

铷原子蒸气中超精细基态的双光子相干操控

王晓晨^{1,2}, 蒋小军¹, 赵子豪^{1,2}, 李博^{1,2}, 李萌^{1,2}, 李晓林¹, 钱军^{1*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 二能级量子体系的相干操控对于精密测量和量子信息处理非常重要, 如原子钟、原子干涉仪和量子计算等。在实验上观察到相干微波-射频(MW-RF)场驱动下的铷原子超精细基态的双光子 Rabi 振荡现象。基于塞曼子能级之间热弛豫过程的标定和微波跃迁的测量, 清晰地分辨出叠加有热弛豫过程的原子态布居相干振荡。实验测得并详细讨论了广义 Rabi 频率与中间态失谐和微波/射频功率的关系。当中间态失谐较大时, 实验结果与等效二能级理论模型非常吻合; 但当中间态失谐较小时, 少量原子占据中间态造成实测的 Rabi 频率偏离理论值。这些结果为二能级量子系统的相干操控提供了有力的理论支持。

关键词 原子与分子物理学; Rabi 振荡; 双光子(微波-射频)跃迁; 原子与场相互作用

中图分类号 O562.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.1002001

Two-Photon Coherent Manipulation of Hyperfine Ground States in Rubidium Vapor

Wang Xiaochen^{1,2}, Jiang Xiaojun¹, Zhao Zihao^{1,2}, Li Bo^{1,2},

Li Meng^{1,2}, Li Xiaolin¹, Qian Jun^{1*}

¹Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,

Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract Coherent manipulation of a two-level quantum system is of great significance for the precision measurement and quantum information processing, such as atomic clock, atomic interferometer and quantum computing. Two-photon Rabi oscillations between hyperfine ground states of rubidium atoms simultaneously driven by microwave and radio frequency (MW-RF) fields are experimentally demonstrated. Based on the calibration of the thermal relaxation process and the measurement of the microwave transition between Zeeman sublevels, the coherent oscillations of the atomic population are distinctly distinguished in the thermal relaxation process. Moreover, the dependence of the generalized Rabi frequency on the intermediate state detuning and the power of the MW/RF fields is measured and analyzed in detail. When the intermediate state detuning is large enough, the experimental results are consistent with the equivalent two-level model. Otherwise, the measured Rabi frequency deviates from the theoretical value due to the population of the intermediate state by few atoms. These achievements provide us powerful theoretical support for the coherent manipulation of two-state quantum systems.

Key words atomic and molecular physics; Rabi oscillation; two-photon (MW-RF) transition; atom-field interactions

OCIS codes 020.1335; 020.2930; 020.7490

1 引 言

辐射场与二能级量子体系的相互作用是量子光学研究的最典型范例之一^[1]。二能级体系的相干操

控是实现原子钟^[2-4]、原子干涉仪^[5-6]和量子计算^[7-8]的必备条件。对二能级原子而言, 辐射场作用引起的原子布居相干振荡(Rabi 振荡)直接表现了原子与辐射场之间的相干耦合特性。中性碱金属原子气

收稿日期: 2018-02-26; 修回日期: 2018-04-07; 录用日期: 2018-05-02

基金项目: 国家自然科学基金(91536107, 11774362)、国家重点研发计划(2016YFA0301504)、中国科学院前沿科学重点研究计划(QYZDY-SSW-SLH009)

* E-mail: jqian@siom.ac.cn

体中,常用寿命很长的超精细基态能级构成两个态,它们之间的相干耦合则可用不同方法实现,如直接的微波跃迁^[9-10]、拉曼双光子跃迁^[11-12],以及微波-射频(MW-RF)双光子跃迁等^[13-17]。铷 87 原子基态的 $|F=1, m_F=-1\rangle=|1\rangle$ 和 $|F=2, m_F=1\rangle=|2\rangle$ 都是磁场囚禁态。当偏置磁场 $B_0=0.323\text{ mT}$ 时,二者的一阶塞曼频移相等,二阶塞曼频移差很小,其跃迁频率对磁场变动极不敏感(因此也称为磁不敏态),可作为磁势阱中的原子钟态或量子比特态,以及用于物质波内态干涉^[18]。这两个能级的量子数差 $\Delta m_F=2$,不能直接用微波耦合,要实现 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的跃迁,可以选择微波-射频共同作用的双光子过程。与冷原子相比,在铷泡蒸气的热原子中研究原子内态的相干操纵不需要复杂的激光冷却装置,无需复杂的光路和真空装置,实验系统非常简单。不过由于环境温度较高,伴随相干 Rabi 振荡的同时还存在超精细能级之间的热弛豫过程。因此,在原子布居演化中分辨非相干的热弛豫与相干的 Rabi 振荡两种不同的物理机制对实现高效量子态操控十分必要^[19-20]。

