

Rb⁸⁷ 冷原子电磁感应透明吸收曲线不对称性的分析

白金海 芦小刚 缪兴绪 裴丽娅 王梦 高艳磊 王如泉 吴令安 傅盘铭 左战春

Analysis on the absorption curve asymmetry of electromagnetically induced transparency in Rb⁸⁷ cold atoms

Bai Jin-Hai Lu Xiao-Gang Miao Xing-Xu Pei Li-Ya Wang Meng Gao Yan-Lei Wang Ru-Quan Wu Ling-An Fu Pan-Ming Zuo Zhan-Chun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 034206 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.034206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

芯片原子钟相干布居囚禁谱线特性研究

Study on characteristics of coherent population trapping spectral line for chip-scale atomic clock

物理学报.2015, 64(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034207>

二维电磁感应光子带隙的动态生成与调控

Dynamic generation and manipulation of electromagnetically induced 2D photonic band-gaps

物理学报.2014, 63(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224203>

一维冷原子晶格中相干诱导三光子带隙

Tunable three photonic band-gaps coherently induced in one-dimensional cold atomic lattices

物理学报.2014, 63(3): 034209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034209>

四能级双V型原子系统中考虑自发辐射相干的无粒子数反转激光

Lasing without inversion with considering spontaneously generated coherence

物理学报.2013, 62(16): 164207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164207>

三能级闭合环路系统控制的位相和幅度相关的无反转增益

Phase and amplitude-dependent inversionless gain controlled by a three-level closed loop system

物理学报.2013, 62(10): 104206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.104206>

Rb⁸⁷冷原子电磁感应透明吸收曲线 不对称性的分析*

白金海 芦小刚 缪兴绪 裴丽娅 王梦 高艳磊 王如泉 吴令安
傅盘铭 左战春†

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2014年7月10日收到; 2014年8月17日收到修改稿)

研究了耦合光共振时 Rb⁸⁷ 冷原子 D1 线 Λ 形能级体系中电磁感应透明吸收曲线的不对称现象. 发现间隔为 814 MHz 的另一个激发态能级导致了不对称现象. 不对称现象的根本原因是受激拉曼散射, 同时发现透明窗口两侧不对称的吸收峰的幅值比与耦合光强成正比. 理论拟合与实验数据符合得较好.

关键词: 电磁感应透明, 不对称, 受激拉曼散射, 激发态

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Dr

DOI: 10.7498/aps.64.034206

1 引言

自 1991 年 Harris 等^[1]首次发现电磁感应透明现象 (electromagnetically induced transparency, EIT) 以来, EIT 受到了广泛的关注. 由于原子的相干效应, EIT 在原子共振处有折射率非常大的同时吸收又非常小的性质, 其在很多方面有重要的应用, 例如光减速和光存储^[2-4]以及量子信息处理^[5,6]等, 最新的文章如基于 EIT 效应利用存储光产生可控拍频信号^[7], 利用 EIT 效应调谐光子晶体中的光子带隙^[8]等.

在各种类型的 EIT 中, 冷原子 Λ 形能级体系的 EIT 因其非常小的基态消相干速率而应用的最多^[9-11], 我们实验室也进行了 Rb⁸⁷ 冷原子 Λ 形能级体系 EIT 的研究. 众所周知, 当耦合光强较大时, EIT 将过渡到 Autler-Townes(AT) 分裂情形^[12]. 我们发现, 耦合光共振时在 Rb⁸⁷ 的冷原子团中测量得到的 EIT(AT 分裂) 吸收曲线是不对称的, 这个现象在相关 EIT(AT 分裂) 的文章中也可

以看到^[13-16], 但是还未见有文章具体讨论此不对称的成因. 我们的实验小组对 EIT 现象的物理图像有自己的理解, 认为 EIT 是受激拉曼谱对介质产生的线性吸收谱补偿的结果^[17-19], 文献^[17]从上述角度阐述了 EIT 和 AT 分裂与受激拉曼谱之间的关系, 文献^[18]讨论了多普勒展宽效应对受激拉曼谱的影响并用拉曼增益代替 Fano 干涉解释 EIT 现象, 文献^[19]研究了不同耦合光失谐时受激拉曼谱的增益与损耗现象, 以上文章考虑的都是多普勒展宽的热原子系综情形, 其中文献^[19]中简单提到了受激拉曼谱线不对称的原因, 本文在以上文章的基础上详细分析了实验上得到的均匀增宽冷原子系综中电磁感应透明吸收曲线不对称的结果和原因.

