

锶原子光晶格钟自旋极化谱线的探测

郭阳 尹默娟 徐琴芳 王叶兵 卢本全 任洁 赵芳婧 常宏

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock

Guo Yang Yin Mo-Juan Xu Qin-Fang Wang Ye-Bing Lu Ben-Quan Ren Jie Zhao Fang-Jing
Chang Hong

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 070601 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172759

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172759>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[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>

[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

物理学报.2015, 64(19): 190601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.190601>

[锶玻色子的“魔术”波长光晶格装载实验研究](#)

Experimental research on loading strontium bosons into the optical lattice operating at the magic wavelength

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>

[振动不敏感球形光学参考腔研究](#)

Study of a spherical vibration-insensitive optical reference cavity

物理学报.2014, 63(9): 090601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.090601>

铯原子光晶格钟自旋极化谱线的探测*

郭阳¹⁾²⁾ 尹默娟¹⁾ 徐琴芳¹⁾ 王叶兵¹⁾²⁾ 卢本全¹⁾²⁾ 任洁¹⁾
赵芳婧¹⁾²⁾ 常宏^{1)†}

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

2) (中国科学院大学天文与空间科学学院, 北京 100049)

(2017年12月28日收到; 2018年2月1日收到修改稿)

^{87}Sr 原子存在核自旋, 在磁场作用下原子能级会分裂成不同塞曼子能级. 通过光抽运对原子进行自旋极化, 其自旋极化谱线的探测为铯光钟系统的闭环锁定提供精确的频率参考. 本文对 ^{87}Sr 原子钟跃迁能级 $5s^2\ ^1\text{S}_0 \rightarrow 5s5p\ ^3\text{P}_0$ 中的 $m_F = +9/2$ 和 $m_F = -9/2$ 的塞曼磁子能级自旋极化谱线进行了探测. 经过一级宽带冷却和二级窄线宽冷却与俘获后, 铯冷原子温度为 $3.9\ \mu\text{K}$, 原子数目为 3.5×10^6 . 利用邻近“魔术波长”的 $813.426\ \text{nm}$ 半导体激光光源实现水平方向的一维光晶格装载. 采用归一化探测方法用线宽为 Hz 量级的 $698\ \text{nm}$ 钟激光对 $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ 偶极禁戒跃迁进行探测, 在 $150\ \text{ms}$ 的探测时间下获得线宽为 $6.7\ \text{Hz}$ 的钟跃迁简并谱. 在磁光阱垂直方向施加一个 $300\ \text{mGs}$ 的偏置磁场获得塞曼分裂谱, 并通过 $689\ \text{nm}$ 的圆偏振自旋极化光进行光抽运, 最终在探测时间为 $150\ \text{ms}$ 时, 获得左右旋极化谱线线宽分别为 $6.2\ \text{Hz}$ 和 $6.8\ \text{Hz}$.

关键词: 铯原子光晶格钟, 钟跃迁探测, 自旋极化谱

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

DOI: 10.7498/aps.67.20172759

1 引言

随着激光冷却与囚禁技术、超窄线宽激光技术及飞秒光学频率梳的快速发展, 钟跃迁频率处于光频段的单离子光钟^[1,2] 和中性原子光晶格钟^[3-5] 被广泛研究, 且稳定性和不确定度均已进入 10^{-18} 量级, 比目前国际上用于定义时间基本单位“秒”的铯微波喷泉钟具有更好的频率稳定性和更低的频率不确定度^[6]. 光钟可以提供精度更高的时间频率基准^[7], 在高精度导航定位^[8]、基础物理常数测量^[9,10]、引力波探测^[11] 以及引力红移测量等^[12] 领域发挥着重要的作用.

自2005年日本东京大学的Katori小组^[13] 首次实现基于中性铯原子的光晶格钟后, 近十年来, 美国JILA^[14]、德国PTB^[15]、法国巴黎天文

台^[16] 及中国计量科学研究院等^[17] 国内外许多研究机构都对铯原子光晶格钟进行了深入研究, 并取得了显著成果.

钟跃迁谱线探测是铯原子光晶格钟研制中最关键的实验环节之一. 钟跃迁自旋极化谱的探测需要采用光抽运的方法对晶格中的原子进行极化. 通过引入对应跃迁为 $5s^2\ ^1\text{S}_0 (F = 9/2) \rightarrow 5s5p\ ^3\text{P}_1 (F = 9/2)$ 的圆偏振 $689\ \text{nm}$ 极化光, 基态 $^1\text{S}_0$ 的原子发生 σ^+ 或 σ^- 跃迁, 使处于不同磁子能级上的原子全部被抽运到基态磁子能级为 $m_F = +9/2$ 或 $m_F = -9/2$ 的量子态上, 对谱线进行归一化探测可获得 $+9/2 \rightarrow +9/2$ 或 $-9/2 \rightarrow -9/2$ 的自旋极化谱线. 实验中采用基态磁量子数 $m_F = \pm 9/2$ 的一对自旋极化谱线对光钟进行闭环锁定, 这种方法可以有效消除磁场一阶塞曼频移对光钟频率锁定带来的影响, 提高锁定的精度, 实现光钟更高精度的

* 国家自然科学基金(批准号: 11474282, 61775220)、中国科学院战略性先导科技专项(B类)(批准号: XDB21030700)和中国科学院前沿科学重点研究项目(批准号: QYZDB-SSW-JSC004)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: changhong@ntsc.ac.cn

频率输出. 钟跃迁自旋极化谱线具有线宽窄、信噪比高的特点: 其谱线对应的跃迁概率比钟跃迁简并谱高出一倍, 且其谱线相比于钟跃迁简并谱不易展宽和变形, 更利于光钟的闭环锁定. 钟跃迁自旋极化谱为光钟闭环锁定提供精确的频率参考, 其谱线质量对光钟的稳定度和不确定度等性能指标的评估有直接影响, 因此在光钟研制中钟跃迁自旋极化谱探测具有重要的意义.

