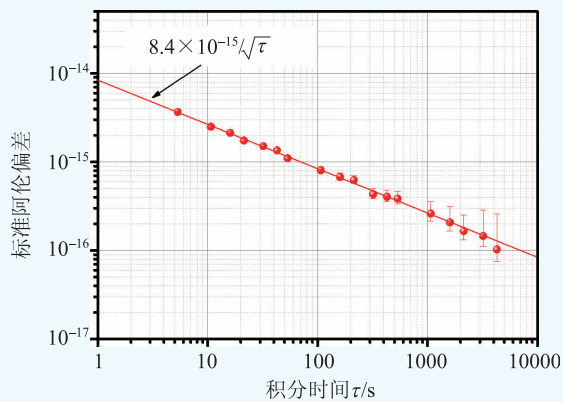


图8 冷 ^{171}Yb 原子光钟自比对的稳定性测量。采用交替锁定于 $f_{+1/2}$ 和 $f_{-1/2}$ 进行自比对,红色的实线表明自比对的稳定度为 $8.4 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$

至AOM1。由此,钟激光始终保持与冷 ^{171}Yb 原子的钟跃迁谱线中心对齐,完成闭环锁定。

5.2 频率稳定性测量

事实上,钟跃迁中心频率 f_0 的闭环锁定伴随着对 $f_{\pm 1/2}$ 的锁定。因此,可利用 $f_{+1/2}$ 和 $f_{-1/2}$ 的频差评估一台 ^{171}Yb 光学原子钟的自比对稳定性。如图8所示, $f_{\pm 1/2}$ 差频的相对稳定度为 $8.4 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$,没有发现诸如磁场起伏引起显著的频率偏置变化。若采用平均 $f_{+1/2}$ 和 $f_{-1/2}$ 以消除一阶塞曼频移的方法锁定 f_0 ,频率稳定度预计要优于 $4.2 \times 10^{-15}/\sqrt{\tau}$ 。从图8还可以看到,闭环锁定后频率短期稳定性受钟激光所限,但长期稳定性已由冷原子参考跃迁支配。为了更准确地测量光钟的稳定性,我们研制了两台冷 ^{171}Yb 原子光钟,以便将来进行独立的频率比对。

6 影响冷镜原子钟跃迁频率的各因素分析

外界环境中的很多因素都会引起钟跃迁谱线频移或增宽,如果不加以控制,将最终影响原子钟的性能。除频率稳定性外,原子钟另一项重要的性能指标是频率不确定度。为了使一台原子钟的频率准确,需要评估各种因素引起钟跃迁发生

频移的不确定度。对于冷镜原子光钟,频移因素多达十几种,这里对晶格光频移、碰撞频移和黑体辐射频移进行简要介绍。

通过测量魔术波长和控制晶格光频率,可抑制晶格光对钟跃迁的影响,评估晶格光频移引起的频率不确定度。与理论上计算魔术波长的依据一样,实验上对魔术波长的确定也是基于钟跃迁上下能级的差分动态极化率的一致性^[41]。在不同的晶格光频率下,测量钟跃迁频移随一系列晶格阱深的变化,由于钟跃迁的一阶频移量与晶格阱深成线性关系,通过线性拟合得到各个波长下的斜率,其中斜率为零对应的就是魔术波长。

碰撞频移有时也称作密度频移,它来源于光晶格中原子间的相互作用,比如同一格点的原子间相互碰撞,原子在不同格点间发生隧穿作用等。前文提到,可通过自旋极化制备不可分辨的费米子以抑制s波散射,再进行拉曼边带冷却降低原子纵向温度抑制可能的p波散射。但注意到,由于钟跃迁的非均匀激发会破坏费米子的不可分辨性,s波散射仍然可能发生。针对冷 ^{171}Yb 原子光钟,我们通过理论分析得出,当激发率在0.5附近时,碰撞频移的不确定度贡献可控制在 10^{-19} 量级^[42]。实验上一般可通过改变原子数或晶格阱深,在不同的原子密度下研究碰撞频移的影响,最后减小原子数和降低晶格阱深,达到抑制碰撞频移的目的。

近年来,随着冷原子光钟系统不确定度的不断降低,黑体辐射对钟跃迁频率的影响逐渐凸显。一定温度下的黑体辐射具有连续的宽频频谱,会使冷镜原子的钟跃迁发生交流斯塔克频移,即黑体辐射频移。理论分析给出,黑体辐射频移与冷原子所处空间的温度 T 、原子钟态上下能级的差分直流极化率 $\Delta\alpha$ 和微小动态修正项 η 都有关系。美国的NIST精确测量了 ^{171}Yb 原子两钟能级 $^3\text{P}_0$ 和 $^1\text{S}_0$ 间的 $\Delta\alpha$ ^[43],并计算了 η 的贡献^[44]。为评估黑体辐射频移的影响,一般通过监测真空腔的温度分布,模拟得到冷原子附近的温度起伏,或者直接监测原子所处环境的温度。除此之外,还可以降低原子所处环境的温度,例如日本