一般来说, 碱金属气体的 EIT 实验中, 所用的 Λ 形能级体系与 Rb⁸⁷ 原子 D1 线能级有类似结构, 如图 1 所示, 超精细分裂的两个基态和两个激发态分别为 $|0\rangle$, $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$, $|1'\rangle$, 激发态能级间距为 814 MHz, 这个间距是很大的, 所以理论分析时我们往往只考虑了三个能级^[20,21](基态 $|0\rangle$, $|2\rangle$, 激发态 $|1\rangle$), 而忽略了另一个激发态 $|1'\rangle$ 的影响. 本文从理

* 国家自然科学基金(批准号: 11274376, 61308011)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922002, 2010CB922904) 和国家高技术研究发展计划(批准号: 2011AA120102) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zczuo@iphy.ac.cn

论上分别计算了考虑此激发态与不考虑此激发态时,与探测光相关的宏观极化率的表达式,通过比较分析,我们发现,宏观极化率中的受激拉曼散射项是导致探测光吸收曲线不对称的主要因素,不对称主要体现在透明窗口两侧的两个吸收峰幅值的不等,我们也发现此幅值的比值恰好与耦合光强度成正比.本文的实验是在磁光阱俘获的Rb⁸⁷冷原子团中进行的,我们测量的是在共振耦合光作用下,探测光透过冷原子团的吸收曲线,得到的实验结果与理论符合得较好.

2 理论

考虑如图1所示的Rb⁸⁷原子D1线能级系统,与系统相互作用的探测光场和耦合光场分别记为 $E_1 = \varepsilon_1 e^{-i(\omega_1 \cdot t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})}$ 和 $E_2 = \varepsilon_2 e^{-i(\omega_2 \cdot t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})}$,其中, ε_1 和 ε_2 分别为两光场的电场振幅, ω_1 和 ω_2 分别为两光场的频率, \mathbf{k}_1 和 \mathbf{k}_2 分别为两光场的波矢量,激发态 $|1\rangle$ ($|1'\rangle$) 与基态 $|0\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的共振跃迁频率记为 Ω_1 和 Ω_2 , 相应偶极跃迁矩阵元为 $\mu_1(\mu'_1)$ 和 $\mu_2(\mu'_2)$, 激光场频率失谐记作 $\Delta_i = \Omega_i - \omega_i$ ($i = 1, 2$). 两个激发态之间的能级间距记为 Δ' . 令激发态与基态之间、两基态之间的横向弛豫时间和纵向弛豫时间分别为 Γ_{10} , Γ_{20} 和 γ , γ_0 , $G_i = \mu_i E_i / \hbar$ 为探测光 ($i = 1$) 与耦合光 ($i = 2$) 拉比频率.

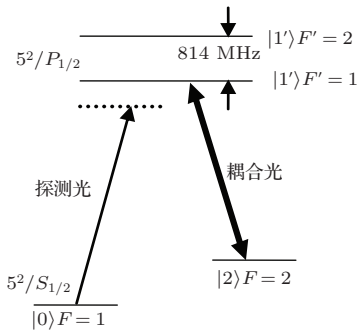


图1 Rb⁸⁷原子D1线能级系统

2.1 不考虑能级 $|1'\rangle$ 影响时的情形

当我们不考虑能级 $|1'\rangle$ 的影响时,体系相互作用绘景下的哈密顿量为

$$H = \hbar\Delta_1 |1\rangle \langle 1| + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2) |2\rangle \langle 2| - [\mu_1 E_1 |1\rangle \langle 0| + \mu_2 E_2 |2\rangle \langle 1| + \text{H.c.}] \quad (1)$$

