

铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ 阶梯型系统中的电磁感应透明信噪比的提高

刘慧丰 王 杰 杨保东 温 馨 靳 刚 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 为了获得高信噪比的电磁感应透明(EIT)谱线,对铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ 阶梯型能级系统的 EIT 谱进行了研究。探测光的频率锁定于基态到中间态的超精细跃迁线上,控制光在中间态到激发态超精细跃迁线之间扫描,得到的 EIT 谱具有平坦的背景,提高了光谱的信噪比。阶梯型能级系统中光谱信号强度不仅与控制光束和探测光束的传播方向有关,而且与控制光功率有关。最终,获得了高信噪比的 EIT 谱线。

关键词 光谱学;阶梯型原子系统;电磁感应透明;双光子免多普勒效应构型;超精细能级

中图分类号 O433.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1030003

Improvement of Signal-to-Noise Ratio of Electromagnetically-Induced Transparency Spectra in the Ladder-Type Cesium $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ Atomic System

Liu Huifeng Wang Jie Yang Baodong Wen Xin Jin Gang 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 In order to obtain electromagnetically-induced transparency (EIT) spectra with high signal-to-noise ratio (SNR), EIT has been investigated based on the cesium (Cs) $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ ladder-type atomic system. When the probe laser which couples the Cs $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ transition is frequency locked to hyperfine transition and the controlling laser scans over the Cs $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ hyperfine transition, the narrow EIT spectra with a flat background is observed, and the spectral SNR is improved. The signal intensity of EIT hyperfine structures depends on not only the alignment of controlling and probe beam, but also the intensity of the controlling laser in ladder-type system. Finally, the EIT spectra with high SNR is obtained.

Key words spectroscopy; ladder-type atomic system; electromagnetically-induced transparency; two-photon Doppler-free configuration; hyperfine energy levels

OCIS codes 300.6170; 270.1670; 020.2930

1 引 言

电磁感应透明(EIT)是光与物质相互作用中表现出来的相干现象,基于原子相干对吸收的相消干涉使介质的吸收和色散特性发生变化^[1]。EIT 通常

是基于一个理想的三能级原子模型进行研究,有以下三种构型: Λ 、V、阶梯型^[2-4]。EIT 效应在高效率四波混频的产生^[5]、光速控制^[6]、量子信息处理、光存储^[7]等方面有着广泛和潜在的应用。同时,由于

收稿日期: 2013-04-10; **收到修改稿日期**: 2013-06-13

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)、国家基础科学人才培养基金(J1103210)

作者简介: 刘慧丰(1988—),女,硕士研究生,主要从事量子光学与激光光谱方面的研究。E-mail: 850328415@qq.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、激光光谱等方面的研究。

E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn(通信联系人)

EIT 谱线具有线宽窄、信噪比(SNR)高的优点,在激光稳频和激光光谱等方面也备受学者关注。2009年,Abel 等^[8]利用阶梯型能级中的 EIT 谱对激光器进行稳频,Zhao 等^[9]利用 Cs 原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - nD 阶梯型能级中的 EIT 探测里德堡态的能级结构等。因此,不断提高阶梯型能级中 EIT 光谱的信噪比具有巨大的潜在应用价值。

为了获得高信噪比的激发态光谱,本文基于铯(Cs)原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ 的阶梯型能级系统,对室温下 Cs 原子气室中的 EIT 光谱进行了系统的研究。实验中比较了两种扫描方式,一是传统 EIT 实验的扫描方式,即控制光共振于原子能级,探测光进行扫描,EIT 光谱出现在一个多普勒背景的轮廓上^[10-11],从而限制了光谱的信噪比;扫描方式二是将探测光频率锁定于 $6S_{1/2}$ ($F=4$) 到 $6P_{1/2}$ ($F'=3$) 的超精细跃迁线上,控制光在 $6P_{1/2}$ ($F'=3$) 到 $8S_{1/2}$ ($F''=3,4$) 态的跃迁线之间扫描,得到的 EIT 光谱具有平坦的背景,同时提高了光谱的信噪比。基于无多普勒背景的光谱,还研究了控制光相对于探测光的传播方向对谱线的影响,以及谱线相对强度和线宽随控制光功率的变化关系,从而获得高信噪比的 EIT 光谱。