本文在铷 87 原子蒸气中,采用微波-射频双光子跃迁的方式产生超精细基态之间的 Rabi 振荡。首先用暗时间弛豫方法^[21]测量基态原子热弛豫动力学过程,得到热弛豫时间,通过扫描微波频率得到微波跃迁谱,比对微波跃迁共振峰位置得到实际磁场值。在此基础上,同时开启微波和射频产生双光子跃迁,监控 $F=2$ 态原子数变化并扣除热弛豫引起的布居变化,观测到辐射场引起的双光子跃迁 Rabi 振荡。最后对不同中间态失谐、双光子失谐、微波(射频)场参数下 Rabi 振荡动力学过程进行测量和分析。

2 基本原理与实验装置

整个实验系统如图 1 所示,其中图 1(a)为实验装置图。实验能级图见图 1(b),铷 87 原子基态有两个超精细能级 $F=1$ 和 $F=2$,能级差约为 6.8 GHz。在偏置磁场 B_0 的作用下,基态能级简并消除, $F=2$ 有 5 个塞曼子能级, $F=1$ 有 3 个塞曼子能级,相邻子能级间隔为 $7B_0$ [MHz]。 $|F=2, m_F=0\rangle=|3\rangle$ 是双光子跃迁的中间能级。微波耦合 $|1\rangle$ 、 $|3\rangle$ 态(Rabi 频率 Ω_{MW}),射频耦合 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 态(Rabi 频率 Ω_{RF})。微波、射频与基态原子相互作用由哈密顿量描述:

$$H = -\Delta |3\rangle\langle 3| - \delta |2\rangle\langle 2| -$$

$$\left(\frac{\Omega_{\text{MW}}}{2} |1\rangle\langle 3| + \frac{\Omega_{\text{RF}}}{2} |2\rangle\langle 3| + \text{H.c.} \right), \quad (1)$$

式中:中间态失谐 $\Delta=\nu_{\text{MW}}-\nu_{13}$, ν_{MW} 为微波频率, ν_{13} 为 $|1\rangle\leftrightarrow|3\rangle$ 跃迁频率;双光子失谐 $\delta=\nu_{\text{MW}}+\nu_{\text{RF}}-\nu_{12}$,H.c.为厄米共轭项。当 $|\Delta|\gg\Omega_{\text{MW}},\Omega_{\text{RF}}$ 时,原子几乎不会占据 $|3\rangle$ 态。因此绝热消除 $|3\rangle$ 后,体系简化成等效二能级系统,其等效双光子跃迁 Rabi 频率^[22]为

$$\Omega = \frac{\Omega_{\text{MW}} \cdot \Omega_{\text{RF}}}{2\Delta}. \quad (2)$$

双光子失谐非零时,等效二能级中广义 Rabi 频率 Ω' 为

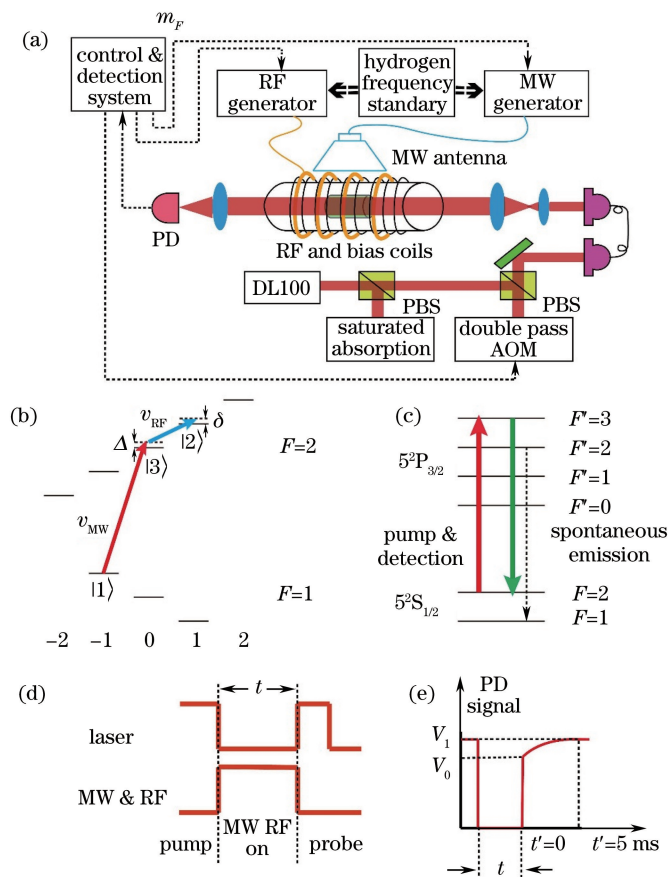
$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}. \quad (3)$$