本文介绍了 ^{87}Sr 光晶格钟自旋极化谱的探测. 首先简述了铯冷原子的制备及一维光晶格装载, 然后介绍了钟跃迁谱线探测的实验装置和原理, 最后阐述钟跃迁自旋极化谱线探测的实验过程. 实验中, 采用脉冲时间为150 ms的698 nm超窄线宽激

光对钟跃迁谱线进行探测, 获得线宽为6.7 Hz的钟跃迁简并谱. 之后在不同探测条件下分别获得 ^{87}Sr 原子的塞曼分裂谱和自旋极化谱.

2 光晶格装载与钟跃迁探测

2.1 铯光钟相关能级结构

铯是位于元素周期表的第5周期IIA族的碱土金属元素, 它的原子序数为38. 自然界中存在四种稳定的铯同位素, 分别为 ^{88}Sr , ^{86}Sr , ^{87}Sr 和 ^{84}Sr [18], 其中, ^{87}Sr 原子是费米子, 核自旋为 $I = 9/2$, 其他三种同位素均为玻色子, 核自旋为零.

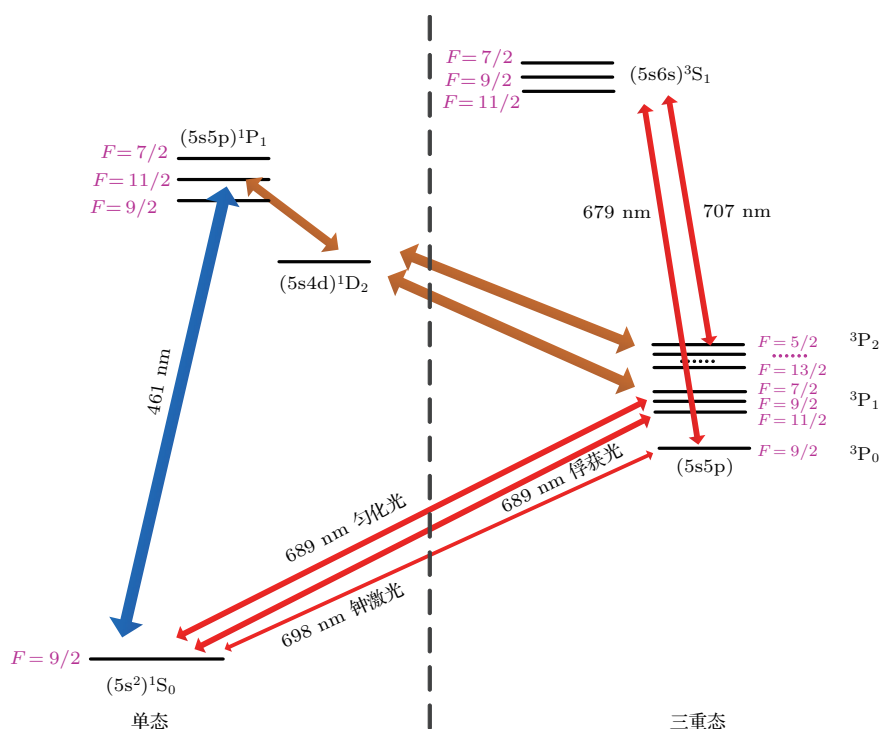


图1 ^{87}Sr 原子冷却相关能级结构图

Fig. 1. The relevant level structure of the fermionic ^{87}Sr .

图1为 ^{87}Sr 原子冷却相关能级结构. 其中 $5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s5p\ ^1P_1$ 跃迁对应的波长为461 nm, 自然线宽32 MHz, 被用于铯光钟的一级冷却. 二级冷却对应 $5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s5p\ ^3P_1$ 跃迁, 波长为689 nm, 自然线宽为7.5 kHz. 为了有效地抑制多普勒效应和光子反冲频移对钟跃迁谱线探测的影响并提高谱线的探测时间, 需要将二级冷却后的原子装载到光晶格内. 当晶格光的波长调节至所谓“魔术波长”[18]为813.426 nm时, 由晶格光带来的AC stark频移可以被有效地抑制. 对于 ^{87}Sr 光晶格钟, 其钟跃迁

$5s^2\ ^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow 5s5p\ ^3P_0 (F = 9/2)$ 属于单态到三重态的偶极禁戒跃迁. 钟跃迁上能级 $5s5p\ ^3P_0$ 态的寿命可以达到160 s, 谱线的自然线宽仅为1 mHz, 品质因子 Q 高达 10^{17} .

