

用于铯原子基态双光子相干操控的大失谐 Raman 激光系统的研究

刁文婷 梁强兵 刘智 刘贝 王杰英 葛玉隆 何军 王军民

(山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西太原 030006)

摘要 详细介绍了两套频差为 9.2 GHz 且相位锁定的 Raman 激光系统的产生方法、判定方法、优缺点及其在铯原子基态相干操控中的应用。通过饱和吸收谱和法布里-珀罗腔的透射信号初步判断两束相位相干光频率差, 通过拍频实验进一步证实了两束相干光的频率的相对稳定度。利用自由光谱区约为 18.4 GHz 的控温标准具把激光器锁定在相对于铯原子 D_2 跃迁线负失谐约为 10 GHz 的频率上, 实现了相位相干光的大频差锁定。实验上实现了单个铯原子在磁光阱(MOT)和偶极力阱(FORT)中基态超精细态的制备和检测。利用上述系统完成单个铯原子基态的任意相干叠加态的制备, 从而实现量子比特。

关键词 量子光学; 相位锁定的 Raman 光; 光学注入锁定; 半导体激光器; 受激拉曼绝热过程; 量子比特

中图分类号 O431.2; O562 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.1102001

Study of Large Detuning Raman Laser Systems Used for Two-Photon Coherent Manipulation of the Ground State of Single Cesium Atom

Diao Wenting Liang Qiangbing Liu Zhi Liu Bei Wang Jieying
Ge Yulong He Jun Wang Junmin

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of
Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China)

Abstract Two laser systems that can be used in coherent manipulation of the ground states of cesium (Cs) atoms with the frequency difference of 9.2 GHz are studied. The advantages and disadvantages of two laser systems are analyzed. The frequency difference of the two lasers is approved by saturated absorption spectroscopy or Fabry-Perot cavity, and the relative frequency stabilization of coherent laser beams is also analyzed by the beat-note signal. Using the temperature controlled etalon with free spectral range of 18.4 GHz, the laser can be locked to about 10 GHz negative detuning from the D_2 transmission line of cesium atoms, which realizes a large frequency difference lock of phase coherent light. The single cesium atom trapped in the magneto-optical trap (MOT) and the far-off-resonance optical dipole trap (FORT) is already prepared and detected in the hyperfine states experimentally. Raman laser system can be applied to the single atom to realize the coherent manipulation of the ground state of single cesium atom.

Key words quantum optics; phase-locked Raman lasers; optical injection locking; diode laser; stimulated Raman adiabatic passage process; qubit

OCIS codes 140.3520; 140.2020; 290.5910

收稿日期: 2013-06-03; **收到修改稿日期**: 2013-06-20

基金项目: 国家自然科学基金(61078051, 11274213, 61205215, 11104172, 61227902)、国家重大科学研究计划(2012CB921601)、国家自然科学基金创新群体项目(61121064)、山西省回国留学人员科研经费(2012-015)、山西省太原市科技明星专项(12024707)

作者简介: 刁文婷(1983—), 女, 博士研究生, 主要从事单原子俘获及其相干操控等方面的研究。

E-mail: dwt1124@163.com

导师简介: 王军民(1967—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事量子光学、冷原子物理和激光光谱等方面的研究。

E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn(通信联系人)

1 引 言

量子系统不仅在量子通信、量子网络等领域有广泛的应用,而且由于量子计算机的计算速度和能耗都是经典计算机无法比拟的,其在量子计算方面也有诱人的前景。许多物理系统都可以作为量子系统的载体,例如金刚石中的氮-空穴(NV)色心、超导环、量子点、单光子、单离子、单原子等。对于单原子来说,激光冷却与俘获技术可以实现单原子长时间的俘获^[1-3],相对于单离子、单原子不易受外界电场和磁场的干扰,这种同环境弱耦合的特性对于保持原子内态的相干性更有利;同时,单原子可以与特定光场相互作用,实现量子信息的交换和存储。构建量子计算最基本的逻辑单元是量子比特,可扩展的量子比特可以初始化到基态的任意相干叠加态^[4-5],因此是 Divincenzo 判据^[6]中提出的构建量子计算机的基本组成部分。基于里德堡态之间的偶极-偶极长程相互作用力,目前国际上已经实现了相邻几个微米范围内原子之间的纠缠^[7]和受控非门^[8],这是量子逻辑运算的基本构成单元。

