

^6Li 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 ^6Li 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 ^{85}Rb 原子 $5D_{5/2}$ 态的超精细相互作用常数

Determination of the hyperfine coupling constants of the $5D_{5/2}$ state of ^{85}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>

^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备

Fast production of ^{87}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 ^{23}Na - ^{133}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

Investigation 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

 ^6Li 原子跃迁频率和超精细分裂的精密测量*武跃龙¹⁾ 李睿¹⁾ 芮扬¹⁾ 姜海峰²⁾ 武海斌^{1)†}

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 ^6Li 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、 α 常数以及核半径的精确标定打下了基础.

关键词: ^6Li 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 ^6Li 和 ^7Li 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^[1-3], 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 α , 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^[4], 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^[5-7].

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^[8-13]等. 2001年, 美国国家标准局(NIST) Porto研究组^[14]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_1 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

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 μK 的冷 Li 原子,其平均速度约 0.37 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 μK 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 ^6Li 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 μK ,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 ^6Li 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 ^6Li 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 ^6Li 被加热到 673 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 A 时在轴心产生的磁场大约 900 G,对应可减速原子的速度为 $v_{\text{cap}} = 830$ m/s.实验中的 Zeeman 减速光在真空窗口的 e^{-2} 直径为 1.4 cm,且会聚焦点在炉子的出口处. 30 cm 长的 Zeeman 减速器可以使原子的轴向的速度减到 50 m/s.

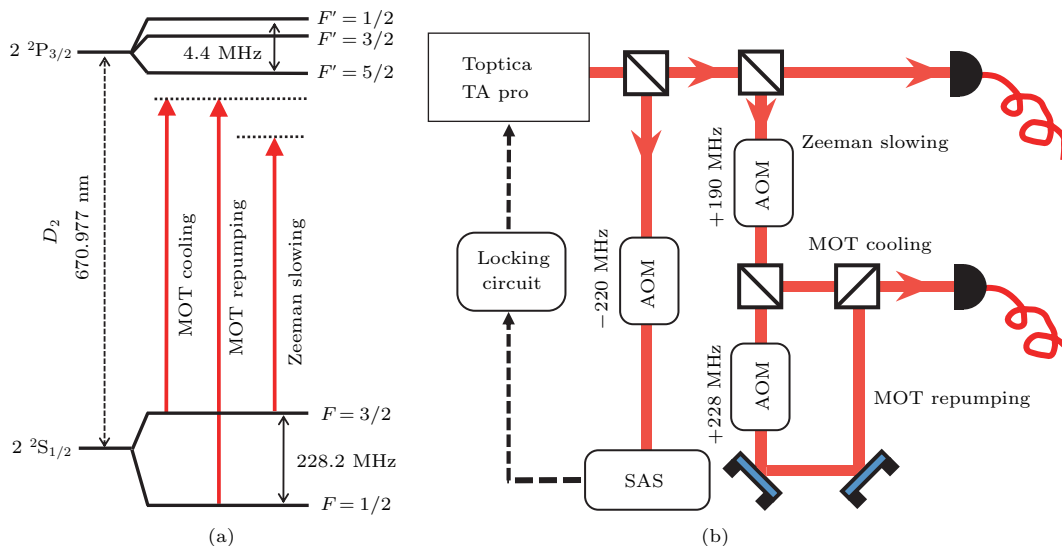


图 1 ^6Li 原子的能级图 (a) 和实验装置示意图 (b), 冷却和再泵浦激光的频率和振幅都由两次通过的声光调制器控制, SMPMF 是单模保偏的光纤, 用来空间过滤和光束整形

Fig. 1. ^6Li 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.

^6Li 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 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 $2S_{1/2}, F = 3/2 \rightarrow 2P_{3/2}, F = 5/2$ 的 -200 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, ^6Li MOT 原子的温度大约在 200 μK , 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^[15] 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}K 冷却到了 20 μK , ^7Li 冷却到了 50 μK .

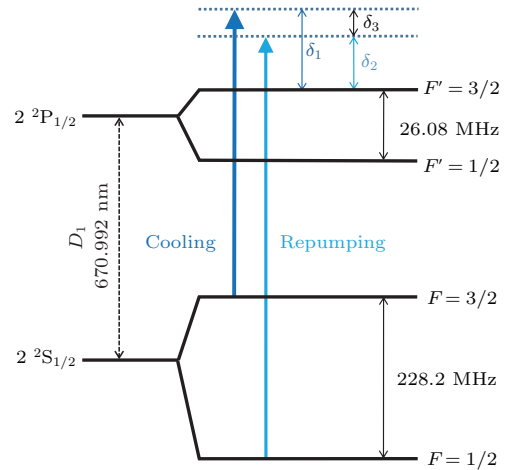


图 2 ^6Li 灰色黏胶冷却能级结构图. 深蓝色表示强的冷却光, δ_1 蓝失谐于跃迁 $F = 3/2 \rightarrow F' = 3/2$, 浅蓝色表示弱的再泵浦光, δ_2 蓝失谐于跃迁 $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$, $\delta_3 = \delta_1 - \delta_2$ 为双光子失谐.

