

铯 $6S_{1/2}—6P_{3/2}—8S_{1/2}$ 阶梯型系统中超精细能级的多重电磁感应透明*

杨保东¹⁾²⁾ 高静¹⁾ 王杰¹⁾ 张天才¹⁾ 王军民^{1)†}

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

2) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

(2011年1月14日收到; 2011年1月24日收到修改稿)

基于铯原子 $6S_{1/2}—6P_{3/2}—8S_{1/2}$ 的阶梯型能级系统, 对室温下铯原子气室中的电磁感应透明 (EIT) 谱进行了研究. 由于探测光的频率锁定于基态 $6S_{1/2}$ ($F=3$) 到中间态 $6P_{3/2}$ 的超精细跃迁线上, 耦合光在中间态 $6P_{3/2}$ 和激发态 $8S_{1/2}$ 之间扫描, 得到的 EIT 谱具有平坦的背景, 提高了光谱的精度. 理论上, 采用了一个多能级的 EIT 模型, 将其计算结果与所观察的实验现象进行了比较, 二者符合得比较好.

关键词: 电磁感应透明, 光抽运, 超精细结构, 阶梯型系统

PACS: 42.50.Gy, 32.80.Bx, 32.10.Fn

1. 引言

电磁感应透明 (EIT) 是一种干涉相消的量子效应, 由于耦合光与原子介质的相互作用, 致使弱的探测光可穿透原本不透明的原子介质. 自从 1989 年 EIT 在理论上提出^[1] 和在 1991 年实验上实现^[2], 由于其有着广泛、潜在的应用, 如量子信息处理、光存储、激光稳频、高精度的光谱研究等^[3-9], 备受广大学者的关注. EIT 通常是基于一个理想的三能级原子模型进行研究, 如 Λ 型、V 型、阶梯型. 然而, 实际的原子具有复杂的能级结构, 使得 EIT 信号具有更为丰富的光谱信息. 目前, 人们才开始研究其他与探测光场不共振的能级的对 EIT 信号的影响, 即基于一个多能级的模型展开对 EIT 的理论和实验研究^[10-12]. 另外, 也研究在 EIT 实验过程中存在的光抽运效应对其的影响^[13-15].

我们基于 ^{133}Cs 原子 $6S_{1/2}—6P_{3/2}—8S_{1/2}$ 的阶梯型能级系统, 对室温下 ^{133}Cs 原子气室中的 EIT 光谱进行了系统的研究. 实验上, 探测光频率锁定于 $6S_{1/2}$ 到 $6P_{3/2}$ 的某个超精细跃迁线上, 耦合光在 $6P_{3/2}$

和 $8S_{1/2}$ 态之间扫描, 因此得到的 EIT 光谱具有平坦的背景. 这与传统的 EIT 实验在扫描方式上恰恰相反, 在那里, 由于其耦合光共振于原子能级而探测光扫描, 其 EIT 光谱总是出现在一个多谱勒背景的轮廓上, 限制了光谱的精度. 另外, 由于实际原子并非是一个理想的三能级原子, 因此, 实验上所得的 EIT 信号也展示了其他与探测光场不共振的能级的一些相关的光谱信息. 理论上, 我们基于一个多能级 EIT 模型对所观察到的实验现象进行了解释, 二者基本相符.

2. 实验系统

图 1 为与实验相关的铯原子超精细能级图. 能级 $6P_{3/2}$ 到 $6S_{1/2}$ 跃迁的中心波长为 852.3 nm, 自然线宽为 5.22 MHz; 能级 $8S_{1/2}$ 到 $6P_{3/2}$ 跃迁的中心波长为 794.6 nm, 其自然线宽为 2.18 MHz. 为了获得一个无多谱勒背景的 EIT 光谱, 探测光 (852.3 nm) 通过饱和吸收光谱将其频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F=3$) 到 $6P_{3/2}$ 的某个超精细跃迁线上, 如 $F'=2, 3, 4$; 耦合光 (794.6 nm) 在能级 $6P_{3/2}$ 和 $8S_{1/2}$ 之间扫描. 在室

* 国家自然科学基金 (批准号: 61078051, 60978017, 10974125, 11104172)、国家自然科学基金创新群体项目 (批准号: 60821004) 和教育部分新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-07-0524) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: wjjmm@sxu.edu.cn