的RIKEN使用了冷腔和移动光晶格的方法,对黑体辐射引起的频率不确定度进行了有效地抑制^[15]。

7 结束语与展望

如文中所述,得益于冷原子精密光谱技术的快速进步,在解决了原子的激光冷却与囚禁、内态制备与探测、各种频移的抑制等问题后,冷原子光钟的研制正走向成熟。目前,世界上已有众多小组正在研制或已经研制了各种原子为载体的光钟,逐渐呈现覆盖式、多样化的特点。我们初步完成了两套冷¹⁷¹Yb原子光钟的研制,下一步工作是在继续优化稳定性的同时,对光钟进行系统评估并测量绝对频率。

从本世纪初至今,在不到15年的时间内,最

好的光钟已经可获得 10^{-18} 量级的频率不确定度,几个小时内的频率稳定度也达到了 10^{-18} 水平。可以预见,冷原子光钟有望取代铯喷泉钟定义国际单位制“秒”。虽然性能指标都全面超越了基准铯原子频标,但是冷原子光钟的发展并不会停止。凭借对时间频率测量的超高精度,冷原子光钟将不仅仅服务于计量学范畴,在推动基础物理、前沿应用等领域的发展中也会起着重要的作用。

致谢 感谢马龙生、毕志毅、蒋燕义、王加祥和刘金明等的贡献,感谢张晓航、高琪等研究生的工作。感谢王育竹、李天初、李家明、王义道、王力军、高克林、叶军、洪峰雷、K. Gibble、H. Katori、N. Treps、V. Minogin等的讨论和帮助。

参考文献

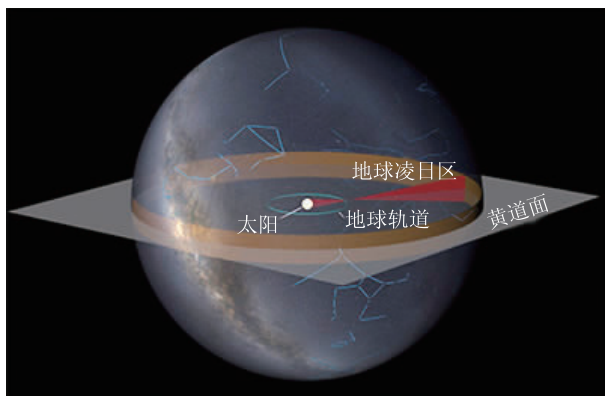
- [1] Andrews M R, Townsend C G, Miesner H J *et al.* Science, 1997, 275(5300):637
- [2] Schrader D, Dotsenko I, Khudaverdyan M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 93(15): 150501
- [3] 王义道. 物理, 2009, 38(05): 328
- [4] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104(7): 070802
- [5] Huntemann N, Scanner C, Lipphardt B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116(6): 063001
- [6] Huang Y, Guan H, Liu P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2016, 116(1): 013001
- [7] Bloom B J, Nicholson T L, Williams J R *et al.* Nature, 2014, 506(7486): 71
- [8] Ushijima I, Takamoto M, Das M *et al.* Nat. Photon., 2015, 9(3): 185
- [9] Le Targat R, Lorini L, Le Coq Y *et al.* Nat. Commun., 2013, (4): 2109
- [10] Falke S, Lemke N, Grebing C *et al.* New J. Phys., 2014, 16(7): 073023
- [11] Hachisu H, Ido T. Jpn. J. Appl. Phys., 2015, 54(11): 112401
- [12] Daisuke A, Inaba H, Hosaka K *et al.* Appl. Phys. Express, 2014, 7(1): 012401
- [13] Lin Y G, Wang Q, Li Y *et al.* Chin. Phys. Lett., 2015, 32(9): 090601
- [14] Hinkley N, Sherman J A, Phillips N B *et al.* Science, 2013, 341(6151): 1215
- [15] Nemitz N, Ohkubo T, Takamoto M *et al.* Nat. Photon., 2016, 10(4): 258
- [16] Yasuda M, Inaba H, Kohno T *et al.* Appl. Phys. Express, 2012, 5(10): 102401
- [17] Park C Y, Yu D H, Lee W K *et al.* Metrologia, 2013, 50(2): 119
- [18] Li G H, Ye J, Xu X Y. Chin. Opt. Lett., 2010, 8(7): 693
- [19] Wang W L, Ye J, Jiang H L *et al.* Chin. Phys. B, 2011, 20(1): 013201
- [20] Wang W L, Xu X Y. Chin. Phys. Lett., 2011, 28(3): 033202
- [21] Wang W L, Xu X Y. Chin. Phys. B, 2010, 19(12): 123202
- [22] Xu X Y, Wang W L, Zhou Q H *et al.* Frontiers of Physics in China, 2009, 4(2): 160
- [23] Jiang H L, Li G, Xu X Y. Opt. Express, 2009, 17(18): 16073
- [24] Li G H, Jiang H L, Xu X Y. Chin. Phys. B, 2011, 20(6): 064201
- [25] Li G H, Xu X Y. Chin. Opt. Lett., 2011, 9(12): 121901
- [26] Zhou M, Huang L Y, Xu X Y. Chin. Opt. Lett., 2013, 11(12): 121402
- [27] 周敏, 蒋海灵, 陈宁等. 宇航计测技术, 2011, 31(5): 50
- [28] Zhou Q H, Chen L F, Xu X Y. Opt. Commun., 2011, 284(13): 3378
- [29] Zhou Q H, Yao M F, Zhou Z H *et al.* Chin. Opt. Lett., 2011, 9(12): 121401
- [30] Zhou Q H, Chen N F, Xu X Y. Opt. Commun., 2011, 284(18): 4207
- [31] Zhou M, Chen N, Zhang X H *et al.* Chin. Phys. B, 2013, 22(10): 103701