为了在单个铯(Cs)原子中实现量子比特,需要制备稳定的双光子共振单光子大失谐且频差为 Cs 原子基态超精细分裂的两束 Raman 光。有多种方法可以实现基态相干操控所需要的频差为 9.2 GHz 的 Raman 光场:1) 利用电子学相位锁定环路来锁定两束激光的相对相位^[9]。这种方法需要宽带电子学反馈环路,实现起来有电子学技术上的难度。2) 改变调制激光器出射光的方式,例如用声光频移器(AOM)^[10]或者相位调制器(EOM)^[11-14]来产生边带。除此之外,直接调制激光器的注入电流方式也可以产生有一定频率差且相位差恒定的 Raman 光^[15-18]。

本文介绍了两种 Raman 光的产生方法及如何把 Raman 光应用到单原子上以实现基态的相干操控。通过直接电流调制加光学注入锁定的方法^[19]和 EOM 调制后再光学注入锁定的方法^[20]产生了两种可用于 Cs 原子基态相干操控的大失谐 Raman 激光系统。两种方法都利用光学注入锁定的方法,主激光器提供种子光,种子光注入被动激光器。不同的是,在直接电流(DC)调制加光学注入锁定的方法中,射频(RF)调制信号通过被动激光器的偏置型三通(Bias-tee)直接加到被动激光器的电流调制端口,主激光器的种子光注入锁定被动激光器调制后的+1级边带,则主激光器和被动激光器主峰输出的光频差为 RF 调制频率;而 EOM 调制后再光学

注入锁定的方法中,RF 调制信号加到 EOM 上,光通过 EOM 后产生的-1级边带作为种子光再注入锁定被动激光器,这样主激光器和被动激光器输出光频差为 RF 调制频率。

利用相位锁定频差为 Cs 原子基态超精细分裂的两束 Raman 光,结合实验上已经制备好的单原子,通过控温的标准件把激光系统偏频锁定到 Cs 原子 D2 跃迁线负失谐 Δ 约 10 GHz 处,获得了双光子共振单光子大失谐的两束 Raman 光,为利用受激拉曼绝热通道过程(STIRAP)实现 Cs 原子基态相干操控奠定了实验基础。

2 Raman 光的实现方案

2.1 直接电流调制加光学注入锁定的方式产生 Raman 激光

图(1)是利用电流调制和注入锁定的方式产生相位锁定的频差为 9.2 GHz 的 Raman 光的实验图。图中 ECDL 是一台中心波长为 852 nm 的光栅外腔半导体激光器,输出功率和线宽分别为 70 mW 和 500 kHz (50 ms),此激光器单频扫描范围约为 2 GHz,在合适的温度下,通过扫描驱动光栅的压电陶瓷能扫描出 Cs 原子的 D2 跃迁线。利用半波片和偏振分束器(PBS)从主激光器分出大概几百微瓦垂直于反射面的偏振光(s 偏振光)作为种子光,通过被动激光器的光隔离器(OI)的第二个 PBS 注入到被动激光器中。先把 9.193 GHz 的射频信号通过 Bias-tee 加到被动激光器的电流调制端口,调节被动激光器的温度和电流值使被动激光器的主峰被注入锁定,此时主激光器和被动激光器扫描出相同的饱和吸收谱(SAS)。然后通过调节注入光功率以及被动激光器的电流,使得被动激光器的 1 级边带被注入锁定。主激光器与被动激光器的光通过 PBS 耦合到同一个共焦法布里-珀罗(F-P)腔(CFP)中,经过探测器(PD)探测,进一步判断注入锁定情况。两台激光器的光耦合到同一根单模保偏光纤(PF)后,进入快速探测器(fast-PD)经频谱分析(S.A.)测量,得到两束光的拍频信号。

图 2 是当主激光器注入锁定被动激光器的+1级边带时通过饱和吸收谱和 F-P 腔观察到的注入锁定的情形。图 2(a)中,主激光器扫描出 $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=2,3,4)$ 的 SAS 时,被动激光器相应地扫描出 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3,4,5)$ 的 SAS,且 $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3,4)$ 与 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3,4)$ 在谱线上重合,即两束光的频差为 9.193 GHz。图 2(b)中,F-P 腔的自由光

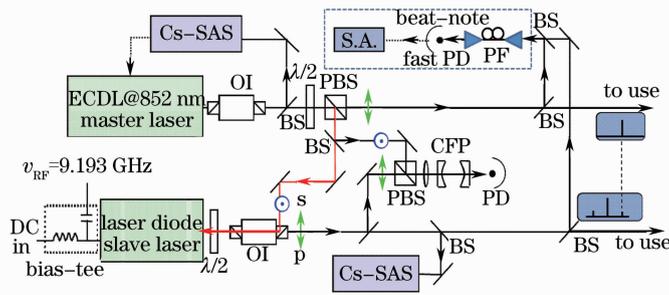


图 1 先射频调制被动激光器的注入电流,然后主激光器光学注入锁定被动激光器(SL)+1级边带的方案示意图
Fig. 1 Experimental setup for optical-injection-locking scheme of the slave laser's +1 order side-band by optical injection locking method