2.2 铯光钟一、二级冷却及光晶格装载

铯光钟系统一级冷却使用中心波长为461 nm的外腔式倍频半导体激光器作为主光源, 输出激光功率为500 mW. 实验中由于一级冷却能级跃迁结

构的不封闭性,使得磁光阱(magneto-optical trap, MOT)俘获原子数极大地减少.因此加入679 nm和707 nm的重抽运光,构建出一个封闭的能级系统,使得一级冷却原子的俘获效率显著提高.经过测量,加入重抽运光后一级冷却装载效率提高了10倍以上.一级冷却的冷原子数和冷原子温度是采用荧光收集法和短程飞行时间法^[19]进行测量,最终通过一级冷却制备得到冷原子的数目为 2.3×10^7 ,温度为5 mK.

为了有效提高原子的俘获效率,在二级冷却中加入一组匀化光^[20],其激光频率对应 $5s^2 \ ^1S_0$ ($F = 9/2$) $\rightarrow 5s5p \ ^3P_1$ ($F = 9/2$)的共振跃迁频率.通过光抽运可以将处于不同磁子能级的原子快速混合,从而使原子均匀的分布在基态不同的磁子能级上,形成稳定的红MOT.二级冷却使用中心波长为689 nm的外腔半导体激光器作为主光源.采用Pound-Drever-Hall (PDH)稳频技术将689 nm激光锁定在精细度为12000的Ultralow Expansion(ULE)参考腔上,激光线宽压窄至300 Hz左右,并将其作为种子光分别注入两台689 nm激光器中完成注入锁定,实现两台从激光器单模窄线宽输出,其中一束激光作为二级冷却的俘获光,另一束作为匀化光.两束光在MOT区共同与冷原子团作用,实现铯原子的二级冷却.二级冷却的冷原子数和冷原子温度同样采用荧光收集法和飞行时间法^[21]进行测量,最终测得二级冷却后原子数目为 3.5×10^6 ,原子温度为3.9 μ K.

实验中采用光栅反馈式外腔半导体激光器作为晶格光的光源,输出激光的中心波长为813 nm,经过单模保偏光纤后最大输出功率为1 W.为了提高晶格光的功率密度,通过两个透镜和一个零度高反镜使光束在冷原子中心处汇聚,同时晶格光入射和反射光在光束的束腰处完全重合构建得到一维光晶格.将激光器锁定在一个精细度大于200的超稳无热化殷钢参考腔上,用于晶格光的频率稳定和波长调节,晶格光波长调节至邻近“魔术波长”813.426 nm处.晶格光束腰半径为60 μ m,功率为300 mW,最终约有 10^4 数目的原子被装载到晶格中.光晶格势阱深度^[22]可以表示为

$$U = -\alpha_{ik} \frac{4P_0}{\varepsilon_0 c \pi \omega_0^2}, \quad (1)$$

其中, U 为束腰处的晶格势阱深度, α_{ik} 为偶极极化率, P_0 为晶格光功率, ε_0 为真空介电常数, c 为光

速, ω_0 为晶格光束腰半径.

通过计算得出一维光晶格势阱深度为9.27 μ K.完成光晶格装载后,逐渐增加时延 τ ,同时采集原子荧光数据,并利用衰减函数对数据进行拟合,得到铯光钟系统一维光晶格寿命 $t > 1600$ ms,如图2.

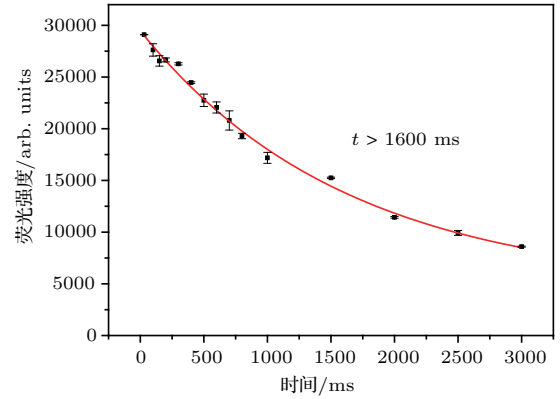


图2 一维光晶格原子寿命

Fig. 2. Lifetime of the atoms trapped in the 1D optical lattice.

晶格寿命与国内同类研究小组水平相当^[23],但还存在一些需要改进的方面.接下来会对光晶格进行进一步的优化: 1) 通过增加晶格光的束腰尺寸来增加光晶格装载的原子数目; 2) 考虑采用腔增强技术来搭建光晶格,以便有效提升晶格光的功率,提高光晶格性能参数; 3) 目前系统采用的晶格光光源为光栅反馈式外腔半导体激光器,输出激光的噪声相对较大,下一步会考虑将晶格光光源更换为激光噪声更小的钛宝石激光器.

2.3 铯光钟跃迁谱线探测

实验中采用中心波长为698 nm的光栅反馈式外腔半导体激光器作为钟跃迁探测的光源,激光频率对应原子 $5s^2 \ ^1S_0$ ($F = 9/2$) $\rightarrow 5s5p \ ^3P_0$ ($F = 9/2$)跃迁.通过PDH稳频的方法将698 nm激光锁定在一个超高精细度(精细度为400000)的ULE参考腔上.锁定后的698 nm激光线宽达到Hz量级,实现了698 nm激光超窄线宽的稳定输出^[24].通过单模保偏光纤将698 nm激光传递到MOT区附近与晶格光重合.698 nm激光在晶格中心光束束腰半径为300 μ m,其偏振方向 \mathbf{E}_P 和晶格光的偏振方向之间 \mathbf{E}_L 夹角为 θ ,且晶格光的偏振方向 \mathbf{E}_L 与垂直方向的偏置磁场方向平行,实验光路如图3.