2 实验系统

图 1 为与实验相关的 Cs 原子超精细能级图。实验中,中间态选用 Cs 原子 $6P_{1/2}$ 态而不是 $6P_{3/2}$ 态,这是因为相对 $6P_{3/2}$ 态而言, $6P_{1/2}$ 态的能级间隔(1.167 GHz)大于室温下多普勒展宽(约 350 MHz)。在激光器锁定方面, $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ 饱和吸收谱的多普勒背景上只有一个峰,不用考虑多普勒平移对峰位置的影响,极易锁定激光器。而 $6P_{3/2}$ 态能级间隔(分别为 151,201,251 MHz)小于多普勒展宽,而且存在交叉峰,因此在 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ 饱和吸收谱的多普勒背景中有 6 个峰,且某些共振峰与交叉峰很近,不易锁定激光器。在 EIT 谱线方面,阶梯型系统 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ 中,由于 $6P_{3/2}$ 态能级间隔小于多普勒展宽,会有 2~3 个超精细能级同时与光场相互作用,得到的 EIT 谱有许多峰,这些峰的间距与谱线线宽接近而相互影响,在接下来测量 $8S_{1/2}$ 能级间隔时造成不便,故选用 $6P_{1/2}$ 带来的系统误差比选用 $6P_{3/2}$ 态要小。在实验中, $6P_{1/2}$ 到 $6S_{1/2}$ 跃迁的中心波长为 894.6 nm,自然线宽为 $\Gamma_3/2\pi=4.57$ MHz; $8S_{1/2}$ 到 $6P_{1/2}$ 跃迁的中心波长为 761.1 nm,自然线宽为 $\Gamma_2/2\pi=2.18$ MHz。

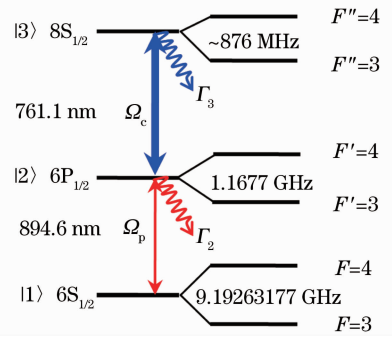


图 1 相关的 Cs 原子超精细能级及实验中所涉及的跃迁线

Fig. 1 Relevant hyperfine levels of Cs atoms and the transitions involved in this work

图 2 为研究 EIT 谱线特性与光线传输方向(同向和反向),控制光功率的实验装置。在室温下的 Cs 原子气室中,为了观察到阶梯型 EIT 光谱,探测光与控制光通常采用反向传输的构型。894.6 nm 的分布布拉格反射(DBR)激光器(美国 Photodigm 公司)作为探测光源,通过饱和吸收光谱技术,锁定到 D_1 线的超精细跃迁能级,其功率为 $1.14 \mu\text{W}$,光束直径为 1.7 mm,光强为 0.050 mW/cm^2 ,约为 D_1 线饱和光强 I_{sat} 的 0.02 倍,其拉比频率 $\Omega_p=0.1\Gamma_2 < \Gamma_2$,满足 EIT 弱探测光的条件^[10]。761.1 nm 分布式反馈(DFB)激光器作为控制光源,通过三角波扫描激光器注入电流使其频率在 $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ 超精细跃迁的整个范围线性扫描,其功率为 10.0 mW,光束直径为 2.0 mm,光强约为 318 mW/cm^2 。两束光反向交汇于 Cs 泡(直径 25 mm,长 75 mm)中,夹角小于 2 mrad,为了获得简并的三能级系统,将 Cs 泡放到磁屏蔽筒中(残余磁场小于 40 nT)。实验中未对 Cs 泡采取主动控温,但磁屏蔽筒使 Cs 泡同外界环境相对隔离,可减小

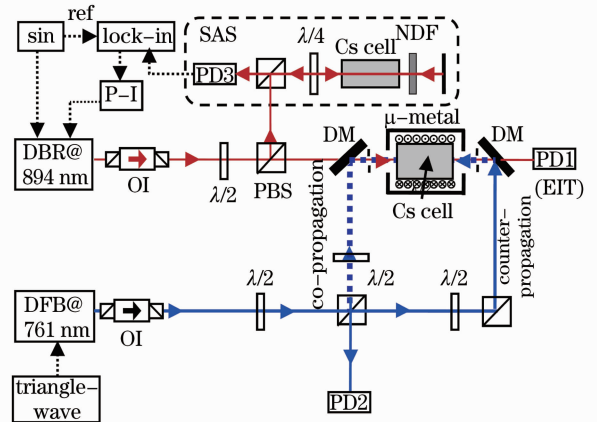


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of experiment

室温波动对 Cs 泡温度的影响。PD1 可得到 EIT 信号, PD2 得到的是 761.1 nm 的透射信号。

实验装置示意图如图 2 所示, 其中, sin 为正弦波信号发生器, ref 为锁相放大器的参考通道, lock-in 为锁相放大器, PD 为光电探测器, SAS 为饱和和吸收光谱装置, P-I 为比例积分放大器, $\lambda/2$ 为半波片, $\lambda/4$ 为四分之一波片, NDF 为中性衰减片, OI 为光学隔离器, PBS 为偏振分束棱镜, BS 为分束片, μ -metal 为坡莫合金磁屏蔽筒, DM 为双色片(在 761.1 nm 高反, 在 894.6 nm 高透)。图 2 中实线为光线传输, 虚线为电路连接。