当初始原子全部在 $|1\rangle$,即布居 $P_1(0)=1$,则经过微波-射频共同作用时间 t 后, $|2\rangle$ 上原子布居数 $P_2(t)$ 为(文中原子态布居均已归一化)

$$P_2(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \Delta^2} [1 - \cos(2\pi \cdot \Omega' \cdot t)], \quad (4)$$

此即表示基态原子双光子跃迁的 Rabi 振荡。

在实验装置图[图 1(a)]中,实验所使用的铷泡为直径 25 mm 的圆柱形玻璃池,除了金属铷蒸气,还充有气压约为 4000 Pa 的氩氦混合缓冲气体,用于减少原子之间碰撞导致的退相干。实验时用两片 TEC 加热铷泡,铷泡内原子蒸气的温度稳定在 $(69\pm 1)\text{ }^\circ\text{C}$ 。铷泡横放在一个圆柱形塑料筒内,筒外围绕两层线圈,分别作为偏置磁场和射频线圈。射频由 Agilent 33250A 信号发生器产生,经过衰减器、放大器后进入射频线圈。微波由 Keysight E8257D 信号发生器产生,经过微波开关、放大器、隔离器进入微波天线,微波天线为角锥型喇叭天线。下文中微波功率 P_{MW} 为进入微波天线前的功率,射频功率 P_{RF} 为进入射频线圈前的功率。为了实现微波与射频的双光子跃迁,微波信号与射频信号必须相干。微波和射频信号发生器由 Vremya-CH 氢钟提供的 10 MHz 信号作为外部参考源,实现两者的相位锁定。氢钟的信号利用调制加载到激光中,通过光纤耦合传递该束激光,尾端利用光电管接收带有调制的激光信号,通过隔直流、滤波和放大,最终作为外部参考源。探测/抽运光如图 1(c)所示,虚线表示 $F'=2$ 到 $F=1$ 的自发辐射跃迁。在初始状态, $F=1$ 和 $F=2$ 均有原子分布,实验需要一束抽运光将原子全部抽运到 $F=1$,以及一束探测光来探测经过微波-射频作用后 $F=2$ 的原子。选择使用



PD: photo detector; PBS: polarizing beam splitter; AOM: acousto-optic modulator; MW: microwave; RF: radio frequency

图 1 实验系统。(a)实验装置图;(b)铷 87 原子基态间的微波-射频双光子跃迁示意图;(c)抽运/探测光能级图;(d)实验时序图;(e) PD 信号。 $t'=0$,微波-射频作用结束立刻打开探测光; $t'=5$ ms,PD 信号从 V_0 上升并稳定在 V_1

Fig. 1 Experimental system. (a) Schematic of experimental setup; (b) schematic of MW-RF two-photon transition between rubidium 87 atomic ground states; (c) atomic levels involved with pump and probe fields; (d) experimental sequence diagram; (e) PD signal. The probe laser is switched on at $t'=0$ immediately after the MW-RF pulse and the PD signal rises from V_0 and approaches to a stable value V_1 at $t'=5$ ms

$5^2S_{1/2}$ ($F=2$)到 $5^2P_{3/2}$ ($F'=3$)共振光作为探测光,为线偏振光。当 $F=2$ 到 $F'=3$ 共振光作用处于 $F=2$ 态的原子时,原子依然有一定的几率(约 $1/1000$)^[23]跃迁到 $F'=2$ 。 $F'=2$ 上通过自发辐射到 $F=1$ 的原子不再被抽运光作用,因此原子最终将全部被抽运到 $F=1$ 上。所以探测光可以同时作为抽运光来简化实验系统。激光由半导体激光器 DL100(TOPTICA 公司)产生,中心波长为 780 nm。通过饱和和吸收法将 DL100 锁频在 $5^2S_{1/2}$ ($F=2$)到 $5^2P_{3/2}$ ($F'=2$)和 $5^2P_{3/2}$ ($F'=3$)的交叉峰,再经过声光调制器移频至 $5^2S_{1/2}$ ($F=2$)到 $5^2P_{3/2}$ ($F'=3$)的共振频率,得到实验所需的 $F=2$ 到 $F'=3$ 的共振光。激光通过光纤经扩束后进入铷泡,光斑直径为 25 mm,光强为 $180 \mu\text{W}$ 。

实验的时序见图 1(d)。首先,打开抽运光,原

子全部被抽运到 $F=1$ 上,由于是热原子且为线偏振光,原子会分布在 $F=1$ 的 3 个塞曼子能级上 ($m_F = \pm 1$ 和 $m_F = 0$);关闭抽运光同时打开微波和射频,在微波-射频双光子的作用下,于特定共振频率处会发生塞曼子能级 $|F=1, m_F = -1\rangle$ 和 $|F=2, m_F = 1\rangle$ 之间的跃迁。经过作用时间 t ,立刻关闭微波和射频并打开探测光进行探测。经过 $t'=5$ ms 的探测时间,光电管信号从 V_0 变化到 V_1 并趋于稳定。探测信号如图 1(e)所示。 $t'=0$,即微波-射频作用刚结束时, $F=2$ 存在原子布居,光电管信号 V_0 反映了原子对光的吸收强度; $t'=5$ ms,光电管信号稳定在 V_1 ,这表明在探测光对原子的抽运作用下, $F=2$ 上已没有原子,即没有光被吸收,光电管信号达到最大且保持稳定。由朗伯-比尔定律可知,在吸收较弱的情况下,光电管初始信号和平衡信号之差

