

用于铯原子内态操控的双光子拉曼激光的产生及应用

王志辉 田亚莉 李刚 张天才

Generation and application of two-photon Raman laser for manipulation of internal state of Cs atom

Wang Zhi-Hui Tian Ya-Li Li Gang Zhang Tian-Cai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 184209 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.184209

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184209>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

多横模垂直腔面发射激光器及其波长特性研究

Multi-transverse-mode and wavelength split characteristics of vertical cavity surface emitting laser

物理学报.2015, 64(16): 164203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164203>

基于半导体环形激光器的高速双向双信道混沌保密通信

High speed bidirectional dual-channel chaos secure communication based on semiconductor ring lasers

物理学报.2015, 64(15): 154205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154205>

243 nm 稳频窄线宽半导体激光器

A narrow linewidth diode laser at 243 nm

物理学报.2015, 64(13): 134205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134205>

双路激光混沌复用系统的混沌同步及安全性能研究

Performance of chaos synchronization and security in dual-chaotic optical multiplexing system

物理学报.2015, 64(12): 124206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124206>

有机激光材料及器件的研究现状与展望

Current research and future development of organic laser materials and devices

物理学报.2015, 64(9): 094202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094202>

用于铯原子内态操控的双光子拉曼激光的产生及应用*

王志辉 田亚莉 李刚[†] 张天才

(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, 太原 030006)

(2015年3月26日收到; 2015年5月5日收到修改稿)

双光子拉曼过程是一种有效制备和控制原子内态的方法, 在原子内态操控和基于原子的量子信息处理中具有重要意义. 研制用于特定原子的拉曼激光是实现该过程的重要一步. 报道了利用光纤波导相位调制器及滤波器等实现用于铯原子内态操控的拉曼激光的方法, 并成功用于单个铯原子的内态精密操控. 通过4.6 GHz的微波信号源直接驱动波导相位调制器高效地获得光场的调制边带, 并利用自由光谱区为9.19 GHz的法布里-珀罗腔将载波及二阶边带滤掉, 获得了频率精确、相差9.19 GHz的拉曼激光. 经过基于光纤振幅调制器的功率稳定系统, 最终可以获得总功率为73 μW 、长时间内波动为2.2%的拉曼激光束, 并将此光束用于激发单个铯原子, 实现了 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ 和 $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$ 之间的可控拉比操作.

关键词: 双光子拉曼过程, 拉曼激光, 光纤波导相位调制器, 干涉滤波器

PACS: 42.55.Px, 42.55.Ye, 42.60.By

DOI: 10.7498/aps.64.184209

1 引言

激光冷却和俘获的中性原子系统背景干净、能级结构简单、寿命较长, 相比于其他的系统更有利于其保持内态的相干性, 并可利用与外界光场和磁场的相互作用, 实现原子内态的操控和测量^[1-5]. 因此, 中性原子系统可以用作量子信息的存储和处理单元, 光场则用于量子信息中快速高效的读取和传递^[6,7]. 随着冷原子技术的发展, 中性原子的相干操控和退相干机理的研究成为演示原子的分子量子调控的重要平台, 是目前实验研究的一个热点^[1-5]. 在众多原子内态操控方案中^[1-5,8,9], 双光子拉曼过程^[3-5]应用广泛, 为原子的分子量子态的制备、操控和测量提供了有效的方法. 双光子拉曼过程利用两束双光子跃迁共振、单光子跃迁大失谐的光脉冲作用于原子, 通过改变脉冲

宽度可以实现原子内态操控, 是目前原子内态操控的基本方法. 2006年, Saffman小组^[3]利用双光子拉曼过程对偶极阱中俘获的单个 ^{87}Rb 实现了频率为1.36 MHz的拉比振荡. 2007年, Grangier小组^[4]也对亚微米尺度光学阱中单个 ^{87}Rb 实现了频率为6.7 MHz的拉比振荡, 并用自旋回波技术获得了34 ms的退相干时间. 虽然Meschede小组^[1,2]早在2003年就利用微波驱动超精细态跃迁实现了操控基态原子, 但是微波场的空间覆盖面太大, 单独无法实现扩展的量子系统的寻址; 另一方面, 由于原子的磁跃迁强度相对较小, 实现快速的量子操控具有一定难度. 拉曼激光则能够方便地通过空间模式的变换实现扩展量子系统的寻址, 并且通过提高光功率密度实现快速的量子操控速度. 鉴于此, 高效便捷地产生拉曼激光成为原子量子调控的重要部分.