温下的气室原子中,为了观察到阶梯型 EIT 光谱,探测光与耦合光通常采用了反向传输的构型,如图 2 所示^[16]. 探测光的光束直径为 1.2 mm,耦合光的光束直径为 2.0 mm,两光束均为线偏振光,通过两个宽带立方偏振棱镜(PBS)在铯泡(长 5 cm,直径 2.5 cm)中重合,偏振方向相互垂直. 由于在 EIT 实验过程中,不可避免地存在光抽运效应,因此实验上直接用眼睛看到了来自 7P 到 6S 的蓝色荧光信号. 理论上,EIT 通常是基于一个理想的三能级模型进行研究;事实上,原子一般具有复杂的能级结构,致使 EIT 信号具有更丰富的光谱信息. 如对于图 1 所示的能级图,无论探测光频率锁定到 $F = 3$ 到 $F' = 2, 3, 4$ 哪条超精细跃迁线上,都应观察到如图 3 所示的光谱结构,我们将在后面作详细的探讨.

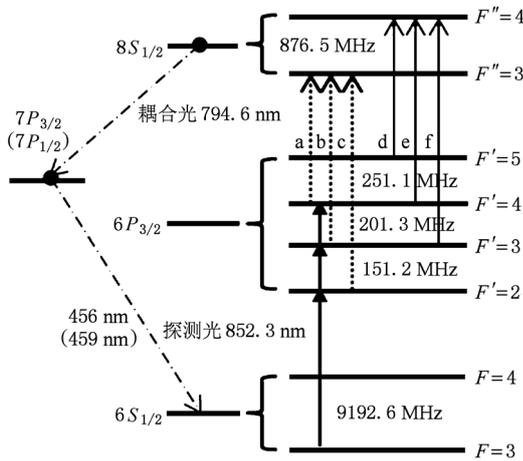


图 1 相关铯原子超精细能级图

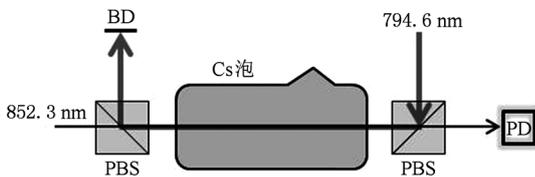


图 2 实验装置示意图(PBS:立方偏振棱镜;PD:光电探测器;BD:挡光板)

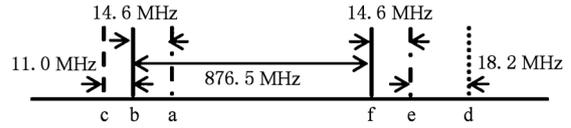


图 3 EIT 谱结构示意图

3. 实验结果与讨论

实验上,探测光的功率为 $\sim 220 \mu\text{W}$,耦合光的功率为 $\sim 27.0 \text{ mW}$. 当探测光频率锁定到 $6S_{1/2} (F = 3) - 6P_{3/2} (F' = 2)$ 跃迁线上,耦合光在 $6P_{3/2}$ 和 $8S_{1/2}$ 态之间扫描,典型的 EIT 光谱如图 4 中的曲线 1 所示,其频率轴是通过一个共焦的法布里-珀罗腔(自由光谱区为 735 MHz,精细度约为 100)标定. 曲线 1 上的 EIT 峰已用字母标出,其中峰 c 为共振于 $F = 3 - F' = 2 - F'' = 3$ 跃迁的 EIT 信号;峰 b(f) 为探测光负失谐于 $F = 3 - F' = 3 - F'' = 3(4)$ 的跃迁线相对应;峰 e 与 $F = 3 - F' = 4 - F'' = 4$ 的跃迁线相对应,是探测光负失谐于 $F = 3 - F' = 4$ 跃迁线 352.5 MHz 时的 EIT 信号. 这些峰之间的间距与图 3 给出的间距基本相符. 曲线 1 上吸收增强的部分(背景之下)是由于探测光与耦合光波长不匹配造成的^[17],以及图 3 上一些应该看到的信号在曲线 1 上并没显示,可能是由于对应的跃迁强度相对较弱和这些跃迁线与光场相互作用较弱造成的.