$V_1 - V_0$ 与 $P_2(t)$ 成正比关系, 据此可以得到 $P_2(t)$ 。改变微波-射频的作用时间 t (Rabi 时间), 得到 $P_2(t)$ 的变化曲线, 即双光子 Rabi 振荡。注意到, 探测时由于 $F=2$ 的 5 个塞曼子能级都对光有吸收作用, $P_2(t)$ 是所有 $F=2$ 子能级的原子布居数。由于微波放大器在关闭时存在干扰, $t'=0$ 探测光刚打开时测量值并不准确, 但光探测时 $F=2$ 原子数的变化符合指数衰减的规律, 因此用 $V_1 - V_0 \cdot \exp(-\beta \cdot t')$ 拟合探测过程光电管信号变化, 可以准确得到 $t'=0$ 时 $V_1 - V_0$ 的值。

3 实验结果与讨论

对于图 1(d) 中 t 时间段内微波/射频开启状态的不同, 实验分为如下几个部分: 1) 微波/射频都关闭时的热弛豫过程; 2) 只开启微波时的微波单光子跃迁; 3) 微波/射频都开启时的微波-射频双光子跃迁。下文将依次说明并重点讨论双光子跃迁过程。

首先, 在热原子中研究原子布居数变化, 必须考虑到热弛豫过程。热弛豫又称为纵向弛豫, 它与横向弛豫共同表征外部环境对原子布居的影

响。本文用暗时间弛豫^[21]的方法测量热弛豫时间 τ_{th} , 横向弛豫时间没有进行单独测量, 丁志超等^[24]研究比较了多种横向弛豫时间的测量方法。对于铷 87 原子的基态, $T=342$ K (实验时铷原子的气体温度), 热平衡时原子均匀分布在各个基态子能级上。因为 $F=2$ 态有 5 个塞曼子能级, $F=1$ 态有 3 个塞曼子能级, 所以达到热平衡时 $F=2$ 原子布居数为 $5/8$, $F=1$ 原子布居数为 $3/8$ 。测量没有微波-射频作用时的原子数变化曲线, 一是为了测铷泡基态原子的热弛豫时间 τ_{th} , 其在温度不变时为常数; 二是可以获得 $F=2$ 原子数与光电管信号差的对应关系, 即 $P_2(t)$ 与 $V_1 - V_0$ 的比值。初始抽运光将原子全部制备在 $F=1$ 态上, 关掉抽运光后由于热平衡原子逐渐转移到 $F=2$ 态。改变时间 t (称之为“暗时间”), 当光电管信号 $V_1 - V_0$ 趋于稳定即表明原子态分布达到了热平衡, 此时 $V_1 - V_0$ 值对应于 $P_2(+\infty) = 5/8$ 。测量得到的典型热弛豫过程的原子布居变化如图 2(a) 所示 (本文中原子布居均已作归一化), 拟合得到热弛豫时间为 11.9 ms。

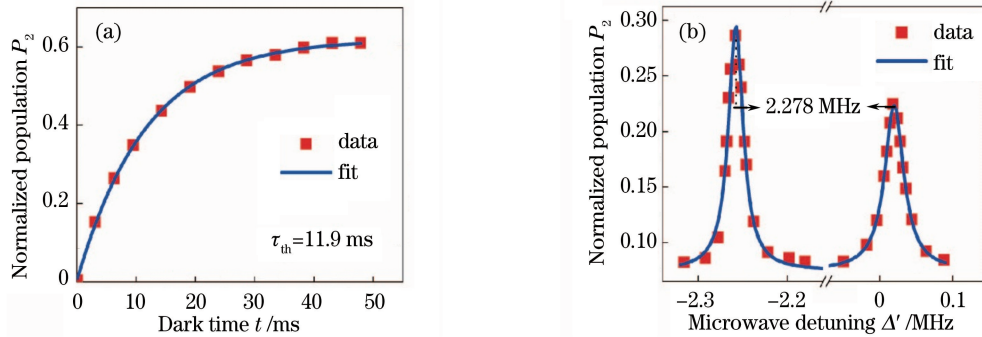


图 2 热弛豫和微波扫描。(a) 热弛豫过程 $F=2$ 原子布居数;

(b) $|1,0\rangle \leftrightarrow |2,-1\rangle, |1,-1\rangle \leftrightarrow |2,0\rangle$ 的微波共振峰(左)和 $|1,0\rangle \leftrightarrow |2,0\rangle$ 微波共振峰(右), 共振峰间隔 2.278 MHz