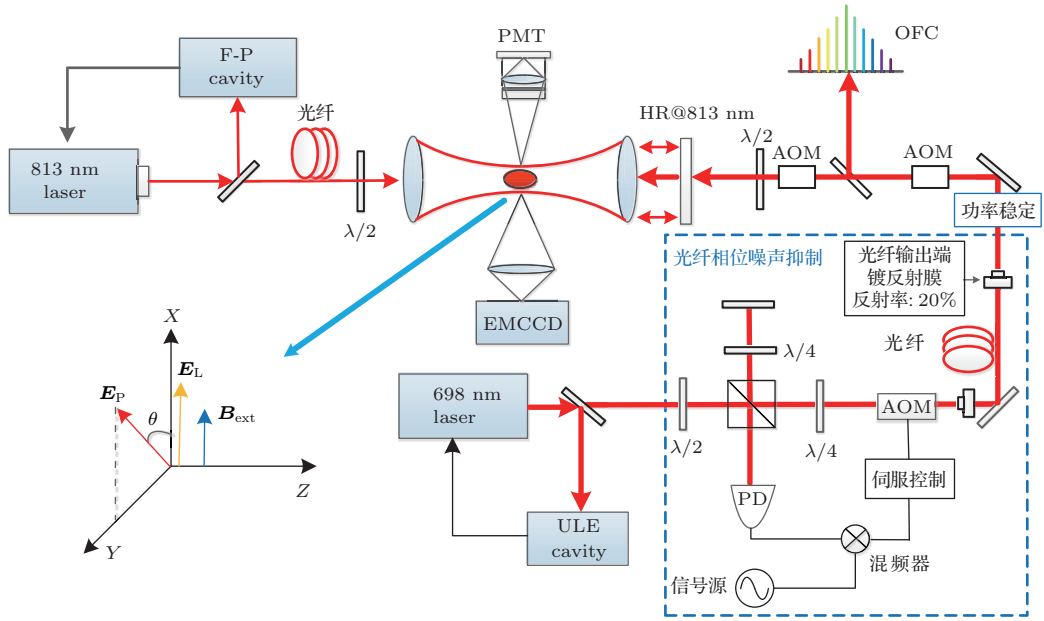


图3 锶光钟系统光晶格装载与谱线探测示意图

Fig. 3. Experimental setup of the Sr optical lattice clock.

由于 698 nm 超窄线宽激光需要通过光纤传递到 MOT 区, 而光纤的色散效应会导致一定的谱线增宽, 因此需要加入光纤相位噪声抑制系统^[25]. 在光纤相位噪声抑制系统中, 我们将传输光纤的输出端镀膜, 反射率为 20%, 把镀膜的光纤输出端作为反射面, 经过光纤的反射光与参考光进行拍频, 通过精密锁相技术控制 AOM 对耦合进光纤前的光场进行相位补偿, 进而抑制传输过程中的光纤相位噪声. 系统将光纤传输过程中相位噪声引起的附加频谱展宽压缩到毫赫兹量级, 保证了钟跃迁谱线探测的精度和信噪比.

为了能够有效提高钟跃迁探测的信噪比, 采用归一化探测的方法对原子跃迁概率进行计算^[26]. 一维光晶格中的锶原子与 698 nm 激光共振跃迁后, 开启 461 nm 探测光, 持续时间为 2 ms, 用光电倍增管 (PMT) 采集原子荧光信号, 通过 $5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s5p\ ^1P_1$ 跃迁探测基态 1S_0 的原子数目 N_1 . 接着采用脉冲时间为 10 ms 的 707 nm 和 679 nm 的重抽运光, 将位于激发态的原子抽运到基态, 之后再采用脉冲时间为 2 ms 的 461 nm 探测光进行探测, 此时采集到的荧光信号对应位于激发态 3P_0 的原子数目 N_2 . 10 ms 后再次用 2 ms 的 461 nm 探测光脉冲, 采集到的荧光信号为探测过程中的背景噪声 N_3 . 因此, 钟跃迁对应 $5s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5s5p\ ^3P_0$ 的原子跃迁概率可以表示为:

$$A_{1S_0 \rightarrow 3P_0} = \frac{N_2 - N_3}{N_1 + N_2 - 2N_3}. \quad (2)$$

实验中通过 Labview 编写的时序控制软件来精确控制磁场、光场的开关断以及探测器的采集, 最终实现锶原子的冷却与囚禁、光晶格装载和钟跃迁谱线的探测.