探测场相关的密度矩阵元 ρ_{10} , 可以通过求解下述密度矩阵方程得到

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{relax}} \quad (2)$$

做如下近似 $\rho_{00}, \rho_{22} \gg \rho_{11}, G_2 \gg G_1, \gamma \gg \gamma_0$, 我们可以得到与探测场相关的密度矩阵元的表达式

$$\rho_{10} = \frac{iG_2^*}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{20} + \frac{iG_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{00}, \quad (3a)$$

$$\rho_{20} = (iG_1)(iG_2) \left\{ \left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} \right] \rho_{00} + \left[\frac{1}{i\Delta_2 - \Gamma_{10}} \right] \rho_{22} \right\} \times \left\{ -[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] + |G_2|^2 \left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} \right] \right\}^{-1}, \quad (3b)$$

以及

$$\rho_{00} = \frac{|G_2|^2 \cdot \Gamma_{10} + \gamma_0 \cdot (\Delta_2^2 + \Gamma_{10}^2)}{|G_2|^2 \cdot \Gamma_{10} + 2 \cdot \gamma_0 \cdot (\Delta_2^2 + \Gamma_{10}^2)}, \quad \rho_{22} = 1 - \rho_{00}. \quad (3c)$$

如果令 N 为原子数, 则宏观极化率与密度矩阵元的关系为

$$P_{10} = N\mu_1 \rho_{10}. \quad (4a)$$

由(3a), (4a)式可以得到与探测光相关的宏观极化率表达式

$$P_{10} = \frac{iN\mu_1 G_2^*}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{20} + \frac{iN\mu_1 G_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{00}. \quad (4b)$$

如果令 $\rho_{00} = 1$, 将(3b), (3c)式代入(4b)式可以得到

$$P_{10} = \frac{iN\mu_1 G_1 [-i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}]}{(i\Delta_1 + \Gamma_{10}) [-i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] + G_2^2}.$$

上式正是EIT的表达式, 从(4b)式的物理图像上看, 可以把EIT看作是受激拉曼谱(stimulated Raman spectrum, SRS, 右边第一项)对介质产生的线性吸收谱(linear absorption spectrum, LAS, 右边第二项)修正的过程^[18], 为方便讨论, (4b)式的右边, 第一项记作SRS1, 第二项记作LAS1.

2.2 考虑能级 $|1'\rangle$ 影响时的情形

当我们考虑能级 $|1'\rangle$ 时, 令 $\mu_1 \approx \mu'_1$ 和 $\mu_2 \approx \mu'_2$, 与2.1中的方法类似, 我们可以得到与探测光相关的宏观极化率表达式

$$P'_{10} = \left(\frac{iG_2^*}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} + \frac{iG_2^*}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} \right) N\mu_1 \rho'_{20}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(\frac{iG_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} + \frac{iG_1}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} \right) \\
 & \times N\mu_1\rho'_{00}, \quad (5a)
 \end{aligned}
 \quad \rho'_{22} = 1 - \rho'_{00}, \quad (5c)$$

其中

$$\begin{aligned}
 \rho'_{20} = & (iG_1)(iG_2) \left\{ \left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} \right. \right. \\
 & + \left. \frac{1}{-i(\Delta_1 + \Delta') - \Gamma_{10}} \right] \rho'_{00} \\
 & + \left. \left[\frac{1}{i\Delta_2 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{i(\Delta_2 + \Delta') - \Gamma_{10}} \right] \rho'_{22} \right\} \\
 & \times \left\{ -[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] \right. \\
 & + |G_2|^2 \left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} \right. \\
 & \left. \left. + \frac{1}{-i(\Delta_1 + \Delta') - \Gamma_{10}} \right] \right\}^{-1}, \quad (5b)
 \end{aligned}$$

以及

$$\rho'_{00} = \frac{Q|G_2|^2/\gamma_0 + 1}{Q|G_2|^2/\gamma_0 + 2},$$

其中

$$\begin{aligned}
 Q = & \frac{\gamma \cdot \Gamma_{10}}{(\Gamma_{10}^2 + \Delta_2^2) \cdot \gamma + G_2^2 \cdot \Gamma_{10}} \\
 & + \frac{\Gamma_{10}}{\Gamma_{10}^2 + (\Delta_2 + \Delta')^2}.
 \end{aligned}$$

类似的, (5a) 式的右边, 第一项记作 SRS2, 第二项记作 LAS2.