Fig. 2 Thermal relaxation and microwave frequency scanning. (a) Atomic population of $F=2$ during thermal relaxation;

(b) resonance peaks corresponding to the microwave transitions of

$|1,0\rangle \leftrightarrow |2,-1\rangle, |1,-1\rangle \leftrightarrow |2,0\rangle$ (left) and $|1,0\rangle \leftrightarrow |2,0\rangle$ (right) separated by 2.278 MHz

随后通过探测相邻微波共振峰频率差准确得到铷泡中原子所受到的偏置磁场 B_0 。微波耦合 $F=1$ 和 $F=2$ 的 2 个塞曼子能级 $|1, m_F\rangle$ 和 $|2, m'_F\rangle$ (能级差记为 ν_{m_F, m'_F}), 考虑到退相干的原因, t 足够大时, $P_2(t)$ 趋于恒定值 (不考虑热弛豫), 与微波 Rabi 振荡的振幅成正比, 即

$$P_2(\Delta_{m_F, m'_F}) \propto \frac{\Omega_{MW}^2}{\Omega_{MW}^2 + \Delta_{m_F, m'_F}^2}, \quad (5)$$

式中 $\Delta_{m_F, m'_F} = \nu_{MW} - \nu_{m_F, m'_F}$ 表示微波失谐。实际过程中, 由于热弛豫过程对原子数的影响, 微波作用时

间 t 不宜取太大。实验发现作用时间 $t=1.5$ ms 是一个合适的值。固定作用时间和微波功率, 在 ν_{12} 附近改变微波频率 $\nu_{MW} = \nu_{12} + \Delta'$, $\Delta' = \pm 7$ MHz, 共得到 7 个微波共振峰。这里取 $\nu_{12} = 6834.6781$ MHz, 是 $B_0=0.323$ mT 时 ν_{12} 的理论值。得到的 2 个典型微波跃迁如图 2(b) 所示。考虑到热弛豫导致 $F=2$ 原子数增加, 用 (5) 式加上 1 个常数拟合所得数据。右边是 $|1,0\rangle \leftrightarrow |2,0\rangle$ 共振峰, 共振点在 $\Delta' = 0.02$ MHz; 左边是 $|1,0\rangle \leftrightarrow |2,-1\rangle$ 和 $|1,-1\rangle \leftrightarrow |2,0\rangle$ 2 个共振峰的叠加, 因为这 2 个跃

迁的共振频率相同。共振点为 $\Delta' = -2.258$ MHz, 这是实验上比较关心的一个结果, 可以得到 $\nu_{13} = \nu_{12} - 2.258$ MHz, 与中间态失谐 Δ 的大小直接相关。实测得到相邻共振点的差为 2.278 MHz, 据此计算出偏置磁场 $B_0 = 0.325$ mT, 这与预期估计值 (0.323 mT) 非常接近, 符合磁不敏态相干操控的要求。这个值在接下来的实验中保持不变。

通过热弛豫过程和微波-原子相互作用的研究, 定量解释了基态原子能级之间非相干跃迁和相干微波跃迁过程。在此基础上, 进行微波-射频双光子跃迁相干操控的实验研究。设定微波功率 $P_{\text{MW}} = 8$ W, 射频功率 $P_{\text{RF}} = 2$ W, 中间态失谐 $\Delta = 60$ kHz, 双光子失谐 $\delta = 500$ Hz。分别在微波和射频都关

闭、同时开启的情况下探测光电管响应, 据此得到激发态原子布居数如图 3(a) 所示。可以看出, 伴随着热弛豫引起的激发态原子数随时间增长, 当微波和射频同时打开会引起原子布居的明显振荡变化。2 种情况下测得原子布居数据相减就得到没有热弛豫本底的 Rabi 振荡, 见图 3(b)。非常重要, $P_2(t)$ 除了呈现明显的固定频率周期振荡外, 其振幅逐渐减小直至趋为 0, 这说明退相干效应的存在削弱相干 Rabi 振荡。用指数衰减的正弦函数拟合得到双光子跃迁的 Rabi 频率为 $\Omega' = 0.88$ kHz, 退相干时间为 $\tau = 0.88$ ms。这里, Rabi 振荡的失相机制主要来自铷泡中铷原子之间的碰撞、原子与玻璃壁碰撞以及偏置磁场不均匀性等。