Fig. 2. ^6Li gray molasses cooling energy level. Deep blue represents strong cooling light, which is δ_1 blue detuned to transition $F = 3/2 \rightarrow F' = 3/2$. Light blue represents weak repumping light, which is δ_2 blue detuned to transition $F = 1/2 \rightarrow F' = 3/2$. $\delta_3 = \delta_1 - \delta_2$, δ_3 is the two-photon detuning.

如图 2 所示, 实验上在得到 ^6Li MOT 后, 关断 MOT 激光场和磁场 (100 μs 之内), 开始实施灰色黏胶冷却. 冷却所需的激光来自于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 δ_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 5Γ , Γ 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 5Γ . 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 μK .

双光子失谐 $\delta_3 = 0$, 冷却效率和冷却温度随单光子失谐 δ_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 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 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.

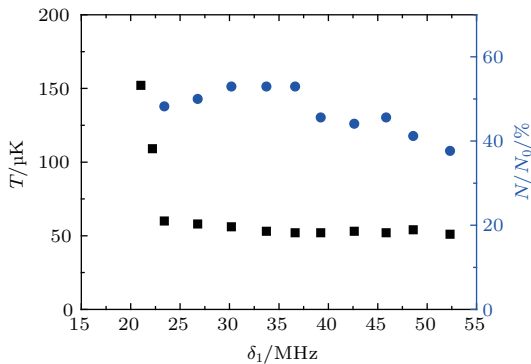


图3 灰色黏胶冷却后, 冷却温度(黑色方块)和冷却效率(蓝色圆点)随单光子失谐 δ_1 的变化. 双光子失谐 $\delta_3 = 0$, 冷却光和再泵浦光功率密度分别为 $20I_s$ 和 $2I_s$, 冷却时间1.5 ms

Fig.3. Temperature and fraction of atoms captured in $^6\text{Li } D_1$ molasses as a function of single-photon detuning δ_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 δ_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 Λ 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^[16]. 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.

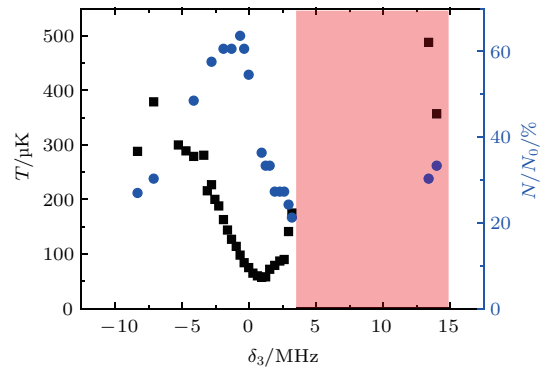


图4 灰色黏胶冷却后, 冷却温度(黑色方块)和冷却效率(蓝色圆点)随双光子失谐 δ_3 的变化. 单光子失谐 $\delta_1 = 5\Gamma$, 冷却光和再泵浦光功率密度分别为 $20I_s$ 和 $2I_s$, 冷却时间1.5 ms

Fig. 4. Temperature and fraction of atoms captured in $^6\text{Li } D_1$ molasses as a function of two-photon detuning δ_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 μK 原子, 经过约660 μs 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 μK , 原子团的大小在经过约1620 μs 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 ^6Li 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驯频下, 100 s内积分, 可以得到频率稳定性(allan deviation)约为 3×10^{-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^2 , 小于 $0.01 I_s$, 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.

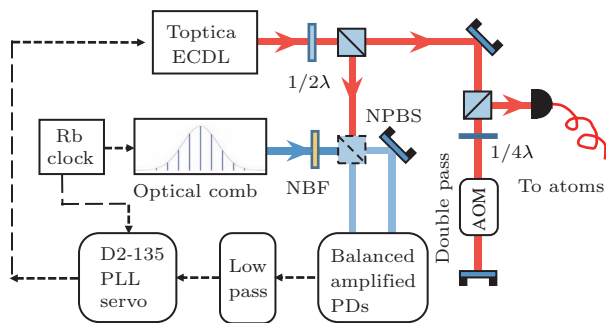


图5 原子谱线绝对频率测量中探测激光的实验设置 其中NBF为窄带滤片, NPBS为偏振不敏感的分束棱镜
Fig. 5. The setup of absolute frequency measurement. NBF is a narrow band filter and NPBS is a non-polarizing cube beamsplitter.