3 实验结果与讨论

为了进一步提高激发态间跃迁谱线的信噪比, 以 Cs 原子三能级阶梯型系统 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3)-8S_{1/2}(F''=3,4)$ 超精细跃迁的 EIT 谱线为例, 研究了扫描方式、光束传输方向(同向和反向)、控制光功率对 EIT 谱线的影响。

3.1 扫描方式

实验中, 采取两种扫描方式: 一是探测光扫描而控制光保持与原子能级共振, 探测光方向上热原子的速度遵循麦克斯韦玻尔兹曼速度分布, 不同速度群的原子数密度不同, 由于多普勒效应, 随着探测光的扫描, 它会与不同速度群的原子相互作用, 不同速度群的原子对探测光的吸收不同, 得到的 EIT 信号总是在一个多普勒背景上, 典型的 EIT 光谱如图 3

所示。二是将探测光频率锁定, 而控制光扫描, 由于探测光的频率锁定, 始终只与某一速度群的原子相互作用, 这群原子的数目恒定, 即原子吸收的光子数目恒定, 因为入射的探测光功率稳定, 所以透射过去的光恒定, 得到的 EIT 信号出现在一个平坦的背景上, 提高了光谱的信噪比^[12]。这种无多普勒背景的 EIT 光谱更适用于稳频、超精细光谱的研究等, 实验中采用扫描方式二, 典型的 EIT 光谱如图 4 所示。

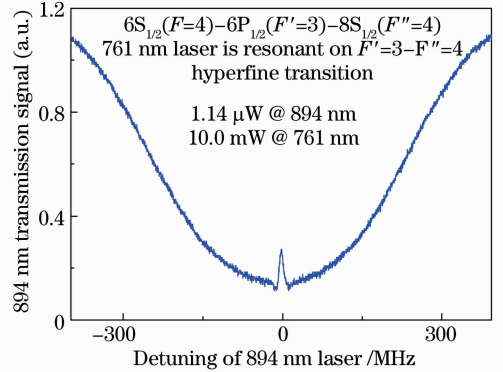


图 3 在传统的 EIT 扫描模式下, 761 nm 激光频率共振于 $6P_{1/2}(F'=3)-8S_{1/2}(F''=4)$ 超精细跃迁, 894.6 nm 激光频率在 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3,4)$ 跃迁线附近扫描时得到的 EIT 谱线

Fig. 3 Traditional ladder-type EIT signals where the controlling 761 nm laser is resonant with $6P_{1/2}(F'=3)-8S_{1/2}(F''=4)$ while the probe 894.6 nm laser is scanned over $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3,4)$ transitions

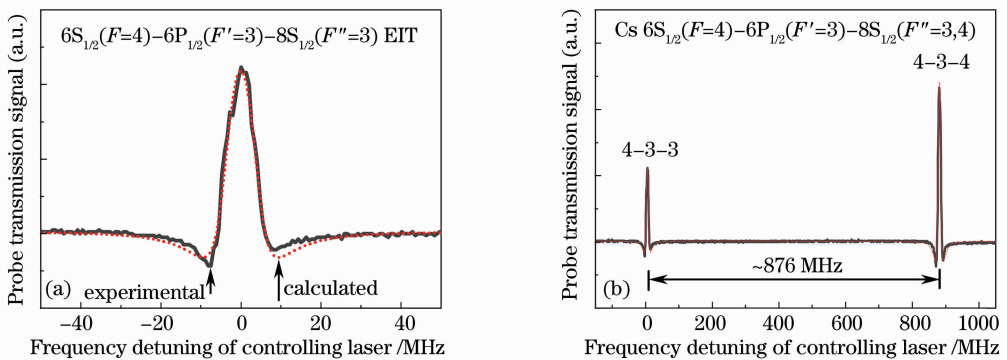


图 4 实验谱线(实线)和理论计算拟合的结果(虚线)的比较。(a) 894.6 nm 探测光频率锁定于 $F=4-F'=3$ 超精细跃迁线, 761.1 nm 控制光频率扫描过 $F'=3-F''=3$ 超精细跃迁; (b) 894.6 nm 探测光频率锁定于 $F=4-F'=3$ 超精细跃迁线, 761.1 nm 控制光频率分别扫描过 $F'=3-F''=3,4$ 超精细跃迁