2.3 数值模拟与讨论

讨论探测光吸收曲线不对称的成因, 我们只需比较宏观极化率 P_{10} 和 P'_{10} , 即 LAS1(SRS1) 与 LAS2(SRS2) 的区别即可, 如图 2 所示. 需要说明的是, 我们考虑的是冷原子系综, 对应于实验上测量的吸收曲线, 我们仅讨论宏观极化率表达式的虚部, 且为更好的突出不对称性, 考虑的是耦合场强度较大的情形.

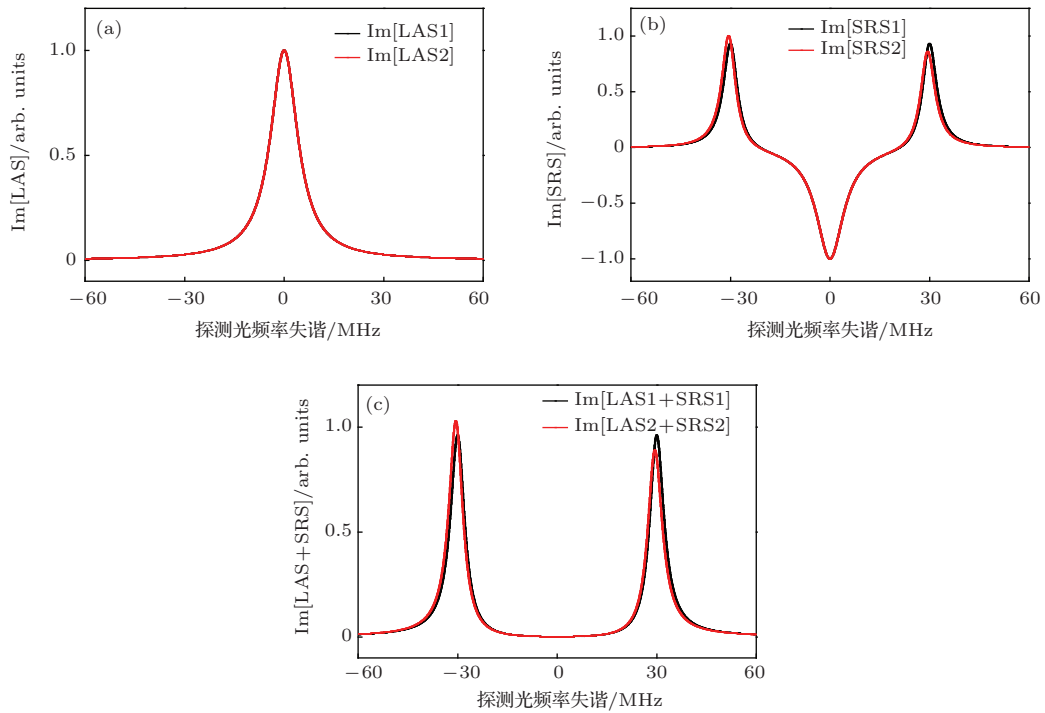


图 2 (网刊彩色) 与探测光相关的宏观极化率的虚部随 Δ_1 变化的数值拟合结果 (黑色曲线为不考虑能级 $|1'\rangle$ 影响时的情形, 红色曲线为考虑能级 $|1'\rangle$ 影响时的情形. 拟合参数为 $\Gamma_{10} = 5$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.2$ MHz, $\gamma = 6$ MHz, $\gamma_0 = 10^{-3}$ MHz, $G_2 = 30$ MHz, $\Delta_2 = 0$ MHz, $\Delta' = 814$ MHz) (a) 线性吸收项虚部的变化; (b) 受激拉曼项虚部的变化; (c) 宏观极化率 (线性吸收项与受激拉曼项的和) 虚部的变化