以中性铯原子(^{133}Cs)钟态($|6S_{1/2}, F = 4,$

* 国家自然科学基金(批准号: 11125418, 91336107, 61275210, 61227902)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921601)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: gangli@sxu.edu.cn

$mF = 0$) 和 $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$) 之间的相干操控为例, 其双光子拉曼操控过程要求两束位相锁定并且频率差严格等于原子钟态跃迁频率(约 9.19 GHz)的激光. 目前人们主要利用三种方法来产生拉曼激光: 1) 利用声光(电光)调制器直接对激光进行调制^[10-12]; 2) 直接对半导体激光器^[13,14]进行电流调制^[15,16]; 3) 不同激光器的位相锁定^[17,18]. 相对于第三种方法, 前两种方法产生的系统简单, 易于实现. 我们采用方案 1, 获得了总功率为 73 μW 、波动为 2.2% 的拉曼激光, 测量了相应的拉曼谱并实现了频率为 153 kHz 的铯原子基态拉比操控. 相比于目前已经报道的系统, 该系统结构简单, 功率稳定性好, 拉曼光频率差容易调节, 不需要频率锁定, 可推广应用到铷原子等其他原子系统.

2 理论分析

^{133}Cs 钟态 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ 和 $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$ 在弱磁场中一阶塞曼频移为零, 是量子比特的良好载体. 本文中我们定义 $|0\rangle \equiv |6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ 和 $|1\rangle \equiv |6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$. 双光子拉曼操控通常选择单光子跃迁强度较大的 $6P_{1/2}$ 或者 $6P_{3/2}$ 作为中间态, 这里我们选择跃迁强度更大的 $6P_{3/2}$ 作为中间态. 图 1(a) 显示的是和 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$, $|6S_{1/2}, F = 3,$

$mF = 0\rangle$ 态作用的 $6P_{3/2}$ 态中的超精细能级及其跃迁矩阵元, 为了获得最大的拉曼跃迁频率, 我们选择跃迁更强的 $|6P_{3/2}, F = 4, mF = +1\rangle$ 和 $|6P_{3/2}, F = 3, mF = +1\rangle$ 态. 一般双光子跃迁的 Λ 型三能级系统中, 基态之间的双光子拉比频率可表示为^[3]

$$\Omega = \frac{\Omega_0\Omega_1}{2\Delta}, \quad (1)$$

其中, Ω_0, Ω_1 分别为两个基态 $|0\rangle|1\rangle$ 与激发态之间的拉比频率, Δ 为拉曼光的单光子失谐. 在本文讨论的这种情况下, 与基态耦合的激发态有两个, 则基态之间的双光子拉比频率为

$$\Omega = \frac{\Omega_{04}\Omega_{14}}{2\Delta_4} + \frac{\Omega_{03}\Omega_{13}}{2\Delta_3}, \quad (2)$$

其中, Ω_{04}, Ω_{14} 分别为基态和 $|6P_{3/2}, F = 4, mF = +1\rangle$ 之间的拉比频率, Δ_4 为相应的单光子失谐; Ω_{03}, Ω_{13} 分别为基态和 $|6P_{3/2}, F = 3, mF = +1\rangle$ 之间的拉比频率, Δ_3 为相应的单光子失谐. 若 $\Delta_3 \approx \Delta_4 \gg \Delta_{\text{hf}}$, Δ_{hf} 为 $6P_{3/2}$ 的超精细分裂, 则(2)式可简化为

$$\Omega = \frac{\Omega_{04}\Omega_{14} + \Omega_{03}\Omega_{13}}{2\Delta}, \quad (3)$$

其中 $\Delta \cong \Delta_3 \cong \Delta_4$.