理论上,EIT 已经得以深入的研究,但大多是基于一个理想的三能级模型,而且通常是探测光扫描,因此 EIT 信号总是带有一个多谱勒背景^[16, 17]. 最近,人们改变扫描方式,将探测光频率锁定,让耦合光扫描,因此得到的 EIT 信号出现在一个平坦的背景上,提高了光谱的精度^[14]. 在这两种扫描方式下,EIT 的物理本质是相同的,原子均处于一个相干叠加的暗态,只是 EIT 信号的背景轮廓不同而已. 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 $\chi(v) = \chi' + i\chi''$,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^[16].

$$\chi(v) dv = \frac{4ihg_{21}^2/\epsilon_0}{\gamma_{21} - i\Delta_P - i\frac{\omega_P}{c}v + \frac{\Omega_C^2/4}{\gamma_{31} - i(\Delta_P + \Delta_C) - i(\omega_P - \omega_C)v/c}} N(v) dv. \quad (1)$$

式中, ω_p 和 ω_c 分别为探测光和耦合光的频率, Δ_p 和 Δ_c 为探测光和耦合光的频率失谐. 探测光的拉比频率为: $\Omega_p = 2E_p g_{21}$ (E_p 表征探测光场的强度, g_{21} 为基态到中间态跃迁的矩阵元), Ω_c 为耦合光的拉比频率. $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, $\Gamma_{i(j)}$ 为原子能级 i 的自然线宽. $N(v) = \frac{N_0}{u\sqrt{\pi}} e^{-v^2/u^2}$ 为一维麦克斯韦-玻尔兹曼速度分布 (N_0 为原子的数密度, v 为原子沿光束方向的速度, $u = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ 为最概然速率, k 为波尔兹曼常数, T 为室温约为 300 K, m 为铯原子的质量).

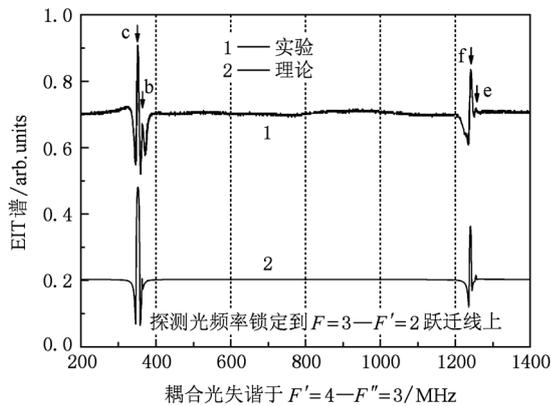


图4 探测光频率锁定于 $F = 3 - F' = 2$ 跃迁线时的 EIT 谱

依据(1)式,分别将共振和失谐时的 EIT 信号计算出,然后将这些信号按照一定的比例叠加,得到的理论曲线就可以与实验结果进行比较. 具体做法如下:以图 4 为例,令 $\Delta_p = 0$,扫描 Δ_c 即可得到共振时的 EIT 信号峰 c;当 $\Delta_p = -151.2$ MHz 时,可得到失谐时的 EIT 信号 b 和 f;当 $\Delta_p = -352.5$ MHz 时,可得 EIT 信号 e. 在上述计算过程中, Δ_c 需要选取一个公共的频率参考点,这里以 $F' = 4 - F'' = 3$ 跃迁线作为耦合光的 0 失谐位置. 对于基态 $6S_{1/2}$ 到中间态 $6P_{3/2}$,不同的超精细跃迁其振子强度不同,如 $\Omega_{32} = a_{32}\Omega_p$ 为 $F = 3 - F' = 2$ 的拉比频率, $\Omega_{33} = a_{33}\Omega_p$, $\Omega_{34} = a_{34}\Omega_p$ 分别为 $F = 3 - F' = 3$ 和 4 的拉比频率,我们将共振和失谐时的 EIT 信号按比例系数 $a_{32} : a_{33} : a_{34} = 0.95 : 1 : 0.71$ 叠加^[18],即可得理论曲线 2. 这里耦合光的拉比频率 Ω_c 在计算中作为一个自由参数,它只影响 EIT 峰的相对强度而不影响峰的位置. 从图 4 可看出,理论曲线与实验曲线符合的较好,特别是峰的位置对应得更好.