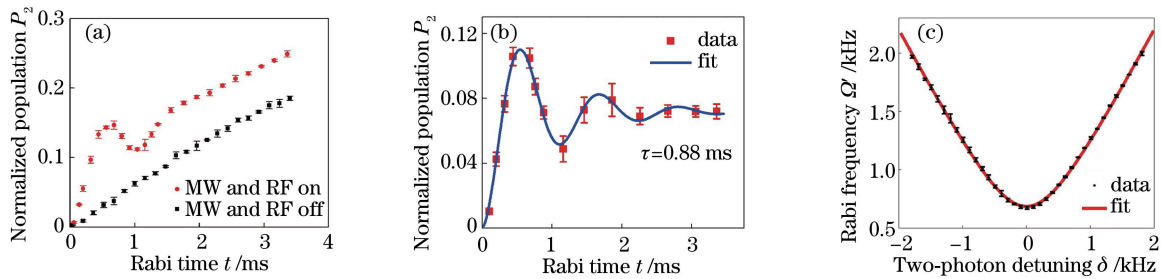


图 3 微波-射频双光子 Rabi 振荡。(a)微波和射频同时开启(圆点)和关闭(方块)测得的 $F=2$ 态原子布居, $\Delta=60$ kHz, $\delta=500$ Hz; (b)减去热弛豫本底得到的微波-射频双光子跃迁的 Rabi 振荡; (c)广义 Rabi 频率与双光子失谐的关系。这里 $\Delta=60$ kHz, $P_{\text{MW}}=8$ W, $P_{\text{RF}}=2$ W 保持不变

Fig. 3 MW-RF two-photon Rabi oscillation. (a) Atomic population of $F=2$ state when the MW-RF pulse is switched on (dots) and off (squares) with $\Delta=60$ kHz, $\delta=500$ Hz; (b) Rabi oscillation of MW-RF two photon transition by removing the thermal relaxation background; (c) dependence of generalized Rabi frequency on two-photon detuning.

The parameters $P_{\text{MW}}=8$ W, $P_{\text{RF}}=2$ W and $\Delta=60$ kHz are fixed

根据(3)式广义 Rabi 频率与双光子失谐的关系, 可以测得双光子共振的实际值 ν_{12}' 。在微波/射频功率和微波频率都不变的情况下, 只改变射频频率可改变双光子失谐, 扫描得到的广义 Rabi 频率和双光子失谐的关系如图 3(c) 所示。图中每个实测的点都是通过图 3(b) 中的方法得到, 实线为 $\Omega' = a \cdot \sqrt{\Omega^2 + (\nu_{\text{MW}} + \nu_{\text{RF}} - \nu_{12}')^2}$ 拟合曲线, 增加拟合参数 a 可以使拟合曲线与实际符合得更好。拟合得到 $\Omega = 0.656$ kHz, $a = 1.045$, $\nu_{12}' = \nu_{12} + 19.4$ kHz。 $a \approx 1$ 表明测得数据与理论公式符合得很好。双光子共振点实际与理论值的差 ($\nu_{12}' - \nu_{12}$) 主要由缓冲气体的压力频移引起^[25-26]。理论上 $\nu_{12} = 6834678113.59 + 43153.97 \cdot (B - 0.32289)^2$, 偏置磁场接近 0.323 mT 时不会引起很大的频移。中间态失谐固定在 $\Delta = 60$ kHz, 根据(2)式, 可以估算出微波和射频的 Rabi

频率乘积为 $\Omega_{\text{MW}} \cdot \Omega_{\text{RF}} = 79$ (kHz)²。

以上通过观测双光子跃迁 Rabi 振荡, 实验上确定了微波-射频双光子跃迁的共振点位置。此外, 由(2)式可知, 在双光子共振点处 ($\delta = 0$), 微波-射频双光子跃迁的 Rabi 频率与中间态失谐、微波功率和射频功率均密切相关。下面分别对这 3 个因素进行研究, 实验结果见图 4。首先固定微波和射频的功率, 改变微波频率从而改变中间态失谐。为了保持双光子共振, 同时改变射频频率使微波、射频的频率之和不变, 测得的 Rabi 频率与中间态失谐的关系如图 4(a) 所示。

考虑到微波和射频对双光子共振能级频移的作用^[19], 广义双光子 Rabi 频率的表达式为

$$\Omega' = \sqrt{\left(\frac{\Omega_{\text{MW}}\Omega_{\text{RF}}}{2\Delta}\right)^2 + (\delta - \delta_0)^2}, \quad (6)$$

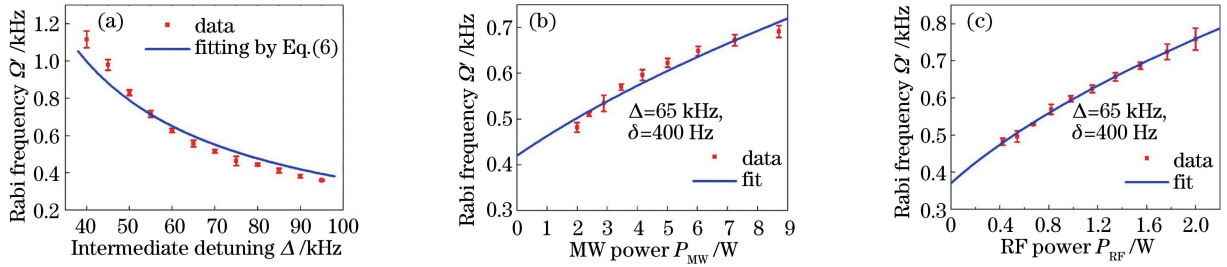


图 4 Rabi 频率与中间态失谐、微波和射频功率的关系。(a)双光子 Rabi 频率 Ω' 与中间态失谐 Δ 的关系;