- [32] Katori H, Takamoto M, Pal'chikov V G *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 91(17): 173005
- [33] Barber Z W, Stalnaker J E, Lemke N D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100(10): 103002
- [34] Yi L, Meiri S, McFerran J J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106(7): 073005
- [35] Kulosa A P, Fim D, Zipfel K H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2015, 115(24): 240801
- [36] Zhang X H, Zhou M, Chen N *et al.* Laser Phys. Lett., 2015, 12(2): 025501
- [37] Lemke N D, von Stecher J, Sherman J A *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 107(10): 103902
- [38] Reichenbach I, Deutsch I H. Phys. Rev. Lett., 2007, 99(12): 123001
- [39] Li G H, Xu X Y. Chin. Phys. Lett., 2011, 28(6): 063203
- [40] Chen N, Zhou M, Chen H Q *et al.* Chin. Phys. B, 2013, 22(9): 090601
- [41] Takamoto M, Hong F L, Higashi R *et al.* Nature, 2005, 435(7040): 321
- [42] Chen N, Xu X Y. Laser Phys. Lett., 2015, 12(1): 015501
- [43] Sherman J A, Lemke N D, Hinkley N *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 108(15): 153002
- [44] Beloy K, Sherman J A, Lemke N D *et al.* Phys. Rev. A, 2012, 86(5): 051404(R)

寻找来自外星天文学者的信号

我们在寻找外星生命，而地外文明可能也正在遥远的行星上使用相同的技术寻找生命迹象。这是一个关键的概念，支撑着物理学家的协作。他们想要确保，不错过任何一个可能的来自地外观察者的试图联系我们的信号。地外观察者可能在早些时候(在某次地球凌日的过程中)已经发现了地球，并且认识到地球可能是一个宜居的世界。天文学家小组已经在天球上确认了一个窄的带状区，从该区容易探测到地球。相应地，该小组建议我们应该寻找来自那个带状区域的信号。

在过去的十年中，天文学家已经发现了超过2000颗太阳系外行星(它们围绕着其他恒星运转)，另有几千颗系外行星的候选者。大多数这些系外行星被探测，是依靠美国宇航局的开普勒太空望远镜，使用凌日法间接检测技术实现的。开普勒太空望远镜寻找恒星光



天球上的地球凌日区示意图

物理新闻和动态

强规律性的骤减，而该变化起因于：系外行星或行星系统穿行于它的主恒星和地球之间。类似的技术称为凌日光谱法，它让天文学家得以研究系外行星的大气，这其中可能包含有生命的线索。

现在，来自加拿大麦克马斯特大学的 Ralph Pudritz 和来自德国马克斯普朗克太阳系研究所的 René Heller 告诉我们，在一颗系外恒星周围，当行星轨道穿越于你和恒星明亮的光盘之间时，你将检测到恒星的光被遮挡，光强发生周期性地降低。如果你测量了恒星光强度骤降的百分比，并且观察到光变有规律地重复，那说明，你有幸正好处于系外行星的轨道平面。相应地，地外行星系统可能的观察者要想看到地球凌日现象，也必须处于特定的位置，即与地球绕太阳运行的轨道(黄道)投影相和，天球上的一个条带区，见图中所示的地球凌日区。银河系中不同方向的地外观察者会在地球年不同的时间，看到地球凌日。

虽然凌日区域的占比大约只有整个天空的千分之二，但它富含主恒星一行星系统。事实上，有大约100000个系统，其中每一个都可能包括可居住的行星。研究人员编制了一张星表，其中包括82颗类太阳恒星，它们分别满足观察凌日现象的判据。柏拉图(Planetary Transits and Oscillations of stars, PLATO)发射计划将于2024年实施。该计划可以探测到地外行星的凌日现象。在这些行星上，如果存在居民，他们反过来也将看到地球凌日，从而提供了相互研究的可能性。未来几十年，我们将有越来越强有力的手段探测来自地外智能者的信息。

(戴闻 编译自 *Physics World*, 1 March 2016)