图 2(a) 为仅考虑线性吸收项虚部随探测光频率失谐的变化. 可见不考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的曲线与考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的曲线重合在一起, 几乎没有任

何差别, 且二者的曲线都是对称的, 这是容易理解的, 我们考虑的是可忽略多普勒展宽的冷原子体系, 那么能级 $|1'\rangle$ 的存在对 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁频率为

中心附近扫描的探测场的线性吸收的影响是可以忽略的. 图 2(b) 为仅考虑受激拉曼项虚部的变化. 可见不考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的曲线与考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的曲线在失谐为 ± 30 MHz 附近的吸收峰附近有明显不同, 前者的曲线是对称的, 而后者不对称, 这是因为, 能级 $|1'\rangle$ 的存在不仅影响了基态间的相干项 ρ_{20} 也附加了双光子失谐为 -814 MHz 的受激拉曼散射. 图 2(c) 表示的是宏观极化率 (线性吸收项与受激拉曼项的和) 虚部的变化, 与图 2(b) 中类似, 不考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的曲线与考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的曲线在两个吸收峰附近有明显不同, 前者的曲线是对称的, 而后者不对称. 如此, 我们可以得到两个结论: 1) 能级 $|1'\rangle$ 的存在导致了吸收曲线的不对称; 2) 宏观极化率表达式中的受激拉曼项是吸收曲线不对称的主要因素.

如图 2(c) 所示, 不对称主要体现在 ± 30 MHz 处的吸收峰附近, 主要表现在吸收峰幅值的不同, 我们可以通过数值模拟得出幅值的比值随耦合场强度的变化趋势, 如图 3 所示.

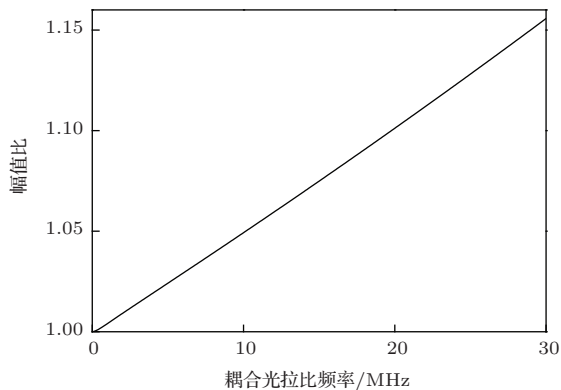


图 3 当考虑能级 $|1'\rangle$ 的影响时, 吸收峰幅值比随耦合光强变化的数值模拟结果 (拟合参数为 $\Gamma_{10} = 5$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.2$ MHz, $\gamma = 6$ MHz, $\gamma_0 = 10^{-3}$ MHz, $\Delta_2 = 0$ MHz, $\Delta' = 814$ MHz)

从图 3 中可以得出, 当考虑能级 $|1'\rangle$ 的影响时, 吸收峰幅值比与耦合光强度成正比, 也就是说, 耦合光强度越大, 两个吸收峰的幅值差别越大, 与之相对的是, 不考虑能级影响 $|1'\rangle$ 时, 此幅值比不随耦合光强变化而是为固定值 1.

3 实 验

我们的实验所用的能级体系如图 1 所示, 实验装置如图 4 所示. 实验是在 Rb^{87} 的磁光

阱 (magneto-optic trap, MOT) 中进行的, 俘获的 Rb^{87} 原子云的直径为 2 mm、包含约 2×10^8 的原子数, 所用的抽运和探测光场由两台独立的 795 nm 半导体激光器 (DL1、DL2) 提供, 激光线宽均约为 0.2 MHz, 探测光场与耦合光均为线偏振光, 二者偏振方向正交以约 8° 的角度入射并在原子云处重叠, 经光纤整形后, 在冷原子云处, 探测光场的光斑直径约为 1 mm、强度固定为 $1 \mu\text{W}$, 耦合场直径为 3 mm, 强度可调; 我们进行一次测量的周期为 100 ms, 关掉磁场和冷却光的同时我们打开耦合光, 耦合光打开 $50 \mu\text{s}$ 后再打开探测光, 主要使大多数原子布居在基态 $|0\rangle$ 上, 探测光耦合光持续 3 ms 后关断, 剩下的 97 ms 我们打开磁场和冷却光束用来重建 MOT 以完成一个测量周期, 所用的耦合光共振于能级 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 之间, 而探测光的频率以 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 的跃迁频率为中心扫描, 其扫描周期与 MOT 开关周期同步.