(b)双光子 Rabi 频率与微波功率的关系;(c)双光子 Rabi 频率与射频功率的关系

Fig. 4 Dependence of Rabi frequency on intermediate state detuning, MW and RF powers. (a) Two-photon Rabi frequency Ω' versus intermediate state detuning Δ ; (b) two-photon Rabi frequency versus the power of microwave; (c) two-photon Rabi frequency versus the power of radio frequency

式中 $\delta_0 = \frac{\Omega_{RF}^2 - \Omega_{MW}^2}{4\Delta}$ 是微波和射频与原子相互作用引起的能级频移。当 $\Delta \gg \Omega_{MW}, \Omega_{RF}$ 时, δ_0 接近 0, (6)式可以近似成(3)式;当 Δ 较小时,频移 δ_0 的贡献就不可忽略。实验中,中间态失谐 Δ 变化范围为 40~95 kHz,拟合时有必要考虑到频移对 Rabi 频率的影响。对(6)式稍作变换并舍去高阶小量 δ^2 ,得 $\Omega' = \sqrt{(c_1/\Delta)^2 - c_2/\Delta}$, 据此对数据进行拟合得到 $c_1 = (\Omega_{MW}^2 + \Omega_{RF}^2)/4 = 41.6$ (kHz)², $c_2 = \delta \cdot |\Omega_{RF}^2 - \Omega_{MW}^2|/2 = 3.4$ (kHz)³。 δ 为图 3(c)中双光子共振扫频的结果,扫频精度为 0.1 kHz,取 $\delta = 0.1$ kHz得到 $|\Omega_{RF}^2 - \Omega_{MW}^2| = 68$ (kHz)², 由此估算出 Ω_{MW}, Ω_{RF} 的值分别为 10.8 kHz、7.0 kHz。图 4(a)中实线为拟合曲线,中间态失谐较小时 (< 50 kHz),测量的 Rabi 频率与拟合结果相比明显偏大。这是因为中间态失谐太小不满足 $\Delta \gg \Omega_{MW}, \Omega_{RF}$ 的关系,中间态存在原子布居,实验测量的是所有 $F=2$ 的原子,包括了中间态能级,因此造成了实测的 Rabi 频率偏大。

接下来就微波、射频功率对双光子 Rabi 频率的影响进行了实验研究。微波跃迁 Rabi 频率与微波磁场分量 B_{MW} 成正比,而微波功率与 $(B_{MW})^2$ 成正比,所以有 $\Omega_{MW} \propto \sqrt{P_{MW}}$ 。当 Ω_{RF} 和 Δ 均不变时,由(3)式可知; $\Omega' = \sqrt{C \cdot P_{MW} + \delta^2}$, 式中 C 是比例系数,由 Ω_{RF}, Δ 和微波天线效率等决定。固定射频功率, $\Delta = 65$ kHz, $\delta = 400$ Hz 保持不变,测得的双光子 Rabi 频率与微波功率的关系如图 4(b)所示。拟合得到 $C = 0.038$ (kHz)²/W, $\delta = 420$ Hz,与实际值比较接近。同样固定微波功率, Δ 和 δ 的值与微波情况相同,双光子 Rabi 频率与射频功率的关系如图 4(c)所示。双光子 Rabi 频率 $\Omega' = \sqrt{C' \cdot P_{RF} + \delta^2}$, 拟

合结果为 $C' = 0.220$ (kHz)²/W, $\delta = 370$ Hz,与实际值符合较好。

4 结 论

搭建了一个用于铷 87 原子微波-射频双光子跃迁的实验系统,观测到铷 87 原子基态塞曼子能级 $|1, -1\rangle$ 到 $|2, 1\rangle$ 的双光子跃迁 Rabi 振荡现象。用微波扫频的方法测得了基态塞曼子能级间的 7 个微波共振峰,由此确定了偏置磁场的大小。通过改变双光子失谐,得到了广义 Rabi 频率与双光子失谐的关系,测得双光子共振点和共振双光子跃迁 Rabi 频率。进一步研究了双光子 Rabi 频率与中间态失谐和微波、射频功率的关系;当中间态失谐较大时,实验结果与等效二能级理论模型非常吻合,但当中间态失谐较小时,由于少量原子占据中间态的缘故实测的 Rabi 频率偏离理论值。这些实验结果表明,在铷原子蒸气中通过调控外场(微波和射频)参数,可以准确地操控二能级原子体系量子态的相干演化。这将为下一步研究中性原子蒸气延长退相干时间、加强相干耦合强度的新方法提供实验支持。