Fig. 4 Comparison between the experimental (solid line) and the calculated results (dash line). (a) 894.6 nm probe laser is resonant with $F=4-F'=3$ while 761.1 nm probe laser is scanned over $F'=3-F''=3$ transitions; (b) 894.6 nm probe laser is resonant with $F=4-F'=3$ while 761.1 nm controlling laser is scanned over $F'=3-F''=3,4$ transitions

图 3 为 761.1 nm 激光频率共振于 $6P_{1/2}(F'=3)-8S_{1/2}(F''=4)$ 超精细跃迁, 894.6 nm 激光频率在 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3,4)$ 跃迁线附近扫描时得到的 EIT 谱线。图中, EIT 信号在多普勒展宽的背景上, 限制了光谱信噪比, 不适用于激光稳频、超精

细光谱等的研究。

从半经典理论出发, 基于一个理想的三能级原子模型, 在弱探测光近似下, 可以导出原子介质的极化率为 $\chi = \chi' + i\chi''$, 实部 χ' 和虚部 χ'' 分别与原子介质的色散和吸收特性相联系^[10]。

$$\chi(\nu) d\nu = \frac{4i\hbar g_{21}^2 / \epsilon_0}{\gamma_{21} - i\Delta_p - i\frac{\omega_p \nu}{c} + \frac{\Omega_c^2 / 4}{\gamma_{31} - i(\Delta_p + \Delta_c) - i(\omega_p \pm \omega_c)\nu / c}} N(\nu) d\nu, \quad (1)$$

式中 ω_p 和 ω_c 分别为探测光和控制光的频率, 衰减率 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j) / 2$, Γ_i 为能级 $|i\rangle$ 的自发辐射衰减率, Δ_p 为 $6S_{1/2}-6P_{1/2}$ 跃迁的失谐量, Δ_c 为其对应于 $6P_{1/2}-8S_{1/2}$ 跃迁的失谐量。 $\Omega_c = 2\gamma_{32} E_c$ 是控制光的拉比频率, E_c 是控制光场的振幅, $N(\nu)$ 为麦克斯韦玻尔兹曼速度分布。

利用极化率(1)式拟合实验结果, 如图 4 所示, 频率轴通过 Cs 原子 $8S_{1/2}$ 态超精细能级间隔(约 876.499 MHz)标定^[13]。图 4(a)是图 4(b)的局部片段, 894.6 nm 探测光频率锁定于 $F=4-F'=3$ 超精细跃迁线, 761.1 nm 控制光频率扫描过 $F'=3-F''=3$ 超精细跃迁, 可以看出实验结果与理论符合得较好; 图 4(b)为 894.6 nm 探测光频率锁定于 $F=4-F'=3$ 超精细跃迁线, 761.1 nm 控制光频率扫描过 $F'=3-F''=3,4$ 超精细跃迁, 图中背景平坦, 提高了光谱信噪比, 适用于超精细光谱的研究。实验中, 将 894.6 nm 探测光频率锁定到 $F=3,4-F'=3,4$ 中超精细跃迁中的任何一条超精细结构跃迁线, 得到的谱线和上图类似, 但相对幅度有所差异。

图 4 中谱线上吸收增强的部分(背景之下)是由于探测光与控制光波长不匹配造成的。由(1)式可知, 当不考虑多普勒效应时, 即原子速度近似为零, 不论控制光和探测光频率是否相等, 谱线上没有吸收增强的部分。如果考虑多普勒效应, 只有当控制光和探测光频率相等时, 才没有吸收增强的部分。阶梯型三能级 $6S_{1/2}-6P_{1/2}-8S_{1/2}$ (对应的波长分别是 894.6 nm 和 761.1 nm)中, 由于 $\omega_p \neq \omega_c$, 因此在谱中有明显的吸收增强部分。这些吸收增强的部分实质上来源于 $-i(\omega_p - \omega_c)\nu/c$ 导致的残余的多普勒效应^[14]。

图 5 为 894.6 nm 激光的频率锁定到 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3)$ 的超精细跃迁上, 761.1 nm 激光在 $6P_{1/2}-8S_{1/2}$ 之间扫描得到的透射谱。这种光谱有如下缺陷: 一是信噪比低, 由于该透射谱是用 894.6 nm