对于功率为 $P/2$ 、腰斑尺寸为 ω 的抽运光, 其与铯原子跃迁 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle \leftrightarrow |6P_{3/2}, F = 4, mF = 1\rangle$ 耦合时的拉比频率可表示为

$$\Omega_{44} = \frac{-\hat{d}_{44} \cdot \hat{E}_p}{\hbar} = \frac{-d_{44}P \cos \theta}{\hbar\pi\omega^2}, \quad (4)$$

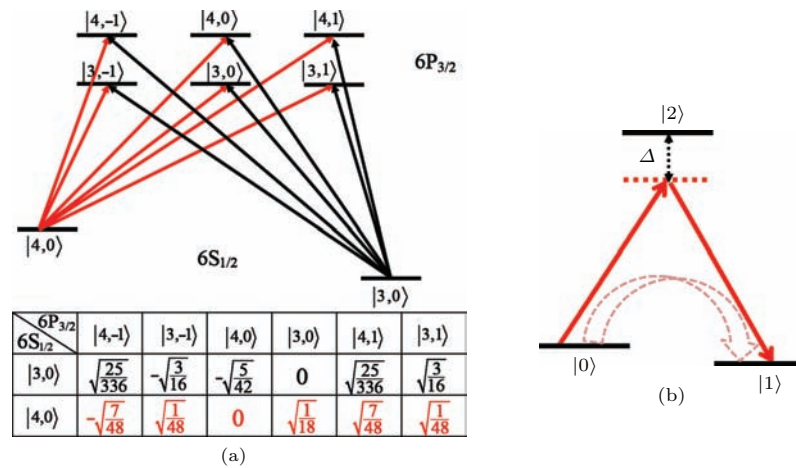


图 1 (网刊彩色)(a) 与铯原子 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$, $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$ 态作用的 $6P_{3/2}$ 态中的超精细能级及其跃迁矩阵元; (b) 双光子拉曼过程的布居数转移示意图

Fig. 1. (color online) (a) Energy levels of Cesium $6S_{1/2}$ and $6P_{3/2}$ states and the corresponding dipole matrix elements relevant to the two-photon Raman process between ground states $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ and $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$; (b) schematic of the population transfer between $|0\rangle$ and $|1\rangle$ in a two-photon Raman process.

其中, d_{44} 是从 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ 到 $|6P_{3/2}, F = 4, mF = 1\rangle$ 的跃迁偶极距, w 是拉曼光的腰斑, θ 为跃迁偶极距与抽运光电场矢量振动方向的夹角. 当与原子相互作用的两束拉曼光路径重合时, (3) 式可表示为

$$\Omega = \frac{(d_{44}d_{34} + d_{43}d_{33})P^2}{2\hbar\pi w^2\Delta}. \quad (5)$$

由此可以看出, 双光子拉曼跃迁频率受到拉曼光的功率起伏的影响. 如果原子初始态为 $|1\rangle$, 拉曼光在双光子共振的情况下和原子作用时, 原子在 $|1\rangle$ 态的布居数随脉冲长度的变化关系为

$$P_{C1} = \sin^2(\Omega t/2). \quad (6)$$

当 $\Omega t = \pi$ 时, 即拉曼脉冲为 π 脉冲时, 原子被完全转移至 $|1\rangle$ 态. 由 (5) 和 (6) 式我们可以得出原子布居数转移效率受拉曼光功率起伏的影响, 如图 2 所示. 由图 2 可以看出, 要得到 99% 的原子转移效率, 拉曼光的功率波动需小于 3.2%.

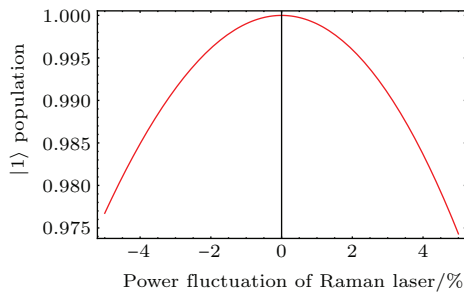


图 2 原子布居数转移效率受拉曼光功率起伏的影响
Fig. 2. The dependence of transfer efficiency on power fluctuation of Raman laser.