图 5 和图 6 分别为探测光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$)— $6P_{3/2}$ ($F' = 3$) 和 ($F' = 4$) 跃迁线时的 EIT 光谱.

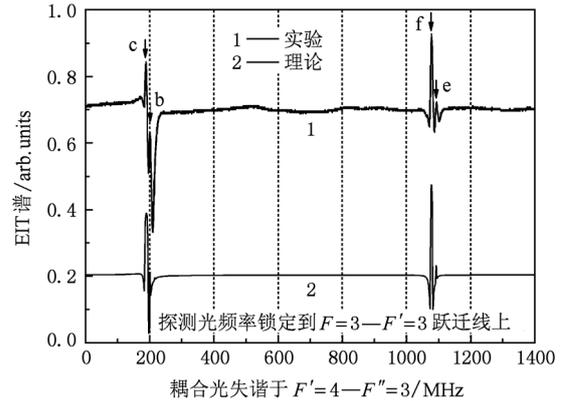


图5 探测光频率锁定于 $F = 3 - F' = 3$ 跃迁线时的 EIT 谱

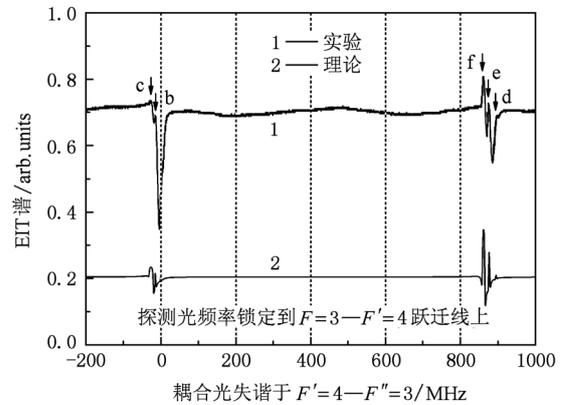


图6 探测光频率锁定于 $F = 3 - F' = 4$ 跃迁线时的 EIT 光谱

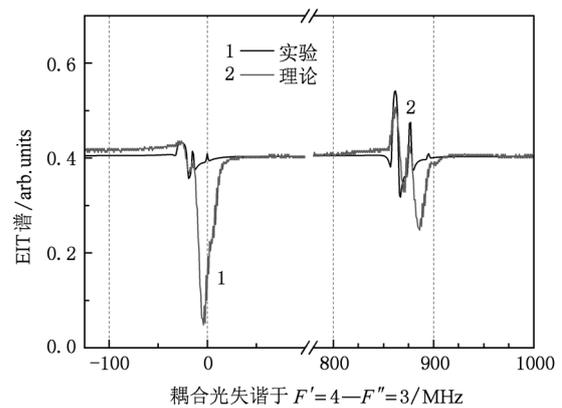


图7 探测光频率锁定于 $F = 3 - F' = 4$ 跃迁线时的 EIT 光谱 (图6信号的放大)

理论曲线的计算方法与图 4 相同,计算中除了需要改变探测光的频率失谐 Δ_p ,其他所有参数与图 4 相同. 从图 5 和图 6 中可以看出,除一些跃迁线处的信号,如 $F' = 4 - F'' = 3$ 跃迁和 $F' = 5 - F'' = 4$ 跃迁,理论计算曲线与实验相差较大外,其他跃迁线处的信

号理论计算曲线与实验符合得较好,见图7(图6信号的放大).这是由于在实验中,还存在光抽运效应的影响(实验中看到了来自7P到6S的蓝色荧光信号),其与探测光和耦合光的偏振组态以及光抽运的路径密切相关^[19, 20].然而,在计算中并未考虑光抽运的影响.

图4,5,6相比较,它们的光谱具有相似的结构,特别是相同跃迁线对应峰之间的频率间隔是完全相同的.这是由于无论探测光频率锁于哪条跃迁线上,其结果只是导致不同能级对光场的失谐发生了变化,而这些不同能级之间的相对频率失谐间隔是完全由中间态 $6P_{3/2}$ 和激发态 $8S_{1/2}$ 的超精细能级结构决定的.因此,探测光频率锁于不同的位置,只会导致光谱的整体平移和EIT峰相对强度的变化而保

持不变的频率间隔,如图3所示.