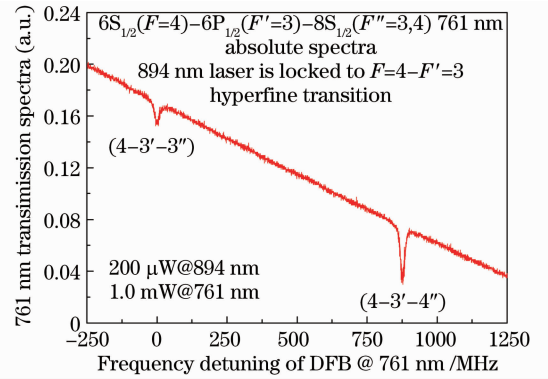


图 5 894.6 nm 激光频率锁定在 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3)$ 的超精细跃迁, 761.1 nm 激光在 $6P_{1/2}-8S_{1/2}$ 之间扫描时所观测到的透射谱线

Fig. 5 Transmission spectra when 894.6 nm laser is resonant with $6S_{1/2}(F=4)-6P_{1/2}(F'=3)$ while 761.1 nm laser is scanned over $6P_{1/2}-8S_{1/2}$ transitions

激光将特定速度群的原子布居于中间态, 然后通过 761.1 nm 激光进一步将原子布居到更高的激发态, 通过监测吸收获得激发态间的光谱, 因此信号较差, 信噪比低。二是谱线背景是倾斜的, 这是由于扫频过程中功率也随电流变化, 这样不利于确定峰值中心的频率值。

3.2 探测光与控制光的传输方向的影响

通过旋转半波片, 调整两激光束在原子气室中同向或反向传播, 实现光线传输方向对 EIT 谱影响的研究。图 6 为谱线随实验装置构型的变化。图 6(a)的探测光功率 $1.14 \mu\text{W}$ (对应于 $\Omega_p \ll \Gamma_2$ 情形), 反向传输(CTP)信号为 EIT, 同向传输(CP)信号没有 EIT。图 6(b)的探测光功率 $50.0 \mu\text{W}$ (对应于 $\Omega_p \sim \Gamma_2$ 情形), 同向传输的信号为单共振光抽运效应(SROP)和双共振光抽运效应(DROP)的叠加, 没有 EIT 信号; 反向传输的信号为 EIT 信号、SROP 和 DROP 的叠加。由于反向中存在 EIT, 致使反向传输构型的谱线线宽比同向传输构型的谱线线宽窄, 如图 6(b)所示, 这些优点对于精确测量激发态

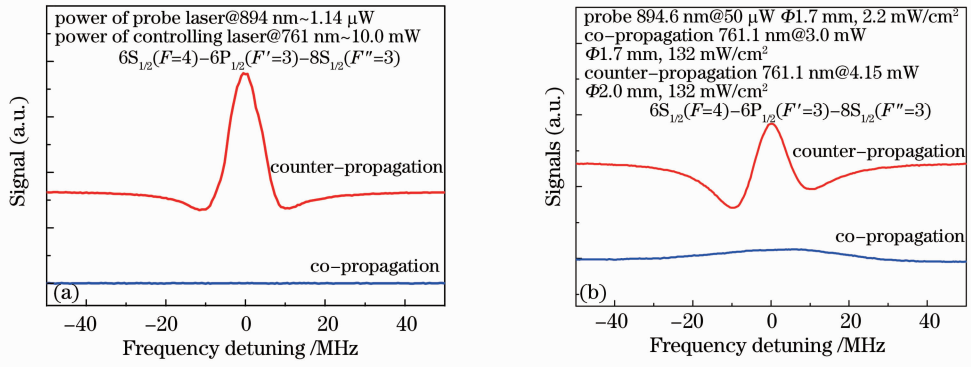


图 6 探测光和控制光同向传输和反向传输时测到谱线的对比。(a)探测光功率 $1.14 \mu\text{W}$ (对应于 $\Omega_p \ll \Gamma_2$ 情形), 控制光功率 10.0 mW ; (b) 探测光功率 $50.0 \mu\text{W}$ (对应于 $\Omega_p \sim \Gamma_2$ 情形), 控制光功率 3.0 mW (同向, 光强 132 mW/cm^2), 4.15 mW (反向, 光强 132 mW/cm^2)

Fig. 6 Comparison of probe signals in CTP and CP configurations. (a) Probe beam's power is $1.14 \mu\text{W}$ ($\Omega_p \ll \Gamma_2$) and the controlling beam's power is 10.0 mW ; (b) probe beam's power is $50.0 \mu\text{W}$ ($\Omega_p \sim \Gamma_2$) and the controlling beam's power is 3.0 mW (CP, intensity 132 mW/cm^2), 4.15 mW (CTP, intensity 132 mW/cm^2)

之间能级间隔、超精细结构常数和探测高激发态的里德堡原子态等非常有价值。

图 6(a)中实际上需考虑 SROP 和 DROP 的影响,但由于探测光功率 $1.14 \mu\text{W}$,即 894.6 nm 的光将原子由基态布居到 $6P_{1/2}$ 态的速率极低,此时可忽略 SROP 和 DROP,而图 6(b)中,探测光功率为 $50.0 \mu\text{W}$,即拉比频率接近 $6P_{1/2}$ 态的自发辐射衰减率,因此存在光抽运效应。