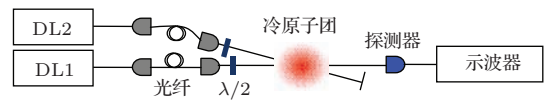


图 4 (网刊彩色) 实验装置图 (DL1、DL2 为半导体激光器; 经过冷原子团的粗黑线为耦合光 (经过冷原子团后被黑板挡住), 细黑线为探测光; $\lambda/2$ 为半波片)

将测量得到的探测光吸收曲线的实验结果分别用考虑与不考虑能级 $|1'\rangle$ 时的情况对应的理论结果去拟合, 如图 5 所示.

图 5(a), (c) 为用不考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的理论拟合的结果, 图 5(b), (d) 为用考虑能级 $|1'\rangle$ 影响的理论拟合的结果, 比较可以发现后者的拟合结果更好, 尤其是耦合光强为 20 mW 时的情况 (图 5(c), (d)). 实际实验中我们发现, 随着耦合光强的增大曲线的不对称性会更加明显, 换句话说, 耦合光强越大时, 用考虑能级 $|1'\rangle$ 存在时的理论对实验结果的拟合越好.

我们测量了不同耦合光强下的吸收峰幅值比, 如图 6 所示, 从图中可以发现, 幅值比与耦合光强成正比理论与实验上都可以看到, 不对称性主要体现在探测光吸收曲线的两个吸收峰的差别上, 换句话说, 我们可以认为不对称的程度随耦合光强度的增加成正比增长.