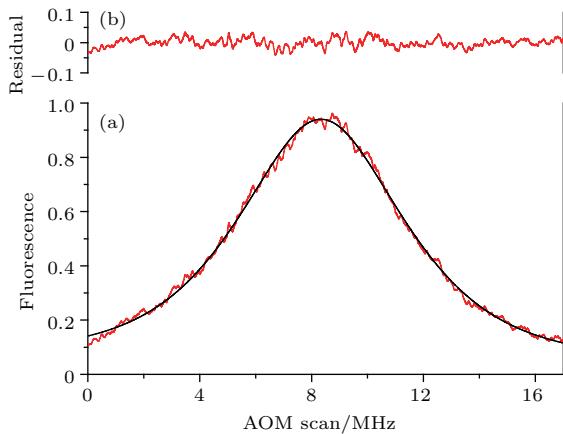


图6 ${}^6\text{Li}$ D_1 线 $F = 1/2 \rightarrow 3/2$ 冷原子的荧光谱 (a) 红色线为荧光测量值, 黑色线为Voigt拟合曲线; (b) 拟合残差
Fig. 6. ${}^6\text{Li}$ D_1 line fluorescence profile and fitting: (a) Red line is the measurement data, black line is the Voigt function fitting curve; (b) fitting residual.

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 $50 \mu\text{K}$ — $100 \mu\text{K}$ 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^[17]. 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
$F = 3/2 \rightarrow 3/2$	446789528.716(10)	Ref.[13]
	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.

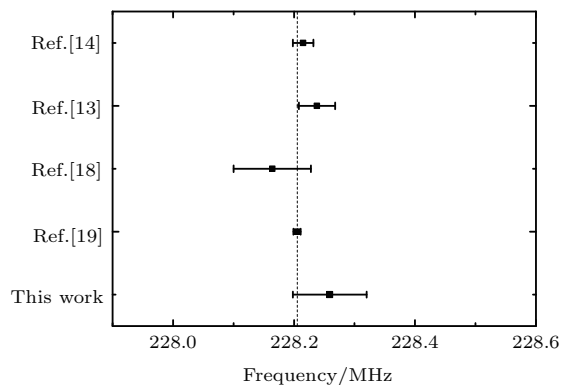


图7 ${}^6\text{Li}$ 基态 $2S_{1/2}$ 超精细结构测量值^[14,13,18,19], 虚线为原子束磁共振方法测量 g_j 后计算得的精确值^[20]
Fig. 7. Comparison between theory and experiment for ${}^6\text{Li}$ $2S_{1/2}$ hyperfine-splitting^[14,13,18,19]. The vertical line indicates the accurate theoretical value calculated through g_j measured by atomic beam magnetic resonance (Ref. [20]).

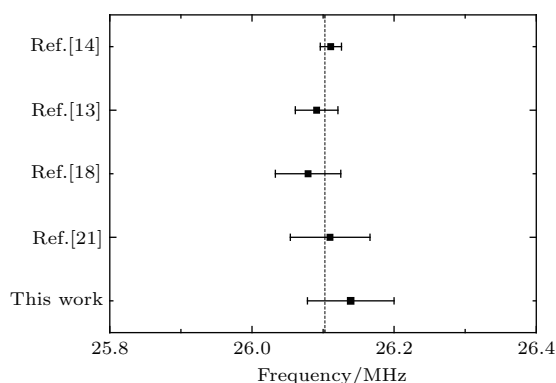


图8 ${}^6\text{Li}$ 激发态 $2P_{1/2}$ 超精细结构测量值 [13,14,18,21], 虚线为通过显关联的 Hylleraas 基集得到的高精度理论计算值 [3]

Fig. 8. Comparison between theory and experiment for ${}^6\text{Li}$ $2P_{1/2}$ 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, 将通过真

空腔体包裹多层 μ -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 μK ; 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, Northerhauser 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, Nörtershäuser W, Ewald G, Albers D, Behr J, Bricault P, Bushaw B A, Dax A, Dilling J, Dombisky 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, Ryjokov 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, Gillaspay 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, Liaghathi-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-Long¹⁾ Li Rui¹⁾ Rui Yang¹⁾ Jiang Hai-Feng²⁾ Wu Hai-Bin^{1)†}

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, α 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