参 考 文 献

- [1] Scully M O, Zubairy M S. Quantum optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997: 145-217.
- [2] Vanier J, Audoin C. The quantum physics of atomic frequency standards [M]. Bristol: Adam Hilger, 1989: 377-395.
- [3] Ludlow A D, Boyd M M, Ye J, *et al.* Optical atomic clocks [J]. Reviews of Modern Physics, 2015, 87 (2): 637-701.
- [4] Vanier J. Atomic clocks based on coherent population trapping: a review [J]. Applied Physics B, 2005, 81

- (4): 421-442.
- [5] Tannoudji C C, Odelin G D. Advances in atomic physics: an overview [M]. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2011: 347-490.
- [6] Biedermann G W, McGuinness H J, Rakholia A V, *et al.* Atom interferometry in a warm vapor [J]. Physical Review Letters, 2017, 118(16): 163601.
- [7] Nielson M A, Chuang I L. Quantum computation and quantum information [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000: 171-247.
- [8] Ladd T D, Jelezko F, Laflamme R, *et al.* Quantum computers[J]. Nature, 2010, 464(7285): 45-53.
- [9] Ku H S, Long J L, Wu X, *et al.* Single qubit operations using microwave hyperbolic secant pulses [J]. Physical Review A, 2017, 96(4): 042339.
- [10] Spreeuw R J C, van Druten N J, Beijersbergen M W, *et al.* Classical realization of a strongly driven two-level system[J]. Physical Review Letters, 1990, 65(21): 2642-2645.
- [11] Imai H, Morinaga A. Ramsey spectroscopy and geometric operations on sodium Bose-Einstein condensates using two-photon stimulated Raman transitions[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 2010, 79(9): 094005.
- [12] Moler K, Weiss D S, Kasevich M, *et al.* Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions [J]. Physical Review A, 1992, 45(1): 342-348.
- [13] Matthews M R, Hall D S, Jin D S, *et al.* Dynamical response of a Bose-Einstein condensate to a discontinuous change in internal state [J]. Physical Review Letters, 1998, 81(2): 243-247.
- [14] Treutlein P, Hommelhoff P, Steinmetz T, *et al.* Coherence in microchip traps [J]. Physical Review Letters, 2004, 92(20): 203005.
- [15] Treutlein P, Hänsch T W, Reichel J, *et al.* Microwave potentials and optimal control for robust quantum gates on an atom chip[J]. Physical Review A, 2006, 74(2): 022312.
- [16] Böhi P, Riedel M F, Hoffrogge J, *et al.* Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip[J]. Nature Physics, 2009, 5(8): 592-597.
- [17] Riedel M F, Böhi P, Li Y, *et al.* Atom-chip-based generation of entanglement for quantum metrology [J]. Nature, 2010, 464(7292): 1170-1173.
- [18] Chen K, Chen T, Qian J, *et al.* Symmetric matter wave splitting of magnetically insensitive states by standing wave Raman light [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(9): 0902001.
陈康, 陈涛, 钱军, 等. 基于驻波拉曼光场的磁不敏感物质波对称分束 [J]. 光学学报, 2016, 36(9): 0902001.
- [19] Smirnov A Y. Decoherence and relaxation of a quantum bit in the presence of Rabi oscillations [J]. Physical Review B, 2003, 67(15): 155104.
- [20] Horsley A, Du G X, Pellaton M, *et al.* Imaging of relaxation times and microwave field strength in a microfabricated vapor cell [J]. Physical Review A, 2013, 88(6): 31698-31712.
- [21] Franzen W. Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor [J]. Physical Review, 1959, 115(4): 850-856.
- [22] Gentile T R, Hughey B J, Kleppner D, *et al.* Experimental study of one- and two-photon Rabi oscillations [J]. Physical Review A, 1989, 40(9): 5103-5115.
- [23] Steck D A. Rubidium 87 D line data [Z/OL]. (2015-01-13) [2018-02-20]. <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- [24] Ding Z C, Yuan J, Li Y Y, *et al.* Comparative research of measuring methods of rubidium atom transverse relaxation time [J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(6): 0602002.
丁志超, 袁杰, 李莹颖, 等. 铷原子横向弛豫时间的测量方法比较研究 [J]. 光学学报, 2015, 35(6): 0602002.
- [25] Arditi M, Carver T R. Pressure, light, and temperature shifts in optical detection of 0-0 hyperfine resonance of alkali metals [J]. Physical Review, 1961, 124(3): 800-809.
- [26] Arditi M, Carver T R. Hyperfine relaxation of optically pumped Rb87 atoms in buffer gases [J]. Physical Review, 1964, 136(3A): A643-A649.