谱区(FSR)为 502 MHz 虚线的位置表示挡住被动激光器的光,只有主激光器时透射峰的位置。保持主激光器的温度、电流和压电陶瓷的偏置电压不动,挡住主激光器进入 F-P 腔的光,放开被动激光器的光,通过调节被动激光器的电流和温度,得到如图 2

(b)所示的透射峰。可以看出,被动激光器的+1级边带被主激光器注入锁定,并且注入后 F-P 腔的透射信号幅度有所升高。因此本系统输出的光为主激光器和被动激光器的输出光,且频差为 9.193 GHz。

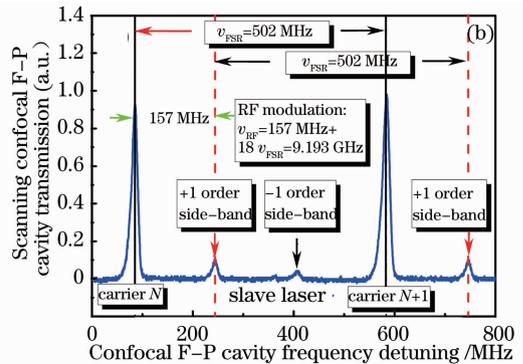
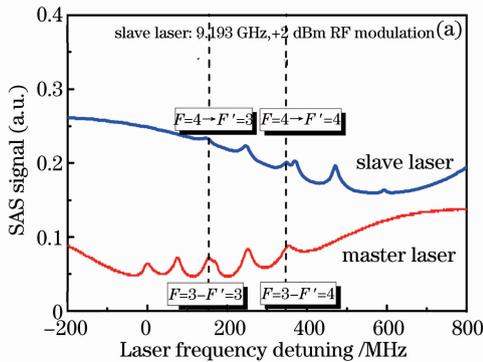


图 2 被动激光器的+1级边带被主激光器注入锁定后信号。(a)主激光器与被动激光器的饱和吸收谱;
(b)被动激光器经 F-P 腔的透射信号(虚线位置为主激光器经 F-P 腔的透射峰位置)

Fig. 2 Signal of master and slave lasers when the slave laser's +1 order side-band is injection-locked. (a) SAS of master and slave lasers; (b) confocal F-P cavity transmission signal of the slave laser (Dash line is the transmission signal of the master laser)

2.2 用 EOM 调制产生边带再注入锁定另外一台激光器产生 Raman 激光

在图 3 的方案中,选择自由运转时具有很好单频特性的分布反馈式激光器(DFBL)作为激光光源,并选用精度较高的控温仪和电流源(ThorLabs ITC502)驱动主激光器和被动激光器。寻找合适的工作温度后,通过控制激光器的电流,可以实现激光器在 852 nm 附近约 0.7 nm 范围内的连续频率调谐。通过扫描激光器的电流,可以观察到 Cs 原子 D2 线所对应的 SAS。主激光器输出的光经过约 9.2 GHz 的 RF 信号驱动的共振型高频 EOM(New Focus 4851M)调制后可产生频差约为 9.193 GHz 的 ± 1 级边带。经 EOM 调制后的主激光器的光经过半波片和 PBS 后,小部分光经被动激光器的 OI

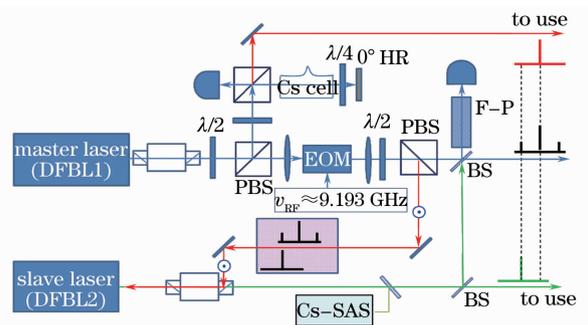


图 3 主激光器经块状 EOM 后光学注入被动激光器内,通过调节被动激光器的注入电流可使其被主激光器的一1级边带注入锁定
Fig. 3 Slave laser is injection-locked by the -1 order side-band of master laser after master laser is modulated by about 9.193 GHz radio frequency signal

注入到被动激光器中。经 EOM 调制后的另一小部分主激光器的光和被动激光器的光被耦合到同一个 F-P 腔中,通过观察 F-P 腔的透射峰,可以判断被动激光器的注入锁定情况,如图 4 所示。