此外, 在双光子拉曼过程中原子对拉曼光的拉曼散射也会导致原子转移效率的下降. 当拉曼光与原子作用的单光子失谐为 Δ 时, 原子对光场的拉曼

散射率可表示为^[19]

$$\Gamma_{sc} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^2} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I_0, \quad (7)$$

其中, Γ 是中间态的自然线宽, ω_0 是基态到中间态的跃迁频率, I_0 是拉曼光的腰斑处最大光强, Δ 是单光子失谐. 由此可以看出, 大的单光子失谐有利于减小拉曼光的散射, 提高原子的转移效率. 由 (1) 式可知单光子失谐越大, 原子的转移速度就越慢. 为了兼顾二者, 我们在实验中产生了总功率为 $73 \mu\text{W}$ 、腰斑为 $20 \mu\text{m}$ 的拉曼光, 采用前面所述的能级结构并选择 -40 GHz 的单光子失谐, 可获得 150 kHz 左右的原子拉比频率, 此时原子对拉曼光的散射率仅为 117.3 s^{-1} .

3 实验装置与结果

实验上产生拉曼光的装置如图 3 所示. 分布式布拉格反射 (DBR) 激光器产生中心波长为 852 nm 的激光, 耦合进光纤波导相位调制器 (NIR-MPX800-LN-10, Photline). 射频信号发生器 (MG3692 B, Anritsu) 产生 23 dBm , 4.6 GHz 的高频信号驱动相位调制器, 高效调制出一阶边带. 用一个精细度 48, 自由光谱区 9.19 GHz 的法布里-珀罗腔将载波及二阶边带滤掉, 获得两束相位相差 9.19 GHz 的拉曼光. 图 4 (a) 显示的是滤波器的透射峰. 从图中可以得到一级边带占总功率的比约为 66.3%. 将拉曼光通过基于光纤强度调制器的反馈系统抑制其功率波动, 最终可以获得功率为 $73 \mu\text{W}$ 的拉曼光, 测得在 90 min 内功率波动小于 2.2%, 如图 4 (b) 所示. 此光经过基于声光调制器的光开关产生脉宽可控的光脉冲, 最终经单模保偏光纤引导到真空气室中作用于单个原子^[20].

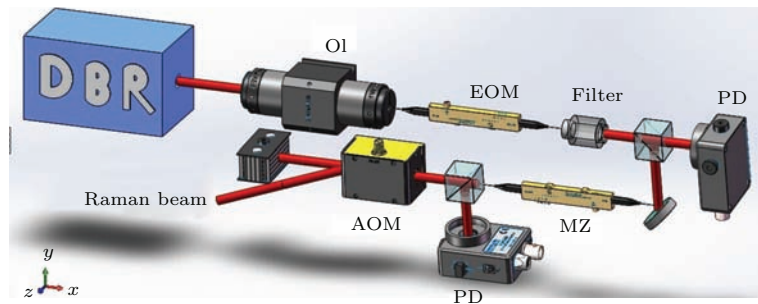


图 3 (网刊彩色) 实验装置 DBR 为中心波长为 852 nm 的 DBR 激光器, OI 为光隔离器, EOM 为光纤光电波导相位调制器, Filter 为干涉滤波器, PD 为光电探测器, MZ 为光纤强度调制器, AOM 为声光调制器
Fig. 3. (color online) Experimental setup. DBR, DBR laser with the wavelength of 852 nm ; OI, optical isolator; EOM, fiber waveguide phase modulator; PD, photoelectric detector; MZ, fiber amplitude modulator; AOM, acousto-optic modulator.

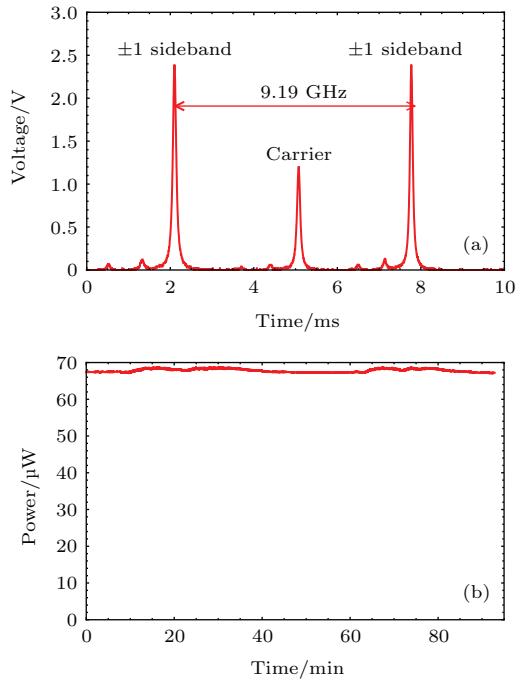


图4 (a) 干涉滤波器的透射峰; (b) 拉曼光的功率 90 min 内波动为 2.2% (在 67 μW 时)

Fig. 4. (a) Transmission peak of interference filter; (b) power fluctuation of Raman laser, a fluctuation of 2.2% in 90 minutes is obtained when power is 67 μW .