3 实验结果

3.1 边带可分辨的钟跃迁谱及窄线宽简并谱

实验中, 当 698 nm 激光功率为 400 μ W 时, 大范围扫描 698 nm 激光可以确定钟跃迁的中心频率并获得如图 4 (a) 的边带可分辨的钟跃迁谱线. 图 4 (a) 中的蓝失谐和红失谐边带分别是外部能态为 n 的原子从基态跃迁到外部能态为 $n+1$ 或 $n-1$ 的激发态导致的. 从边带可分辨的钟跃迁谱线中可以得到与光晶格相关的囚禁参数, 包括原子的囚禁频率、Lamb-Dicke 参数以及原子温度等^[18]. 晶格中原子的轴向温度可以通过谱线中红蓝边带的比值来计算^[27]:

$$T_x \approx \frac{h\nu_x}{k_B} \left(\ln \frac{A_{\text{blue}}}{A_{\text{red}}} \right)^{-1}, \quad (3)$$

其中, T_x 表示晶格中原子的轴向温度, $A_{\text{blue}}/A_{\text{red}}$ 分别为谱线中蓝边带和红边带的面积比, h 为普朗克常量, ν_x 为轴向囚禁频率, k_B 为玻尔兹曼常数.

由图 4(a) 可以得出 $A_{\text{blue}}/A_{\text{red}} = 2.5$, $v_x = 80$ kHz, 计算得出晶格内原子的轴向温度为 $T_x = 4.2$ μK . 为了得到更窄、信噪比更好的跃迁谱线, 需要进一步调节外部补偿磁场. 实验中在 MOT 区外加入三组相互正交的亥姆霍兹线圈进行地磁补偿, 同时消除杂散磁场对晶格内原子的影响, 并减小 698 nm 激光功率至 100 nW, 可得到钟跃迁简并谱线. 由于钟跃迁谱线的线宽受傅里叶极限的限制, 即

$$\Delta\nu_{\text{Fourier}} = 0.89/t_R, \quad (4)$$

其中 $\Delta\nu_{\text{Fourier}}$ 为傅里叶极限, t_R 为钟激光脉冲时间. 由 (4) 式可以看出, 探测时间 t_R 越大, 探测得到的谱线线宽越窄. 但是探测时间 t_R 受限于光晶格的寿命, 延长探测时间后, 探测信号的信噪比会下降, 而且会增加光钟闭环锁定的钟周期, 影响闭环锁定效果. 因此综合考虑钟周期时间以及谱线信噪比最终选择钟激光探测时间为 150 ms. 当 $t_R = 150$ ms 时, 傅里叶极限 $\Delta\nu_{\text{Fourier}} = 5.93$ Hz. 实验通过 Lorentz 线型拟合可以得到钟跃迁谱线的线宽为 6.7 Hz, 与对应的傅里叶极限相近, 如图 4(b).

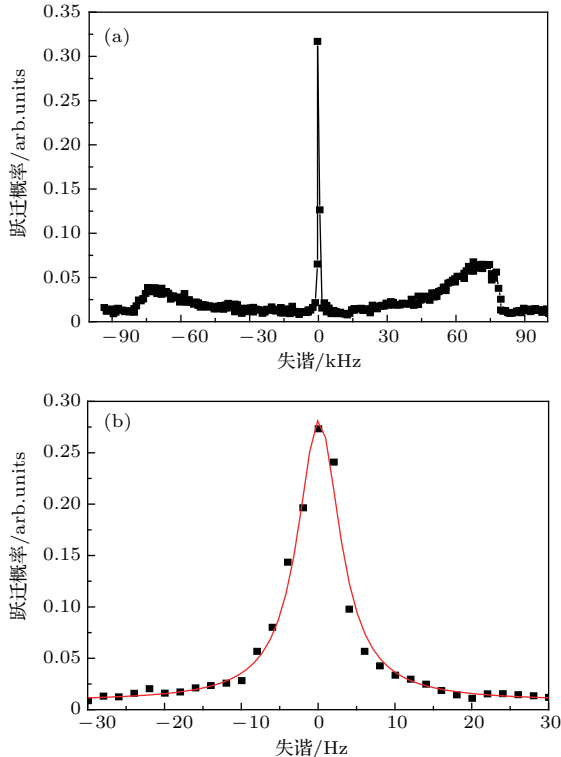


图 4 钟跃迁谱线 (a) 边带可分辨的的钟跃迁谱线; (b) 钟跃迁简并谱
Fig. 4. The spectroscopy of the clock transition: (a) The resolved sideband spectroscopy of the clock transition; (b) the narrow spectrum of the clock transition.

3.2 钟跃迁塞曼分裂谱

由于 ^{87}Sr 原子为费米子, 存在核自旋 $I = 9/2$, 其钟跃迁对应的基态和激发态都存在磁子能级. 当在竖直方向施加一个大小为 300 mGs 的偏置磁场后能级发生塞曼分裂, $5s^2\ ^1\text{S}_0 \rightarrow 5s5p\ ^3\text{P}_0$ 的跃迁谱线退简并, 如图 5. 此时对应跃迁上下能级各有 10 个磁子能级, 且上下能级的能级间隔不同, 所以一共对应 28 个跃迁, 其中 10 个为 π 跃迁, 18 个为 σ 跃迁 [28]. 此时再进行跃迁谱线探测就可得到自旋态塞曼分裂谱.