如图 4 (a)所示,主激光器在 Cs 的 D2 线 $6S_{1/2}$ ($F=3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F'=2,3,4$) 附近扫描时,被动激光器在 Cs 的 D2 线 $6S_{1/2}$ ($F=4$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F'=3,4,5$) 附近约 2 GHz 范围可以稳定跟随扫描。注入锁定范围随着注入光强的增加而逐渐增大。由于调制后

的主激光器和被动激光器的光合束后[图 4(b)中上面的谱线]同时进入 F-P 腔,与只有主激光器的 F-P 透射信号[图 4(b)中下面的谱线(挡住 DFBL2 进入 F-P 的光束)]对比可以发现,合束透射信号的一级边带透射信号随注入光强的增加而变大,而+1 级边带和载频处的透射峰强度则未发生明显变化。上述结果表明被动激光器已经被主激光器的一级边带注入锁定。

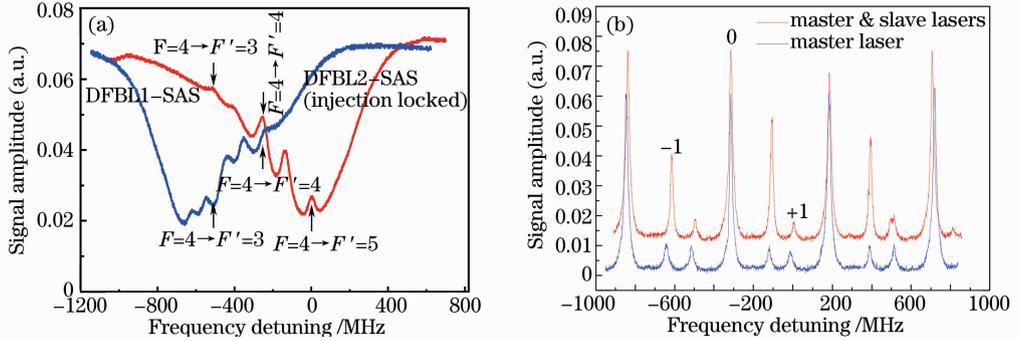


图 4 被动激光器被主激光器-1 级边带注入锁定后信号。(a) 主激光器与被动激光器的饱和吸收谱; (b) 主激光器和被动激光器经 F-P 腔后的透射信号

Fig. 4 Signals of the DFBL2 after it has been optically injection-locked by the -1 order side-band of the master laser.

(a) SAS of the master and slave lasers; (b) confocal F-P cavity transmission signal of master and slave lasers

2.3 拍频实验证实两套激光系统的相位相干性

用拍频法测量两束 Raman 光之间的相对线宽。图 5(a)是 2.1 节中主激光器和被动激光器之间的拍频,因被动激光器本身主峰和边带之间频差为 9.193 GHz,所以拍频实验时把主激光器正频移了 100 MHz,那么主激光器和被动激光器主峰之间拍频在 9.293 GHz 处,以区别 9.193 GHz 处被动激光器主峰和边带拍频。在图 5(a)中,3 dB 线宽(约 1.02 Hz)其远小于 ECDL 的线宽 500 kHz,这说明

两束光已经实现相位锁定。图 5(b)是 2.2 节中未调制的主激光器的光和被调制后主激光器-1 级边带注入锁定的被动激光器的拍频结果,从图 5(b)可以看出两激光器之间频差为 9.193 GHz,所以拍频在 9.193 GHz 处。两台独立运转时线宽约 3 MHz 的 DFBL 经注入锁定后的相对线宽约 1 Hz(受限于谱仪的分辨带宽,VBW 表示视频带宽,RBW 表示分辨率带宽),表明二者之间已实现光学相位锁定,可以满足受激 Raman 跃迁过程的要求。

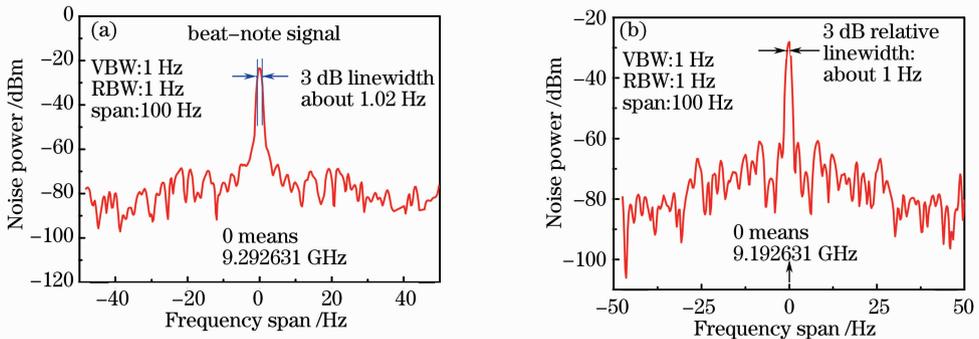


图 5 拍频实验测量了 Raman 光的相对线宽。(a) 由直接电流调制加光学注入锁定的方式产生 Raman 激光的拍频实验结果;(b) 用 EOM 调制产生边带再注入锁定另外一台激光器产生 Raman 激光的拍频实验结果