4 单原子内态的操控

首先在微米尺度的偶极阱中获得单个原子^[20], 外加 0.9 Gauss 的偏置磁场定义量子化轴. 原子内态的初始化光包括与 $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{1/2}, F = 4\rangle$ 跃迁共振的 π 偏振光, 偏振方向平行于量子化轴, 传播方向与量子化轴垂直. 将此 π 偏振光和磁光阱的再抽运光同时作用于原子, 由于 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle \rightarrow |6P_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ 是偶极禁戒跃迁, 所以原子会在 $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ 上累积, 最终全部布居在这个态上, 实现原子内态的初始化.

拉曼光经格兰泰勒棱镜起偏后通过 $\lambda/4$ 波片形成偏振为 σ^+ 的圆偏光, 光斑经焦距为 75 mm 的复合透镜聚焦到 20 μm , 最终平行于量子化轴作用于原子, 并调节使拉曼光的腰斑位置与偶极阱重叠. 实验首先通过扫描抽运光和斯托克斯光 (Stokes light) 之间的频率差测量了钟态跃迁的拉曼谱, 如图 5 所示. 从图 5 中可以看出, 当拉曼光频率差为 $9.192549800 \text{ GHz} \pm 4.4 \text{ kHz}$ 时, 拉曼光与原子钟跃迁双光子共振, 此频率与自由空间原子的钟跃迁频率 9.192631770 GHz , 相差 $-82 \text{ kHz} \pm 4.4 \text{ kHz}$,

导致这一差别主要有四个原因: 1) 偶极光对铯原子基态的交流 Stark 频移不同; 2) 拉曼光脉冲对铯原子基态的交流 Stark 频移不同; 3) 偏置磁场对钟跃迁基态的频移不同; 4) 射频信号发生器未校准, 与频率标准有一定的频率偏差. 在本文的实验中, 1064 nm 的偶极光功率为 12.8 mW, 在腰斑半径为 2.1 μm 时造成的铯原子基态交流 Stark 频移之差的理论值为 -2.4 kHz . 852 nm 的拉曼光脉冲功率为 73 μW , 在腰斑半径为 20 μm 时造成的铯原子基态交流 Stark 频移之差的理论值为 -134.5 kHz . 在 0.9 Gauss 的偏置磁场下, 钟跃迁的频率偏移为 346 Hz. 在综合考虑上述修正的情况下, 测量值仍与标准值有 54 kHz 的误差, 主要为射频发生器与频率标准的频率的偏差.

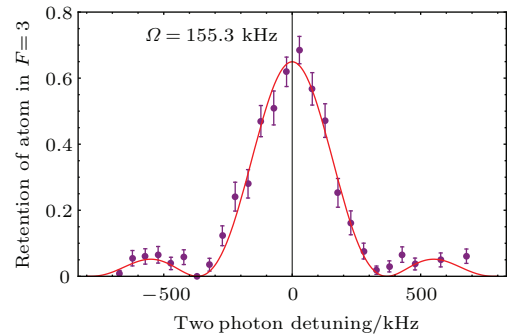


图5 拉曼光谱 双光子共振时拉曼光频率差为 9.192549800 GHz , 图中实心圆点是实验测量值, 每个点是 50 次有效实验测量值的平均, 红线是拟合曲线

Fig. 5. The Raman spectroscopy. The two-photon resonance frequency is 9.192549800 GHz . The round points with error bars are experimental data. Each data point is obtained by the statistic over more than 50 samples and the range of error bars shown here is $\pm\sigma$. The red curve is the theoretical fitting.