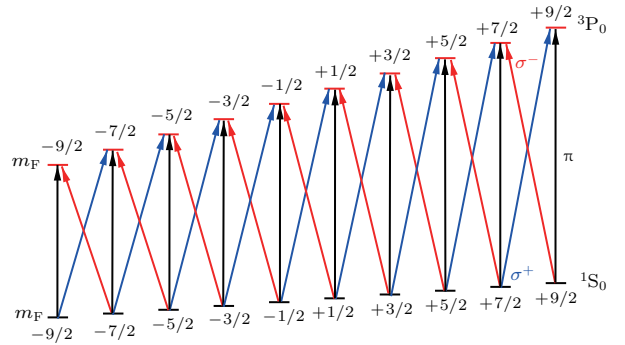


图 5 钟跃迁能级塞曼分裂

Fig. 5. Zeeman effect of the clock transition.

当 $\theta = 0$, 即 698 nm 激光偏振方向 \mathbf{E}_P 与晶格光的偏振方向 \mathbf{E}_L 平行时, 扫描 698 nm 激光频率就可得到 ($\Delta m_F = 0$) 对应的 10 条 π 跃迁谱线, Lorentz 线型拟合谱线线宽为 6—7 Hz, 如图 6(a). 图中每个谱线上方标志着其跃迁对应基态的磁量子数 m_F . 不同磁子能级之间的跃迁对应的跃迁概率大小由 Clebsch-Gordan 系数决定, $|m_F|$ 越大, 对应能级的跃迁概率越大. 由于 $m_F = \pm 1/2$ 对应的跃迁概率过小, 在谱线探测中一般难以明显探测到. 当 $\theta = \pi/2$, 即 698 nm 激光偏振方向 \mathbf{E}_P 与晶格光的偏振方向 \mathbf{E}_L 垂直时, 扫描 698 nm 激光频率就可得到 ($\Delta m_F = \pm 1$) 对应的 18 条 σ 跃迁谱线, 如图 6(b). 图 6 两次探测中, 698 nm 激光功率为 150 nW, 作用时间为 150 ms, 晶格光功率为 300 mW.

3.3 钟跃迁自旋极化谱

由于窄线宽简并谱对磁场的控制要求极高, 外界微小的磁场变化都会引起钟跃迁上下能级发生塞曼分裂, 从而导致谱线的变形和增宽. 对于钟跃迁 π 跃迁塞曼分裂谱, 外界磁场的变化会

导致能级发生塞曼频移. 为了有效消除一阶塞曼频移对频率锁定带来的影响, 采用基态磁量子数 $m_F = \pm 9/2$ 的一对跃迁谱线作为光钟闭环锁定的频率参考. 由于塞曼分裂谱各个磁子能级对应的跃迁概率较低, 且光钟闭环锁定时只考虑 $\pm 9/2$ 对应的两条谱线, 处于其他子能级上的原子数对锁定没有贡献, 为了充分利用原子并提高闭环锁定的信噪比, 采用极化的方法引入一束 689 nm 极化光, 将其他磁子能级上的原子全部抽运到所需要的 $+9/2$ 或 $-9/2$ 磁子能级上. 此时再进行谱线探测就可以得到 $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 跃迁或 $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 跃迁对应的自旋极化谱.

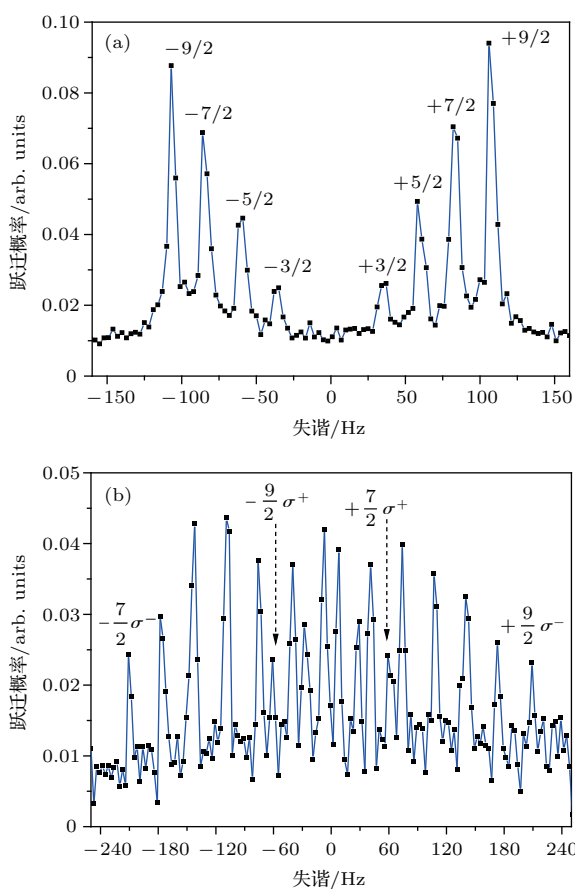


图6 钟跃迁塞曼分裂谱 (a) π 跃迁塞曼分裂谱; (b) σ 跃迁塞曼分裂谱

Fig. 6. Zeeman spectrum of the clock transition: (a) The resolved Zeeman spectrum of π transitions; (b) the resolved Zeeman spectrum of σ transitions.