Fig. 5 Relative line-widths of the master and slave lasers is measured by beat-note experiment. (a) Beat-note result of master and carrier of slave lasers by directly optical injection locking method; (b) beat-note result of master and slave lasers by modulatin of EOM

2.4 两套系统的优缺点

在所述的两套实验系统中,都产生了频差为 9.193 GHz 且相位差恒定的大失谐 Raman 光束,通过拍频实验得知两套系统的相对相位起伏都远小于激光器本身的线宽。在 2.1 节的方案中,直接用 9.193 GHz 的 RF 信号调制被动激光器的电流时,调制度非常低,是因为半导体激光器的弛豫振荡频率约为 3 GHz 时,只需要 1% 的调制边带以使主激光器注入锁定被动激光器的边带模。缺点是被动激光器输出的光有三种频率成分,主峰和 +1 级边带

是受激拉曼过程需要的成分,−1 级边带占总功率的 1%~2%,并且远失谐于这两束 Raman 光,所以对实验影响不大。在 2.2 节的方案中,被动激光器频率成分单一,并且主激光器可实现连续 0.7 nm 的扫描,有利于激光器的偏频锁定。

对半导体激光器的电流进行频率调制和对激光进行 EOM 调制时,会导致输出激光频率的调制,一个频率受到调制的光场可用一级贝塞尔函数 $J_l(\beta)$ 表示,即可以得到频率调制光场:

$$E = J_0(\beta)E_0 \sin(\omega_0 t) + \{J_1(\beta)E_0 \sin[(\omega_0 + \omega_m)t] - J_1(\beta)E_0 \sin[(\omega_0 - \omega_m)t]\} + \dots + J_l(\beta)E_0 \sin[(\omega_0 + l\omega_m)t] + (-1)^l J_l(\beta)E_0 \sin[(\omega_0 - l\omega_m)t]. \quad (1)$$

其±1 级边带系数相反,具有 π 相位差。在 2.1 节的方案中,被动激光器的 +1 级边带被主激光器注入锁定,因此主激光器的光和被动激光器的主峰之间有相同的相位。在 2.2 节的方案中,EOM 调制后的 −1 级边带注入锁定被动激光器,所以主激光器和被动激光器之间有 π 相位差。在文献 [4–5] 中,都是利用±1 级边带,因此两束 Raman 光有 π 相位差,这充分说明了相差 π 相位的光可以用于原子基态的相干操控。下面在实验上验证这种相位的差别对 Cs 原子基态相干操控的影响。

3 Raman 光的大失谐锁定及其在 Cs 原子基态相干操控中的应用

3.1 双光子共振单光子大失谐的激光锁频方法

利用控温标准具(F-P 标准具)来实现激光器频率偏离原子跃迁线时的频率锁定。标准具由一块两端面平行且具有高反射率的玻璃(或石英)构成的干涉装置,其在分析光的模式、高精度探测以及窄带滤波器^[13,21–22]等方面有广泛的应用。控温标准具材料为优质 K9 光学玻璃,对 852 nm 的折射率为 1.509,标准具的直径约 20 mm,两通光表面的面型小于 $\lambda/10$,表面粗糙度 $R_a < 0.002 \mu\text{m}$,平行度小于 $1''$,膨胀系数 $\alpha = 8.7 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$,厚度为 5.433 mm,理论计算其自由光谱区大小为 18.4 GHz。随着温度的变化,标准具的厚度会发生变化,如图 6 所示,温度变化 $\Delta T = 6.77 \text{ }^\circ\text{C}$,对应标准具的一个自由光谱区 18.4 GHz,估算的失谐量 $\Delta\nu$ 随温度 T 变化关系为 2714 MHz/ $^\circ\text{C}$ 。图 6(b)是图 6(c)中最左边的点对应的温度时偏振光谱和标准具透射峰的情形,即标准具的透射峰中心对