随后我们将拉曼光之间的频率稳定在双光子共振处, 通过改变拉曼光脉冲的长度可实现原子在钟态之间的连续转移, 实验结果如图 6 所示. 可以看出, 通过此拉曼光场能够获得铯原子钟态的有效操控. 图中拟合得到的转移频率为 153 kHz, 最大转移效率为 0.75. 对应于 73 μW 的拉曼光, 当其光斑大小为 20 μm 、失谐为 40 GHz 时, 由 (3) 式给出的理论计算的转移频率为 150 kHz, 与实验值基本相同. 0.75 的转移效率与理论值 0.99 相差很大, 主要原因是: 1) 原子的初始化效率不高, 需要通过优化初始化光场和偏置磁场进一步提高; 2) 多种原因引起的铯原子钟态的不稳定, 如原子在偶极阱中运动引起的光频移变化、偶极光功率的起伏和指向性

波动、外界磁场的起伏等，原则上这些因素可以通过反馈、改善实验运行环境等方式进一步减弱。

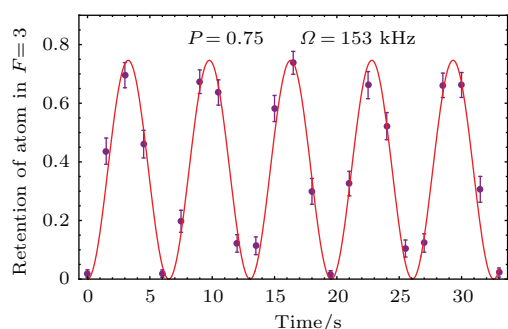


图6 铯原子布居数在 $6S_{1/2}|F = 4, mF = 0\rangle$ 和 $|F = 3, mF = 0\rangle$ 之间发生拉比振荡 图中实心圆点是实验测量值, 每个点是50次有效实验测量值的平均, 红线是拟合曲线

Fig. 6. Rabi flopping between Cesium $6S_{1/2}|F = 4, mF = 0\rangle$ and $|F = 3, mF = 0\rangle$ states. The round points with error bars are experimental data. Each data point is obtained by the statistic over more than 50 samples and the range of error bars shown here is $\pm\sigma$. The red curve is the corresponding sine wave fitting.

5 结论与展望

本文报道了利用光纤波导相位调制器调制产生可用于铯原子内态操控的拉曼光产生系统. 该系统产生了功率大于 $70\ \mu\text{W}$ 、功率起伏小于2.2%、脉宽精确可控的拉曼光场, 将此光场作用于俘获的单个铯原子, 测量了铯原子的拉曼光谱并实现了铯原子内态的快速操控. 该系统的特点是采用光纤调制器, 结构紧凑, 简单可靠, 受外部干扰小, 产生的拉曼光频率和功率稳定, 能长期运转. 此系统为实现基于铯原子的量子信息操控和精密测量提供良好的激发光源, 并且此系统可以推广到其他波段, 为其他原子的分子内态操控提供有效手段.

参考文献

[1] Kuhr S, Alt W, Schrader D, Dotsenko I, Miroschnyenko Y, Rosenfeld W, Khudaverdyan M, Gomer V, Rauschenbeutel A, Meschede D 2003 *Phys. Rev. A* **21** 213002

[2] Khudaverdyan M, Alt W, Dotsenko I, Förster L, Kuhr S, Meschede D, Miroschnyenko Y, Schrader D, Rauschenbeutel A 2005 *Phys. Rev. A* **71** 031404

[3] Yavuz D D, Kulatunga P B, Urban E, Johnson T A, Proite N, Henage T, Walker T G, Saffman M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 063001

[4] Jones M P A, Beugnon J, Gaëtan A, Zhang J, Messin G, Browaeys A, Grangier P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 040301(R)

[5] Li G, Zhang S, Isenhower L, Maller K, Saffman M 2012 *Opt. Lett.* **37** 851

[6] Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67

[7] Vo C, Riedl S, Baur S, Rempe G, Dürr S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 263602

[8] Sangouard N, Guérin S, Yatsenko L P, Halfmann T 2004 *Phys. Rev. A* **70** 013415

[9] Jin S Q, Gong S Q, Li R X, Xu Z Z 2004 *Phys. Rev. A* **69** 023408

[10] Li Z H, Li G, Zhang Y C, Zhang P F, Zhao D M, Guo Y Q, Wang J M, Zhang T C 2011 *Acta Optica Sinica* **31** 0102002 (in Chinese) [李卓恒, 李刚, 张玉驰, 张鹏飞, 赵冬梅, 郭龔强, 王军民, 张天才 2011 光学学报 **31** 0102002]