在阶梯型三能级 Cs 原子 $6S_{1/2}-6P_{1/2}-8S_{1/2}$ 系统中,在实验参数相等的条件下,采用探测光和控制光反向传输的装置,在较弱的控制光光强下可观测到 EIT 效应,而同向传输观测不到。这是因为, (1) 式中“ \pm ”号取“ $-$ ”为探测光与控制光反向作用于气室 Cs 原子;“ $+$ ”为探测光和控制光同向传输的情况。对于阶梯型的能级结构,当控制光与探测光同向作用于原子时,由于 $\Omega_p = \Gamma \sqrt{I/2I_{\text{sat}}} = 0.1\Gamma$ 项不可忽略, EIT 信号几乎被多普勒效应淹没。此时,除非控制光的功率足够大 ($\Omega_c \gg \Delta\omega_D$), 才能显示出来 EIT 谱线,这是早期一些 EIT 实验采用同向传输方案时对控制光功率的要求^[15], 他们甚至使用脉冲激光器。因此,在控制光不是很强 ($\Omega_c < \Delta\omega_D$) 时,只有反向传输的构型中才可观察到 EIT 信号。当控制光与探测光反向传输作用于原子时, (1) 式中 $-i(\omega_p - \omega_c)v/c$ 项可近似忽略 ($\omega_p \approx \omega_c$), 这时只需要 $\Omega_c \geq \sqrt{\Delta\omega_D \times \Gamma_3}$ (因为 $\Gamma_3 \ll \Delta\omega_D \Rightarrow \Omega_c \ll \Delta\omega_D$, $\Delta\omega_D$ 为多普勒展宽,通常为几百兆赫兹)^[10], 就可得到 EIT 信号。

在实验中,采用的控制光功率小于 10.0 mW , 不满足同向 EIT 谱线的条件,因此如图 6 所示,同

向的时候没有观测到 EIT 信号;而反向的时候观测到 EIT 信号。实验中,为了获得 EIT 信号,提高光谱分辨率,采用探测光和控制光反向传输的构型。

3.3 控制光功率对谱线强度及线宽的影响

探测光本身已经完全可以影响到基态布居的分布,所以控制光以及探测光的光强是很关键的因素,应尽量减小探测光光强,以使探测光对于原子布居的影响可忽略。为了研究控制光功率的影响,实验借助衰减片改变控制光功率 ($0.5 \sim 10.0 \text{ mW}$), 探测光功率为 $1.14 \mu\text{W}$ 。为了定性分析控制光功率对 EIT 谱强度及线宽的影响,分别测量了 $8S_{1/2}$ ($F''=3$) 和 $8S_{1/2}$ ($F''=4$) 态的 EIT 谱线强度和线宽随控制光功率的变化情况。

图 7(a)为探测光 894.6 nm 与控制光 761.1 nm 反向作用于气室中的 Cs 原子,探测光频率锁定于 D1 线 $6S_{1/2}$ ($F=4$)- $6P_{1/2}$ ($F'=3$) 超精细跃迁上,控制光的频率在整个 $6P_{1/2}$ ($F'=3$)- $8S_{1/2}$ ($F''=3, 4$) 跃迁范围内扫描,控制光功率对 EIT 幅度的影响(探测光功率为 $1.14 \mu\text{W}$), 其中探测光和控制光均为线偏光,比较 $F''=3$ 与 $F''=4$ 的幅度, EIT 幅度与控制光功率有关。从图 7 中可以明显看出,随着控制光 761.1 nm 激光功率的增大, $F'=3-F''=4$ 和 $F'=3-F''=4$ 的 EIT 谱强度非线性增加。

原子介质的极化率可表示为^[16]

$$\chi = \frac{4i\hbar c \gamma_{21}^2 N_0 \sqrt{\pi} e^2}{\epsilon_0 u \omega_p} e^{z^2} [1 - \text{erf}(z)]. \quad (2)$$

极化率 $\chi = \chi' + i\chi''$, 其实部 χ' 表示介质的色散特性,虚部 χ'' 表示介质对探测光的吸收, γ_{ij} 是 $i-j$ 跃迁