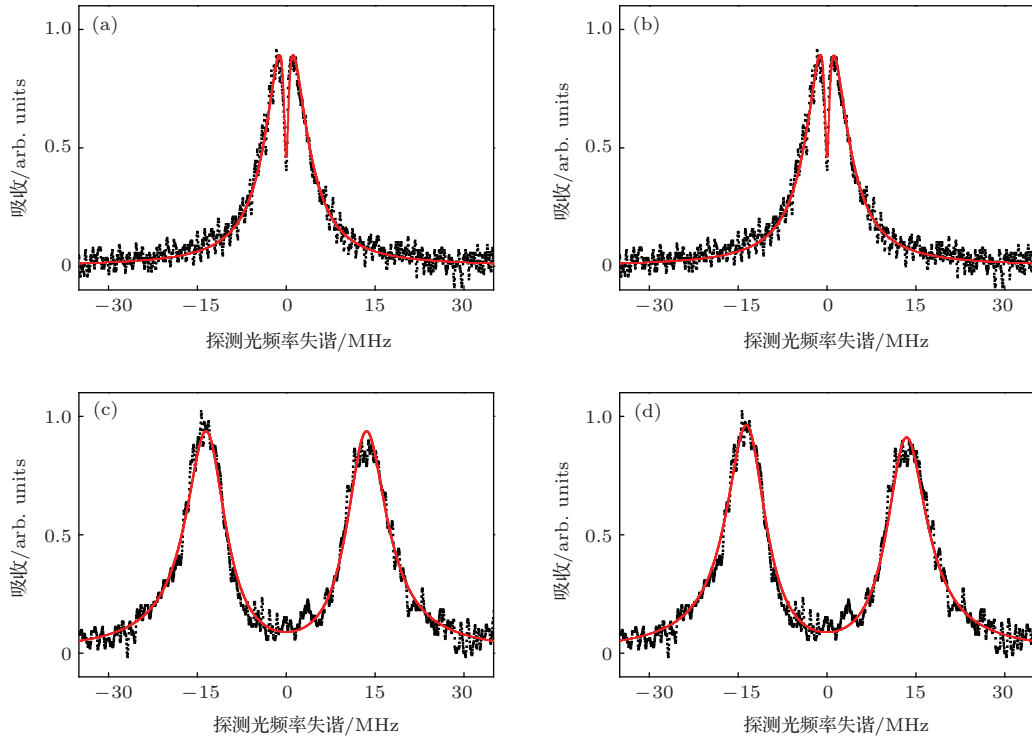


图5 (网刊彩色) 探测光吸收曲线的实验结果和理论拟合结果(黑色曲线为实验曲线, 红色曲线为理论曲线) 耦合光强为(a), (b) 0.09 mW; (c), (d) 20 mW. 理论拟合条件为(a), (c) 不考虑能级 $|1'\rangle$; (b), (d) 考虑能级 $|1'\rangle$. 所用拟合参数为 $\gamma = 6$ MHz, $\gamma_0 = 10^{-3}$ MHz, $\Delta_2 = 0$ MHz, $\Delta' = 814$ MHz. (a), (b) $\Gamma_{10} = 4.0$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.24$ MHz, $G_2 = 0.99$ MHz; (c), (d) $\Gamma_{10} = 6.0$ MHz, $\Gamma_{20} = 2.3$ MHz, $G_2 = 13.4$ MHz

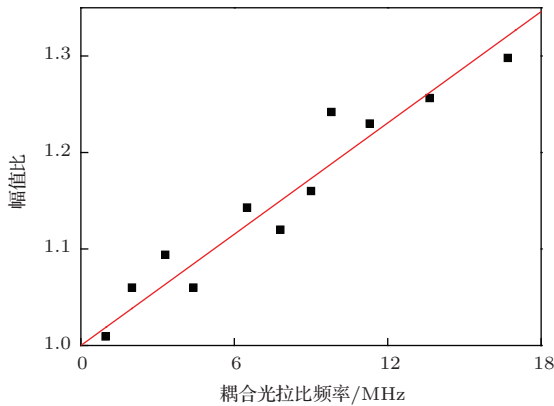


图6 (网刊彩色) 吸收峰幅值比随耦合光强度变化的实验结果(黑色方块为实验数据, 红线为由数据拟合的直线)

4 结 论

本文分析了 Λ 形能级体系EIT吸收曲线的不对称现象我们使用半经典理论分别计算了考虑与不考虑激发态 $|1'\rangle$ 影响时的探测光相应的宏观极化率, 我们的实验是在磁光阱俘获的 Rb^{87} 冷原子中完成的, 考虑的是耦合光共振时的情形, 通过分析发现, 间隔为814 MHz的另一个激发态 $|1'\rangle$ 导致了EIT吸收曲线的不对称, 且不对称性的程度是与耦

合光强成正比的, 我们的理论分析与实验数据符合的比较

合的好。由本文结果可以知道, 当耦合光强较小时, 不对称性是很不明显的, 此时可以忽略另一个激发态能级对体系的影响, 可以借鉴文章^[22,23]中由EIT过渡到AT分裂的条件, 当耦合光的拉比频率 G 远小于 Γ_{10} 与 Γ_{20} 的差时, 处于EIT区域, 此时的不对称性很弱可以忽略, 可仅仅考虑三能级时的情形; 而当 G 远大于 Γ_{10} 与 Γ_{20} 的差(或与其相比拟)时, 处于AT分裂(或过渡)区域, 此时不对称性非常明显, 不能忽略另一个激发态的影响。

本文的工作, 对研究阶梯形、V形或更复杂的能级配置的EIT中的不对称现象^[24-26]有更好的掌握, 对EIT和AT分裂等非线性光学现象的观测和理解具有一定的指导意义。

参考文献

- [1] Bollor K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [2] varPhillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783