实验中, 自旋极化谱线的探测需要在之前谱线探测的基础上引入极化光. 极化光对应 $5s^2 \ ^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow 5s5p \ ^3P_1 (F = 9/2)$ 跃迁, 波长与二级冷却的 689 nm 匀化光波长相近, 所以极化光与

匀化光共用一台激光器, 通过声光调制器将极化光调节到对应波长上. 在极化光进入磁光阱之前, 在其光路中加入一个液晶波片, 改变加载在液晶波片上的驱动电压将极化光由线偏振变为圆偏振, 从而输出 σ^+ 光或 σ^- 光. 通过液晶波片后的极化光与竖直方向的俘获光和匀化光合束打入磁光阱, 最终极化光输出功率为 0.2 mW. 在完成一维光晶格装载后开启 15 ms 极化光对原子进行极化, 之后开启地磁补偿并在竖直方向施加偏置磁场. 在 150 ms 探测时间下对谱线进行归一化探测最终可获得自旋极化谱线.

在 $\theta = 0$ 时, 对应 π 偏振的塞曼分裂谱线. 当 σ^+ 光入射到光晶格对原子进行极化时, 通过光抽运原子会全部分布在基态 $5S^2 \ ^1S_0 m_F = +9/2$ 的磁子能级上, 此时钟跃迁谱线只有 $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 的跃迁, 即图 7 中的蓝色数据, 通过 Lorentz 线型拟合得到谱线线宽为 6.8 Hz. 当 σ^- 光入射到光晶格对原子进行自旋极化时, 只有 $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 的跃迁谱线, 如图 7 中的红色数据, 通过 Lorentz 线型拟合得到谱线线宽为 6.2 Hz, 图中黑色实线为 Lorentz 拟合曲线. 通过图 7 和图 6 (a) 的对比可以看出, 钟跃迁自旋极化谱中一对跃迁谱线的跃迁概率相比于塞曼分裂谱中对应跃迁的跃迁概率提高了约 7 倍, 由于谱线的噪底相近, 所以由数据可以看出自旋极化谱谱线信噪比相比于塞曼分裂谱线提高了约 7 倍. 极化光的加入使几乎所有的原子都被极化到了 $m_F = +9/2$, $m_F = -9/2$ 的塞曼磁子能级上, 有效地提高了原子利用率, 进而可以有效提高闭环锁定的稳定性.

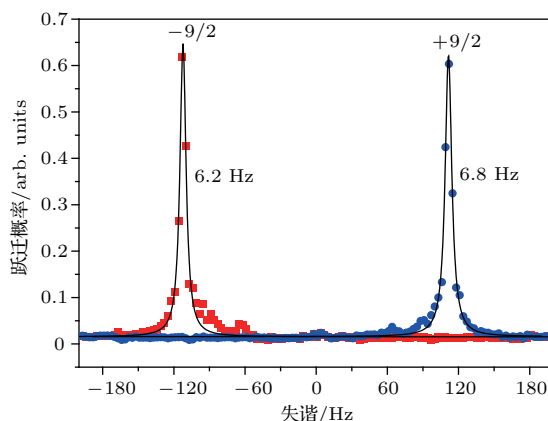


图7 钟跃迁自旋极化谱

Fig. 7. The spin-polarized spectrum of the clock transition.

4 结 论

本文在实验上实现了 ^{87}Sr 原子的两级冷却并完成一维光晶格的装载,利用归一化探测的方法对 $5s^2\ ^1\text{S}_0 \rightarrow 5s5p\ ^3\text{P}_0$ 偶极禁戒跃迁谱线进行探测,获得线宽为6.7 Hz的钟跃迁简并谱.另外通过加入偏置磁场并引入极化光,获得钟跃迁自旋极化谱,为光钟频率的闭环锁定奠定了良好基础,其中 $m_F = +9/2 \rightarrow m_F = +9/2$ 跃迁对应线宽为6.8 Hz, $m_F = -9/2 \rightarrow m_F = -9/2$ 跃迁对应线宽为6.2 Hz.自旋极化谱线是锶光钟系统频率锁定的必备条件,只有获得高信噪比的极化谱线才能进行闭环锁定工作,最终实现锶光钟系统稳定的频率输出.由于自旋极化谱线信噪比高、线宽窄,可以借助其对一些物理参数进行高精度精密测量实验,如朗德因子的测量;还可以精确测量698 nm激光的频率漂移,并有效评估整个光钟系统的稳定性,包括磁场的波动、系统光功率的起伏以及晶格光和698 nm激光光束匹配等.