准 $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=2)$ 的超精细跃迁线,图 6(c)中的其他点也是通过改变标准具的温度,使对齐不同的超精细跃迁线时得到的温度值。把标准具的透射峰分别对准激光器的饱和吸收谱的不同透射峰,得到如图 6(c)所示的频率随温度的变化关系,通过线性拟合,失谐量随温度的变化关系为 2697 MHz/ $^\circ\text{C}$,与通过自由光谱区估测的值 2714 MHz/ $^\circ\text{C}$ 相差不大。为了实现大频差锁定,先找出主激光器扫描出饱和吸收谱时标准具对应的温度,然后根据所需的失谐量改变控温标准具的温度,再调节主激光器的电流使标准具再次出现透射峰,然后把激光器锁定到标准具的透射峰上。图 6(d)是把标准具的温度调至 27.516 $^\circ\text{C}$,失谐量大概是一 10 GHz 时,激光器锁定到标准具透射峰上与解锁时频率起伏的对比,可以看出锁定后激光器频率起伏比解锁时得到明显压窄。

3.2 利用大失谐 Raman 激光实现单个 Cs 原子基态之间的 Rabi 振荡

实验上已经在磁光阱(MOT 即大梯度磁场与三维空间中的三对两两对射的光场的交汇区域)俘获单原子并装载到远失谐的偶极阱(FORT)中。利用光抽运的方案完成了囚禁在远失谐光学偶极力阱中的单个 Cs 原子量子态的制备,原子在 $6S_{1/2}(F=4)$ 的超精细态上的寿命有 5.4 s。在此基础上,选择量子化轴磁场(由 Coils 产生)平行于光学阱的方向,抽运光为线偏振的 π 光,偏振方向平行磁场方向,单原子的荧光信号经透镜系统收集后,经过 852 nm 的干涉滤光片(IF)滤去杂散光最后经雪崩光电二极管(APD)探测单原子信号[如图 7(a)所示,HT 表示高透射率,HR 表示高反射率]。为了

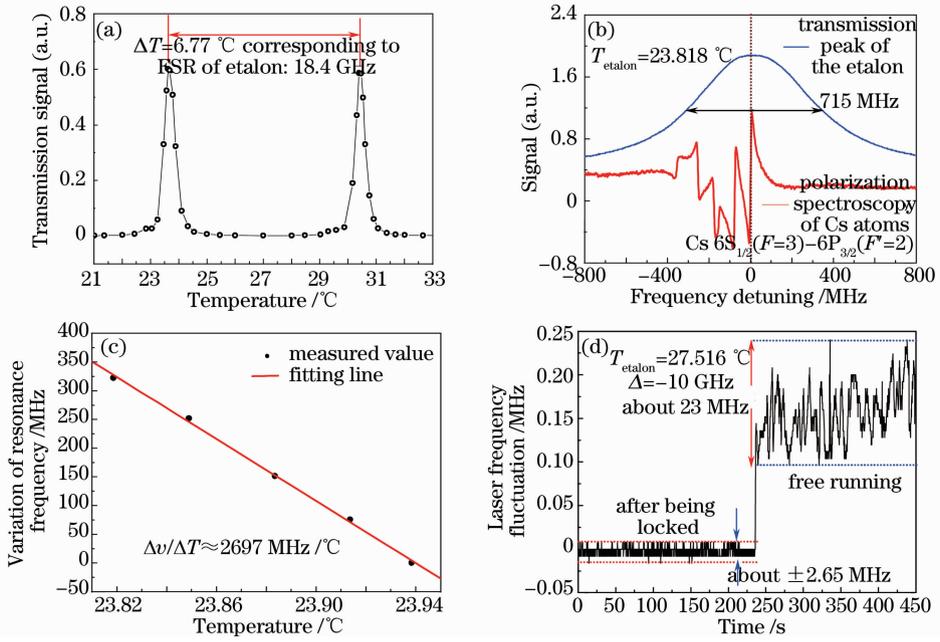


图 6 (a) 固定激光器波长时, 改变控温标准具的温度值得到的透射曲线; (b) 通过改变控温标准具的温度, 激光器同时扫描出 Cs 原子偏振光谱和标准具透射峰; (c) 控温标准具共振频率随温度的变化的关系; (d) 主激光器锁定于相对 D2 跃迁线 -10 GHz 处

Fig. 6 (a) Transmission peaks of the temperature-controlled etalon when the wavelength of the laser is fixed; (b) by changing the temperature of etalon, the laser can sweep out the transition polarization spectroscopy and the transition peak of etalon at the same time; (c) relationship between temperature and resonance frequency of etalon; (d) master laser is locked to -10 GHz detuning from the D2 line