- [3] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C 1999 *Nature* **397** 594
- [4] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [5] Boyer V, Marino A M, Pooser R C, Lett P D 2008 *Science* **321** 544
- [6] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Duck A, Strassel T, Li L, Liu N L, Zhao B, Pan J W 2012 *Nat. Phys.* **8** 517
- [7] Wang L, Yang Q Y, Wang X X, Luo M X, Fan Y F, Kang Z H, Dai T Y, Bi S, Wang H H, Wu J H, Gao J Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 014205
- [8] Ba N, Wang L, Zhang Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 34209 (in Chinese) [巴诺, 王磊, 张岩 2014 物理学报 **63** 34209]
- [9] Hsu M T L, Hetet G, Glockl O, Longdell J J, Buchler B C, Bachor H A, Lam P K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 183601
- [10] Zhang J P, Hernandez G, Zhu Y F 2008 *Opt. Lett.* **33** 46
- [11] Basler C, Reiningner K, Meinert F, Ghosh P N, Helm H 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013430
- [12] Tony Abi Y-Salloum 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053836
- [13] Yan M, Rickey E G, Zhu Y F 2001 *Opt. Lett.* **26** 548
- [14] Giner L, Veissier L, Sparkes B, Sheremet A S, Nicolas A, Mishina O S, Scherman M, Burks S, Shomroni I, Kupriyanov D V, Lam P K, Giacobino E, Laurat J 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013823
- [15] Jiang W, Chen Q F, Zhang Y S, Guo G C 2006 *Phys. Rev. A* **73** 053804
- [16] Zhang J P, Hernandez G, Zhu Y F 2006 *Opt. Lett.* **31** 2598
- [17] Pei L Y, Wang R Q, Zuo Z C, Wu L A, Fu P M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124208 (in Chinese) [裴丽娅, 王如泉, 左战春, 吴令安, 傅盘铭 2013 物理学报 **62** 124208]
- [18] Pei L Y, Lu X G, Bai J H, Miao X X, Wang R Q, Wu L A, Ren S W, Jiao Z Y, Zhu H F, Fu P M, Zuo Z C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063822
- [19] Pei L Y, Zuo Z C, Wu L A, Fu P M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184209 (in Chinese) [裴丽娅, 左战春, 吴令安, 傅盘铭 2013 物理学报 **62** 184209]
- [20] Chen Y H, Lee M J, Wang I C, Du S W, Chen Y F, Chen Y C, Yu I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601
- [21] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Phys. Rev. Mod.* **77** 633
- [22] Anisimov P M, Dowling J P, Sanders B C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 163604
- [23] Lu X G, Miao X X, Bai J H, Pei L Y, Wang M, Gao Y L, Wu L A, Fu P M, Wang R Q, Zuo Z C 2014 *Phys. Rev. A* (Submitted)
- [24] Xiao M, Li Y Q, Jin S Z, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666
- [25] Zhao J M, Wang L R, Xiao L T, Zhao Y T, Yin W B, Jia S T 2002 *Opt. Commun.* **206** 341
- [26] He Z S, Tsai J H, Chang Y Y, Liao C C, Tsai C C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033402

Analysis on the absorption curve asymmetry of electromagnetically induced transparency in Rb⁸⁷ cold atoms*

Bai Jin-Hai Lu Xiao-Gang Miao Xing-Xu Pei Li-Ya Wang Meng Gao Yan-Lei
Wang Ru-Quan Wu Ling-An Fu Pan-Ming Zuo Zhan-Chun[†]

(Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100190, China)

(Received 10 July 2014; revised manuscript received 17 August 2014)

Abstract

The asymmetry of the absorption curve of electromagnetically induced transparency by a resonant coupling field in Λ -type three-level systems for Rb⁸⁷ cold atoms is investigated. We find that it is the other excited state, separated by an interval of 814 MHz, that induces this phenomenon. The primary cause of it is the stimulated Raman scattering. We also find that the ratio between the heights of the absorption peaks on the two sides of the transparency window is proportional to the intensity of the coupling beam. The theoretical result agrees well with the experimental data.

Keywords: electromagnetically induced transparency, asymmetry, stimulated Raman scattering, excited state

PACS: 42.50.Gy, 42.65.Dr

DOI: [10.7498/aps.64.034206](https://doi.org/10.7498/aps.64.034206)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274376, 61308011), the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2013CB922002, 2010CB922904), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA120102).

[†] Corresponding author. E-mail: zczo@iphy.ac.cn