参考文献

- [1] Huang Y, Guan H, Liu P, Bian W, Ma L, Liang K, Li T, Gao K 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 013001
- [2] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, Wineland D J, Rosenband T 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070802
- [3] Zhou M, Xu X Y 2016 *AAPPS Bulletin* **26** 10
- [4] Ushijima I, Takamoto M, Das M, Ohkubo T, Katori H 2015 *Nature Photon.* **9** 185
- [5] 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
- [6] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, Peik E, Schmidt P O 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 637
- [7] Bordé C J 2005 *Phil. Trans. R. Soc. A* **363** 2177
- [8] Dow J M, Neilan R, Rizos C 2009 *J. Geod.* **83** 191
- [9] 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
- [10] Maleki L Prestage J 2005 *Metrologia* **42** S145
- [11] Kolkowitz S, Pikovski I, Langellier N, Lukin M D, Walsworth R L, Ye J 2016 *Phys. Rev. D* **94** 124043
- [12] Will C M 2014 *Living Rev. Relativity* **17** 4
- [13] Katori H, Hashiguchi K, Il'inova E Y, Ovsiannikov V D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 153004
- [14] Campbell S L, Hutson R B, Martil 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] Falke S, Schnatz H, Vellere Winfred J S R, Middelman T, Vogt S, Weyers S, Lipphardt B, Grosche G, Riehle F, Sterr U, Lisdat C 2011 *Metrologia* **48** 399
- [16] Targat R L, Lorini L, Le Coq Y, Zawada M, Gue'na J, Abgrall M, Gurov M, Rosenbusch P, Rovera D G, Nago'rny 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
- [17] 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
- [18] Boyd M M 2007 *Ph. D. Dissertation* (Colorado: University of Colorado)
- [19] Tian X 2010 *M. S. Dissertation* (Beijing: University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [田晓 2010 硕士学位论文 (北京: 中国科学院大学)]
- [20] Mukaiyama T, Katori H, Ido T, Li Y, Kuwata-Gonokami M 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 113002
- [21] Xie Y L, Lu B Q, Liu H, Wang Y B, Chang H 2015 *Acta Sin. Quan. Opt.* **21** 136 (in Chinese) [谢玉林, 卢本全, 刘辉, 王叶兵, 常宏 2015 量子光学学报 **21** 136]
- [22] Wang Q 2016 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [王强 2016 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [23] Tian X 2016 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [田晓 2016 博士学位论文 (北京: 中国科学院大学)]
- [24] Liu H, Yin M J, Kong D H, Xu Q F, Zhang S G, Chang H 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 151104
- [25] Zhang S 2016 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: China Jiliang University) (in Chinese) [张枢 2016 博士学位论文 (北京: 中国计量大学)]
- [26] Xu Q F, Liu H, Lu B Q, Wang Y B, Yin M J, Kong D H, Ren J, Tian X, Chang H 2015 *Chin. Opt. Lett.* **13** 100201
- [27] McDonald M, McGuyer B H, Iwata G Z, Zelevinsky T 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 023001
- [28] Boyd M M, Zelevinsky T, Ludlow A D, Blatt S, Zanon-Willette T, Foreman S M, Ye J 2007 *Phys. Rev. A* **76** 022510

Interrogation of spin polarized clock transition in strontium optical lattice clock*

Guo Yang¹⁾²⁾ Yin Mo-Juan¹⁾ Xu Qin-Fang¹⁾ Wang Ye-Bing¹⁾²⁾ Lu Ben-Quan¹⁾²⁾
Ren Jie¹⁾ Zhao Fang-Jing¹⁾²⁾ Chang Hong^{1)†}

1) (Key Laboratory of Time and Frequency Primary Standards of Chinese Academy of Sciences, 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 28 December 2017; revised manuscript received 1 February 2018)

Abstract

We demonstrate a spin-polarized clock transition spectrum of the ^{87}Sr optical lattice clock. The clock transition $5s^2\ ^1\text{S}_0 \rightarrow 5s5p\ ^3\text{P}_0$ of isotope ^{87}Sr has a hyperfine structure due to non-zero nuclear spin, inducing ten π -polarized transitions from each individual m_F state under the condition of a bias magnetic field along the probing polarization axis. In this experiment, atoms are driven to a certain m_F state by a circular-polarization pump light to maximize the atomic population, which is beneficial to the stability and uncertainty evaluation of the optical lattice clock. After two stages cooling and trapping, about 3.5×10^6 atoms are trapped in the red magneto-optical trap with a temperature of 3.9 μK . A grating-feedback external cavity diode laser with a tapered amplifier is used to build the optical lattice with a “magic-wavelength” of 813.426 nm. Both waists of the counter-propagating lattice beam along the horizontal direction are overlapped to form a one-dimensional (1D) optical lattice. The lifetime of the atoms trapped in the 1D optical lattice is 1600 ms. The clock laser at 698 nm is a grating-feedback diode laser, which is locked to an ultra-low expansion cavity by the Pound-Drever-Hall technique to stabilize the frequency and phase. As a result, the linewidth of clock laser is narrowed to Hz level. By the normalized shelving method, we obtain a resolved sideband spectrum of ^{87}Sr $5s^2\ ^1\text{S}_0 \rightarrow 5s5p\ ^3\text{P}_0$ transition. According to the spectrum, the lattice temperature along the longitudinal direction is approximately 4.2 μK . After that a linewidth of 6.7 Hz of the degenerate clock transition is obtained at a probing time of 150 ms by utilizing a three-dimensional (3D) bias magnetic field, which is used to eliminate the stray magnetic fields. Then a small bias magnetic field of 300 mGs is applied along the polarization axis of the lattice light to achieve the spectrum of Zeeman magnetic sublevels of the clock transition. Furthermore, the $m_F = +9/2$ and $m_F = -9/2$ magnetic sublevels are picked to be respectively pumped by the σ^+ -polarized and σ^- -polarized light at 689 nm, a variable liquid crystal wave plate is employed to switch on both polarizations. Finally, the spin polarized clock transition spectrum is obtained at the interrogating pulse of 150 ms, and the linewidths of the $m_F = +9/2$, $m_F = -9/2$ magnetic sublevel transitions are 6.8 Hz and 6.2 Hz respectively.

Keywords: strontium optical lattice clock, observation of clock transition, the spin-polarized spectrum

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

DOI: 10.7498/aps.67.20172759

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11474282, 61775220), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB21030700), and the Key Research Project of Frontier Science of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDB-SSW-JSC004).

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