[11] Bouyer P, Gustavson T L, Haritos K G, Kasevich M A 1993 *Opt. Lett.* **18** 649

[12] Szymaniec K, Ghezali S, Coghnet L, Clairon A 1997 *Opt. Commun.* **144** 51

[13] Liu S P, Zhang Y C, Zhang P F, Li G, Wang J M, Zhang T C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 285 (in Chinese) [刘四平, 张玉驰, 张鹏飞, 李刚, 王军民, 张天才 2009 物理学报 **58** 285]

[14] Zhang Y C, Wang X Y, Li G, Wang J M, Zhang T C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2202 (in Chinese) [张玉驰, 王晓勇, 李刚, 王军民, 张天才 2007 物理学报 **56** 2202]

[15] Zhang Y F, Li G, Zhang Y C, Zhang P F, Wang J M, Zhang T C 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104206 (in Chinese) [张艳峰, 李刚, 张玉驰, 张鹏飞, 王军民, 张天才 2011 物理学报 **60** 104206]

[16] Frese D, Ueberholz B, Kuhr S, Alt W, Schrader D, Gomer V, Meschede D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3777

[17] Snadden M J, Clarke R B M, Riis E 1997 *Opt. Lett.* **22** 892

[18] Santarelli G, Clairon A, Lea S N, Tino G 1994 *Opt. Commun.* **104** 339

[19] Grimm R, Weidemüller M 1999 *arxiv: Physics* 9902072

[20] Guo Y Q, Li G, Zhang Y F, Zhang P F, Wang J M, Zhang T C 2012 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **55** 1523

Generation and application of two-photon Raman laser for manipulation of internal state of Cs atom*

Wang Zhi-Hui Tian Ya-Li Li Gang[†] Zhang Tian-Cai

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

(Received 26 March 2015; revised manuscript received 5 May 2015)

Abstract

Two-photon Raman process (TPRP) is an important technique in controlling the atomic internal states. It plays an important role in quantum manipulation and quantum information process. A reliable Raman laser for specific atom is the first step to demonstrate TPRP and quantum manipulation of an atom. In this paper, we theoretically analyze the two-photon Raman process regarding to Cesium “clock states” $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ and $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$, and we obtain the dependences of the corresponding Rabi frequency on one- and two-photon detunings and one-photon Rabi frequencies in a realistic multi-level Cesium atom system. We find that to obtain an atom state flopping efficiency of 0.99 the Raman laser power fluctuation should be controlled to be smaller than 3.2%. We also report our simple experimental Raman laser system for TPRP of Cesium atom based on a fiber waveguide phase modulator. The phase modulator is driven by a 4.6 GHz microwave source and the two first-order sidebands with a frequency difference of 9.19 GHz are filtered out by a Fabry-Pérot cavity with a finesse of 48. After an amplitude-modulator-based intensity stabilization system, a total power of 73 μW with a fluctuation of 2.2% within 90 min is obtained. By applying this Raman laser to a single Cesium atom trapped in a micrometer size far-off resonant trap (FORT), we obtain Raman spectra between Cesium “clock states” $|6S_{1/2}, F = 4, mF = 0\rangle$ and $|6S_{1/2}, F = 3, mF = 0\rangle$. The discrepancy between the two-photon resonance frequency and the defined clock frequency 9.192631770 GHz is due to the differential Stark shifts by FORT beam and Raman beams as well as the inaccuracy of the microwave source. By varying the Raman pulse length we also show the corresponding Rabi flopping with a rate of 153 kHz, which is consistent with the theoretical calculation. The obtained state transfer efficiency of 0.75 is much smaller than theoretical expectation 0.99, which is mainly limited by the state initialization efficiency. The Raman laser system reported in this paper is simple and reliable to realize and it provides a reliable method to manipulate the Cesium internal state. Moreover it could also be easily extended to other system for quantum manipulation of other species of atom.

Keywords: two-photon Raman process, Raman laser, fiber waveguide phase modulator, interference filter

PACS: 42.55.Px, 42.55.Ye, 42.60.By

DOI: 10.7498/aps.64.184209

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11125418, 91336107, 61275210, 61227902) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921601).

[†] Corresponding author. E-mail: gangli@sxu.edu.cn