4. 结 论

与传统EIT的扫描模式不同,我们将探测光频率锁定,耦合光扫描,因此所得EIT光谱具有平坦的背景,提高了光谱的精度.由于EIT是一种量子相干效应,致使谱线的线宽较窄,这些优点对于精确测量激发态之间能级间隔,超精细结构常数等非常有价值.同时结果表明,EIT峰之间的频率间隔对探测光的频率失谐不敏感,这对相关超精细能级间隔的测量也是有意义的.理论上,我们用一个多能级的EIT模型对实验结果进行了解释,二者符合得较好.

- [1] Imamoglu A, Harris S E 1989 *Opt. Lett.* **14** 1344
- [2] Bollor K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [3] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [4] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nature Photon.* **3** 706
- [5] Banaszek K, Demkowicz-Dobrzański R, Walmsley I A 2009 *Nature Photon.* **3** 673
- [6] Abel R P, Mohapatra A K, Bason M G, Pritchard J D, Weatherill K J, Raitzsch U, Adams C S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 071107
- [7] Zhao J M, Zhu X B, Zhang L J, Feng Z G, Li C Y, Jia S T 2009 *Opt. Express* **17** 15821
- [8] Niu J Y, Pei L Y, Wu L A, Fu P M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 113209
- [9] Wang F Y, Shi B S, Lu X S, Guo G C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1798
- [10] Wang J, Kong L B, Tu X H, Jiang K J, Li K, Xiong H W, Zhu Y F, Zhan M S 2004 *Phys. Lett. A* **328** 437
- [11] Lukin M D, Imamoglu A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1419
- [12] Yang B D, Gao J, Zhang T C, Wang J M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013818
- [13] Liang Q B, Yang B D, Zhang T C, Wang J M 2010 *Opt. Express* **18** 13554
- [14] Yang B D, Liang Q B, He J, Zhang T C, Wang J M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043803
- [15] Zhao J M, Zhao Y T, Huang T, Xiao L T, Jia S T 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1023 (in Chinese) [赵建明、赵延霆、黄涛、肖连团、贾锁堂 2004 物理学报 **53** 1023]
- [16] Gea-Banacloche J, Li Y Q, Jin S Z, Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 576
- [17] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [18] Steck D A 2010 "Cesium D line data", <http://steck.us/alkalidata> (version 2.1.4)
- [19] Kargapol'tsev S V, Velichansky V L, Yarovitsky A V, Taichenachev A V, Yudin V I 2005 *Quant. Electr.* **35** 591
- [20] Hayashi N, Fujisawa A, Kido H, Takahashi K, Mitsunaga M 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1645

Multiple electromagnetically-induced transparency of hyperfine levels in cesium $6S_{1/2}—6P_{3/2}—8S_{1/2}$ ladder-type system^{*}

Yang Bao-Dong¹⁾²⁾ Gao Jing¹⁾ Wang Jie¹⁾ Zhang Tian-Cai¹⁾ Wang Jun-Min^{1)†}

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

2) (College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 14 January 2011; revised manuscript received 24 January 2011)

Abstract

Based on the cesium $6S_{1/2}—6P_{3/2}—8S_{1/2}$ ladder-type system, electromagnetically-induced transparency (EIT) is further investigated in a room-temperature vapor cell. When the probe laser is locked to one of the hyperfine transitions between the ground state $6S_{1/2}$ ($F = 3$) and the intermediate state $6P_{3/2}$ while the coupling laser scans the transition between the intermediate state $6P_{3/2}$ and the excited state $8S_{1/2}$, the EIT spectrum has a flat background improving the spectral resolution. The theoretically calculated EIT spectral profiles from a multi-level ladder-type model are consistent well with the obtained experimental phenomena.

Keywords: electromagnetically-induced transparency, optical pumping, hyperfine structure, ladder-type system

PACS: 42.50.Gy, 32.80.Bx, 32.10.Fn

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61078051, 60978017, 10974125, 11104172), the Project for Excellent Research Team of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60821004), and the NCET Program from the Education Ministry of China (Grant No. NCET-07-0524).

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