演示量子比特的量子特性, 需要对其进行任意量子叠加态操控。选择 $|1\rangle = |F=4, m_F=0\rangle$ 和 $|0\rangle = |F=3, m_F=0\rangle$ 分别作为量子比特的两个逻辑量子态基矢, 采用双光子 STIRAP 来操控原子实现量子比特的反转[图 7(b)]。首先利用光抽运的方法初始化原子在 $|1\rangle$ 态, 选取合适 STIRAP 光光强, 利用时序控制 $\pi/2$ 的激光脉冲激发原子, 实现量子比特的反转; 然后利用态选择探测方案对反转型量子比特态进行识别探测; 最后保持 STIRAP 光光强不变,

改变脉冲宽度产生任意的 $n\pi$ 或者 π/n 脉冲激发量子比特, 实现量子比特的相干操控^[4-5]。但是 Raman 散射会造成超精细基态的退相干, Ramsey 谱是测量量子比特的退相干时间的有效工具。通过态选择探测方案测量两个相距为 t 的 $\pi/2$ 脉冲光在 $|1\rangle$ 或 $|0\rangle$ 的布居数。以脉冲作用时间 t 为横坐标, 以原子在某个超精细态的几率为纵坐标, 可以得到 Ramsey 光谱, 进而得到退相干时间 T_2 。这是判断原子相干叠加态制备效果的一个重要标志。

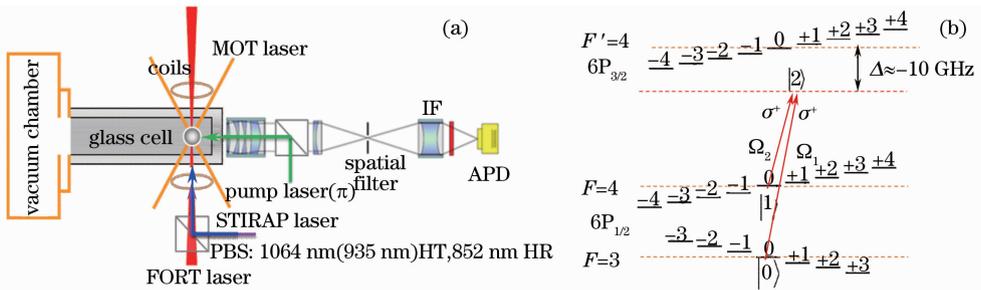


图 7 (a) 实现 Cs 原子基态相干操控的示意图; (b) Cs 原子双光子 STIRAP 过程, Ω_1, Ω_2 为实验上制备的双光子共振单光子大失谐的 Raman 光

Fig. 7 (a) Schematic diagram for the fast ground states manipulation of two hyperfine ground states; (b) two-photon STIRAP process for Cs atom, Ω_1, Ω_2 are the Raman lasers with two-photon detuning of zero but one photon detuning of -10 GHz

4 结 论

通过光学注入锁定的方案分别以直接电流调制被动激光器和 EOM 调制的方式制备了驱动 Cs 原子基态与激发态的三能级 Λ 型 STIRAP 过程所需要的 Raman 光,通过 SAS 和 F-P 腔进一步监视了注入锁定的情况,通过拍频实验证明了两束光的相位相干性。通过测量控温标准具的频率随温度的变化关系,把激光器锁定到了离 D2 跃迁线负失谐 10 GHz 处,实现了 Raman 光的大频差锁定。结合实验室已经制备的稳定的长寿命单原子源,把 Raman 光系统应用到单原子上,以完成 Cs 原子基态的相干操控并测量其基态之间的 Rabi 振荡曲线。在此基础上进一步研究引起原子基态之间退相干的机制,从而为实现单原子的量子比特奠定基础。

参 考 文 献

- 1 E L Raab, M Prentiss, A Cable, *et al.*. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 59(23): 2631–2634.
- 2 J He, J Wang, B D Yang, *et al.*. Single atoms transferring between a magneto-optical trap and a far-off-resonance optical dipole trap[J]. *Chin Phys B*, 2009, 18(8): 3404–3408.
- 3 J He, B D Yang, T C Zhang, *et al.*. Efficient extension of the trapping lifetime of single atoms in an optical tweezer by laser cooling[J]. *Physica Scripta*, 2011, 84(2): 025302.
- 4 D D Yavuz, P B Kulatunga, E Urban, *et al.*. Fast ground state manipulation of neutral atoms in microscopic optical traps[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(6): 063001.
- 5 M P A Jones, J Beugnon, A Gaëtan, *et al.*. Fast quantum state control of a single trapped neutral atom[J]. *Phys Rev A*, 2007, 75(4): 040301.
- 6 D P Divincenzo. The physical implementation of quantum computation[J]. *Fortschr Phys*, 2000, 48(9-11): 771–783.
- 7 T Wilk, A Gaëtan, C Evellin, *et al.*. Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(1): 010502.
- 8 L Isenhower, E Urban, X L Zhang, *et al.*. Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(1): 010503.
- 9 R Wynands, A Nagel. Precision spectroscopy with coherent dark states[J]. *Appl Phys B*, 1999, 68(1): 1–25.
- 10 P Bouyer, T L Gustavson, K G Haritos, *et al.*. Microwave signal generation with optical injection locking[J]. *Opt Lett*, 1996, 21(18): 1502~1504.
- 11 S E Park, T Y Kwon, H S Lee. Production of Raman laser beams using injection-locking technique[J]. *IEEE Trans Instrum Meas*, 2003, 52(2): 277–279.
- 12 K Szymaniec, S Ghezali, L Cagnet, *et al.*. Injection locking of