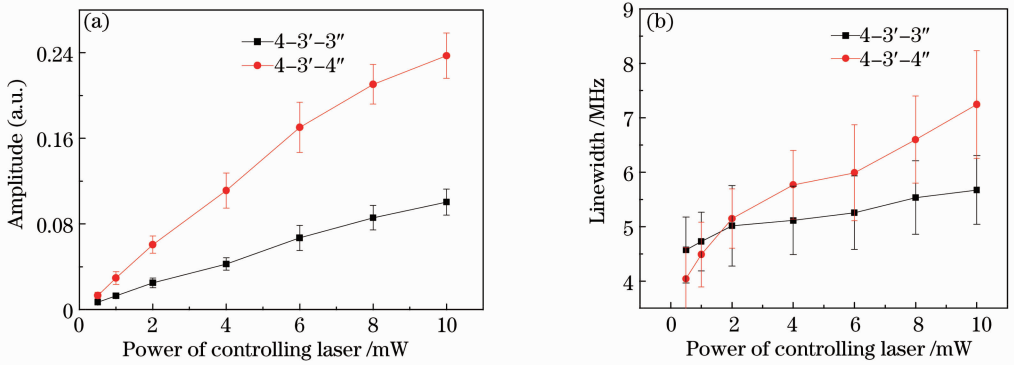


图 7 EIT 光谱的(a)幅度和(b)线宽随控制光 761.1 nm 功率的变化

Fig. 7 (a) Amplitude and (b) linewidth of the EIT signal versus the power of controlling beam at 761 nm

之间的电偶极距, N_0 是原子密度, 其中:

$$z = \frac{c}{u\omega_p} \left[\gamma_{21} - i\Delta_1 + \frac{\Omega_c^2/4}{\gamma_{31} - i(\Delta_1 + \Delta_2)} \right], \quad (3)$$

衰减率 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, Γ_i 为能级 $|i\rangle$ 的自发辐射衰减率, Δ_1 为 $6S_{1/2}-6P_{1/2}$ 跃迁的失谐量, Δ_2 为其对应于 $6P_{1/2}-8S_{1/2}$ 跃迁的失谐量。 $\Omega_c = 2\gamma_{32} E_c$ 是控制光的拉比频率, E_c 是控制光场的振幅。

当 Δ_1 和 Δ_2 的失谐量均为 0 时^[16]:

$$z_r = \frac{c}{u\omega_p} \left(\gamma_{21} + \frac{a^2 R I}{\gamma_{31}} \right), \quad (4)$$

其中 a 为 Clebsch-Gordan(CG) 系数, I 为控制光光强, R 由控制光频率和衰减时间决定, z_r 正比于控制光光强, 将(4)式代入极化率(2)式, 可以得到幅度随控制光光强非线性增加。(4)式表明 z_r 与 CG 系数的平方成正比。综上所述, $F''=3$ 与 $F''=4$ 的幅度随控制光功率增加, 然而各自的 CG 系数不同, 因此曲线走势不同。

图 7(b) 为控制光功率对 EIT 线宽的影响, 探测光功率为 $1.14 \mu\text{W}$ 。随着控制光功率变大, EIT 光谱线宽非线性增加, 这是由于功率展宽效应^[17]。但是 $4-3'-3''$ 和 $4-3'-4''$ 线宽的增加幅度不同。

研究影响 EIT 谱的各种物理因素, 如光线传输方向(同向和反向)、控制光功率等, 可以进一步优化实验参数来获得高信噪比、窄线宽的 EIT 谱线。当使用 EIT 作为光谱方式时, 这些发现有重大的意义, 例如, 需要获得较高的信噪比, 可以选择探测光和控制光反向传输方式, 尽管 EIT 幅度随控制光功率非线性增加, 线宽也随控制光功率变化, 但是可以选择适当的功率, 获得信噪比高、线宽窄的 EIT 光谱。高分辨率的 EIT 光谱, 不仅可用于激光稳频, 也可用于研究激发态的超精细分裂以及原子里德堡态的能级结构探测。提高 EIT 谱的信噪比对于 EIT 在量子通信中的进一步应用也具有具体指导

意义。

4 结 论

实验中采用探测光频率锁定、控制光扫描的扫描模式, 得到的 EIT 光谱具有平坦的背景, 提高了光谱的信噪比。阶梯型能级系统中, 当探测光拉比频率 Ω_p 远小于自发辐射衰减率 Γ_2 时, 探测光将原子由基态布居到 $6P_{1/2}$ 态的速率极低, 可忽略 SROP 和 DROP, 同向传输时, 由于控制光光强太小, 不足以显示出 EIT 信号; 在反向传输下不需要很大的控制光光强就能实现 EIT 信号, 且反向传输时由于存在量子相干效应, 谱线较窄。当 $\Omega_p \sim \Gamma_2$ 时, 存在光抽运效应, 同向传输的信号仅为 SROP 和 DROP 的叠加, 而反向传输的信号为 EIT 效应、SROP 和 DROP 的叠加。改变控制光功率, EIT 幅度随控制光功率非线性增加, 线宽也随控制光功率变化, 可以利用这个关系来选择最合适的功率, 获得高信噪比、窄线宽的 EIT 谱。激光频率的稳定性与线宽和信噪比有关, 而 EIT 谱, 线宽较窄, 信噪比好, 可以用来锁定激光器^[18]。阶梯型能级中的 EIT 可以有很多应用, 如探测高激发态的里德堡原子态、激光稳频、测量激发态的超精细结构常数等。