- diode lasers to frequency modulated source[J]. *Opt Commun*, 1997, 144(1-3): 50–54.
- 13 Li Zhuoheng, Li Gang, Zhang Yuchi, *et al.*. Generation of Raman laser for STIRAP of Cs atom[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(1): 0102002.
李卓恒, 李刚, 张玉驰, 等. 用于铯原子受激拉曼绝热输运过程的光源的产生[J]. *光学学报*, 2011, 31(1): 0102002.
- 14 Zhang Yongzhi, Li Zhixin, Yan Xiaojuan, *et al.*. Optimization of frequency modulation spectral lineshape influenced by the residual amplitude modulation based on the low frequency control of electro-optic modulator[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(3): 0330001.
张永智, 李志新, 闫晓娟, 等. 电光调制器低频控制对受残余幅度调制影响的频率调制光谱线型优化研究[J]. *光学学报*, 2012, 32(3): 0330001.
- 15 J Ringot, Y Lecoq, J C Garreau, *et al.*. Generation of phase-coherent laser beams for Raman spectroscopy and cooling by direct current modulation of a diode laser[J]. *Eur Phys J D*, 1999, 7(3): 285–288.
- 16 J Kitching, H G Robinson, L Hollberg, *et al.*. Optical-pumping noise in laser-pumped, all-optical microwave frequency references[J]. *J Opt Soc Am B*, 2002, 18(11): 1676–1683.
- 17 Zhao Jiangyan, Yang Baodong, He Jun, *et al.*. Characteristics of the grating external-cavity diode laser under GHz radio-frequency modulation[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2009, 15(1): 84–90.
赵江艳, 杨保东, 何军, 等. 光栅外腔半导体激光器 GHz 射频调制特性研究[J]. *量子光学学报*, 2009, 15(1): 84–90.
- 18 Zhou Huijuan, Chen Mo, Yao Qiong, *et al.*. Characteristics of distributed feedback semiconductor laser injection locking and applications to optical fiber sensing[J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(7): 0705002.
周会娟, 陈默, 姚琼, 等. 分布反馈半导体激光注入锁定及其光纤传感应用[J]. *中国激光*, 2011, 38(7): 0705002.
- 19 W T Diao, J He, Z Liu, *et al.*. Alternative laser system for cesium magneto-optical trap via optical injection locking to sideband of a 9-GHz current-modulated diode laser[J]. *Opt Express*, 2012, 20(7): 7480–7487.
- 20 Liang Qiangbing, Liu Tingting, Diao Wenting, *et al.*. Generation of the moderate-output-power, phase-locked two-color lasers with large frequency difference[J]. *J Shanxi University (Natural Science Edition)*, 2013, 36(2): 196–203.
梁强兵, 刘婷婷, 刁文婷, 等. 中等输出激光功率且位相锁定的大频差双色激光系统[J]. *山西大学学报(自然科学版)*, 2013, 36(2): 196–203.
- 21 Zhang Jun, Yang Yong, Cheng Xuewu, *et al.*. Application of K-FADOF in solar high-resolution observation[J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(8): 0808003.
张俊, 杨勇, 程学武, 等. 钾原子滤波器在太阳高分辨率观测中的应用[J]. *中国激光*, 2012, 39(8): 0808003.
- 22 Wang Guocheng, Sun Dongsong, Du Hongliang, *et al.*. Analysis of Doppler wind lidar detecting data based on Fabry-Perot etalon[J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(3): 0314002.
王国成, 孙东松, 杜洪亮, 等. 基于法布里-珀罗标准具的测风激光雷达探测数据分析[J]. *中国激光*, 2011, 38(3): 0314002.

栏目编辑: 王晓琰