参 考 文 献

- Li Xiaoli, Liu Hongna, Yang Yue. Influence of off-resonant coupling field on electromagnetically induced transparency and electromagnetically induced absorption in a closed Λ -shaped four-level system [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(1): 0102001. 李晓莉, 刘红娜, 杨悦. 耦合场失谐对闭合 Λ 型四能级系统中电磁诱导透明和电磁诱导吸收的影响[J]. 光学学报, 2011, 31(1): 0102001.
- H X Chen, A V Durrant, J P Marangos, et al.. Observation of transient electromagnetically induced transparency in a rubidium Λ system [J]. Phys Rev A, 1998, 58(2): 1545-1548.
- D J Fulton, S Shepherd, R R Moseley, et al.. Continuous-wave electromagnetically induced transparency: a comparison of V, Λ ,

- and cascade systems [J]. Phys Rev A, 1995, 52(3): 2302—2311.
- 4 L Li, G Huang. Linear and nonlinear light propagations in a Doppler-broadened medium via electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev A, 2010, 82(2): 023809.
- 5 Miao Yizhu, Cheng Xuemei, Ren Zhaoyu, *et al.*. Exploration of temperature, power and polarization dependence of four-wave mixing in EIT window [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(3): 0319001.
- 苗一珠, 程雪梅, 任兆玉, 等. 电磁诱导透明窗口中温度、功率及偏振特性对四波混频信号的影响[J]. 光学学报, 2011, 31(3): 0319001.
- 6 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing-down of group velocity in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(5): 946—950.
- 梁卿昌, 王海华, 蒋占魁. $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中电磁感应透明及群速度减慢研究[J]. 光学学报, 2007, 27(5): 946—950.
- 7 C E Liu, Z Dutton, C H Behroozi, *et al.*. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses [J]. Nature, 2001, 409(6819): 490—493.
- 8 R P Abel, A K Mohapatra, M G Bason, *et al.*. Laser frequency stabilization to excited state transitions using electromagnetically induced transparency in a cascade system [J]. Appl Phys Lett, 2009, 94(7): 071107.
- 9 J M Zhao, X B Zhu, L J Zhang, *et al.*. High sensitivity spectroscopy of cesium Rydberg atoms using electromagnetically induced transparency [J]. Opt Express, 2009, 17(18): 15821—15826.
- 10 J Gea-Banacloche, Y Q Li, S Z Jin, *et al.*. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: theory and experiment [J]. Phys Rev A, 1995, 51(1): 576—584.
- 11 A K Mohapatra, T R Jackson, C S Adams. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(11): 113003.
- 12 B D Yang, Q B Liang, J He, *et al.*. Narrow-linewidth double-resonance optical pumping spectrum due to electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media [J]. Phys Rev A, 2010, 81(4): 043803.
- 13 P Fendel, S D Bergeson, Th Udem, *et al.*. Two-photon frequency comb spectroscopy of the 6s-8s transition in cesium [J]. Opt Lett, 2007, 32(6): 701—703.
- 14 B D Yang, J Gao, T C Zhang, *et al.*. Electromagnetically induced transparency without a Doppler background in a multilevel ladder-type cesium atomic system [J]. Phys Rev A, 2011, 83(1): 013818.
- 15 J E Field, K H Hahn, S E Harris. Observation of electromagnetically induced transparency in collisionally broadened lead vapor [J]. Phys Rev Lett, 1991, 67(22): 3062—3065.
- 16 H S Moon, L Lee, J B Kim. Coupling-intensity effects in ladder-type electromagnetically induced transparency of rubidium atoms [J]. J Opt Soc Am B, 2005, 22(12): 2529—2533.
- 17 S Chakrabarti, A Pradhan, B Ray, *et al.*. Velocity selective optical pumping effects and electromagnetically induced transparency for D_2 transitions in rubidium [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys, 2005, 38(23): 4321—4327.
- 18 S M Iftiqar, G R Karve, V Natarajan. Subnatural linewidth for probe absorption in an electromagnetically-induced-transparency medium due to Doppler averaging [J]. Phys Rev A, 2008, 77(6): 063807.

栏目编辑：韩峰