



电磁诱导吸收和透明的可控切换

白禧玺 王晨洁 体浩伟 刘浩功 严祥安

Controllable switching between electromagnetically induced absorption and transparency

BAI Xixi, WANG Chenjie, TI Haowei, LIU Haogong, YAN Xiang'an

引用本文:

白禧玺, 王晨洁, 体浩伟, 等. 电磁诱导吸收和透明的可控切换[J]. 应用光学, 2024, 45(3): 583–589. DOI: 10.5768/JAO202445.0310013

BAI Xixi, WANG Chenjie, TI Haowei, et al. Controllable switching between electromagnetically induced absorption and transparency[J]. *Journal of Applied Optics*, 2024, 45(3): 583–589. DOI: 10.5768/JAO202445.0310013

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.5768/JAO202445.0310013>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光学窗口电磁屏蔽性能分析与验证

Analysis and test of electromagnetic shielding effectiveness of optical window

应用光学. 2020, 41(1): 55–59 <https://doi.org/10.5768/JAO202041.0101008>

强电磁干扰环境下光纤束传像系统的设计研究

Design and research of image transmission systems with fiber bundles in environment of strong electromagnetic interference

应用光学. 2020, 41(6): 1289–1297 <https://doi.org/10.5768/JAO202041.0608001>

基于高斯混合模型的液体电磁参数太赫兹测量方法

Terahertz measurement method of liquid electromagnetic parameters based on Gaussian mixture model

应用光学. 2021, 42(6): 982–988 <https://doi.org/10.5768/JAO202142.0601006>

高功率固体激光器增益非均匀分布引起的效能亏损效应研究

Efficiency loss induced by non-uniform gain distribution in high power solid state lasers

应用光学. 2019, 40(4): 542–550 <https://doi.org/10.5768/JAO201940.0401003>

锁相热像方法实验测量Nb₂O₅薄膜吸收率

Absorptance measurement on Nb₂O₅ coating with lock-in thermography method

应用光学. 2020, 41(3): 441–446 <https://doi.org/10.5768/JAO202041.0301002>

激光诱导荧光雷达探测系统仿真研究

Simulation of laser induced fluorescence lidar detecting system

应用光学. 2017, 38(1): 131–135 <https://doi.org/10.5768/JAO201738.0107003>



关注微信公众号, 获得更多资讯信息

文章编号:1002-2082 (2024) 03-0583-07

电磁诱导吸收和透明的可控切换

白禧玺, 王晨洁, 体浩伟, 刘浩功, 严祥安

(西安工程大学 理学院, 陕西 西安 710048)

摘要: 在一个非简并三能级梯型原子系统中, 通过调谐探测场的强度, 从理论和实验上研究了探测场通过铷原子蒸气的传输谱线。当探测场不再足够弱时, 通过缀饰微扰链的方法推导了探测场响应的表达式并预言了电磁诱导吸收 (electromagnetically induced absorption, EIA) 的存在。实验上, 在室温铷原子的 D2 线中, 当弱探场状态切换到强探测状态时, 不局限于单光子共振条件, 电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 向 EIA 的转换在探测场的不同失谐量处被实现。利用缀饰能级图分析了强的探测场和耦合场产生的二级缀饰态之间的相长干涉是 EIA 形成的主要原因。由于 EIT 和 EIA 的许多应用依赖于共振附近的异常色散, 这个结果引入了控制色散符号的新能力。

关键词: 电磁感应透明; 电磁诱导吸收; 量子干涉; 缀饰微扰链; 缀饰态

中图分类号: TN29; O433

文献标志码: A

DOI: [10.5768/JAO202445.0310013](https://doi.org/10.5768/JAO202445.0310013)

Controllable switching between electromagnetically induced absorption and transparency

BAI Xixi, WANG Chenjie, TI Haowei, LIU Haogong, YAN Xiang'an

(College of Science, Xi'an Polytechnic University, Xi'an 710048, China)

Abstract: In a nondegenerate three-level ladder-type atomic system, the transmission spectrum of a probe field through the rubidium atomic vapor, theoretically and experimentally, was investigated by tuning the probe field intensity. An expression for the probe response was derived analytically by using the dressed perturbation method, which predicted the existence of electromagnetically induced absorption (EIA) when the probe field was no longer weak enough. Experimentally, in the D2 line of rubidium atom in a room temperature vapor cell, when switching from weak probe field to strong probe field, it was not limited to the single photon resonance condition, and the conversion of electromagnetically induced transparency (EIT) into EIA at different probe detuning was realized. The main reason for the formation of EIA was the constructive interference between secondary dressed states generated by strong probe field and coupling field, which was analyzed by using the dressed-state image. Since many applications of EIT and EIA relied on an anomalous dispersion near the resonance, a new ability to control the sign of the dispersion was introduced.

Key words: electromagnetically induced transparency; electromagnetically induced absorption; quantum interference; dressed perturbation chain; dressed states

引言

相干光场与多能级原子系统相互作用, 原子相

干能够诱导许多有趣的现象^[1-3]。其主要现象之一是: 当原子态和相干光场相互作用产生叠加态, 这

收稿日期: 2023-09-21; 修回日期: 2023-10-29

基金项目: 国家自然科学基金 (61405151, U2330109); 陕西省自然科学基金 (2022JM-033)

作者简介: 白禧玺 (2000—), 男, 硕士研究生, 主要从事量子光学研究。E-mail: bxx5413@163.com

通信作者: 严祥安 (1980—), 女, 教授, 硕导, 主要从事量子光学研究。E-mail: yanxiangan@xpu.edu.com

些叠加态之间的量子干涉使得激光传播中的光谱特征可能会发生与正常预期相反的变化。例如, 双光子相干引起的电磁感应透明 (EIT) 被解释为量子叠加态之间相消干涉的结果^[4-5]。另一方面, 基于量子态之间的相长干涉而产生的电磁诱导吸收 (EIA) 也吸引了许多研究人员的注意^[6-7], EIA 呈现出与 EIT 相反的特性, 同时伴随介质色散符号的变化。这种异常的吸收和色散性质在增强非线性光学效率、光减慢、光存储和量子信息处理中有着非常重要的作用^[8-10]。

近年来, 已经有许多理论和实验研究在这一领域取得了重要进展。YE C Y 等人在 V 型四能级系统中从实验上观察了无多普勒吸收谱, 并研究了激光光束传播方向对探测场传输的影响。结果表明, 在光场反向传播时, 探测场吸收信号的增强是由所有速度原子的贡献引起的; 而在同向传播的结构中, 由于只有零速度的原子参与相干作用, 探测场的吸收谱线几乎没有发生变化^[11]。在同样的四能级系统中, YAN M 等人利用缀饰态理论解释了共振处吸收增强是由于两个强场诱导产生的双缀饰态之间发生了相长干涉^[12]。之后, 在双Λ型和 Y 型系统中, 也报告了关于 EIT 和 EIA 线形以及两者之间可控切换的类似结果^[13-14]。THAICHAROEN N 等人对级联铷系统中的三光子里德堡 EIA 和 EIT 系统进行了全面的实验和理论研究, 并展示了三光子 EIT 和 EIA 在探测微波和亚太赫兹电场中的应用^[15]。

之前关于 EIA 和 EIT 的工作主要集中在四能级或五能级原子系统上。最近, 为了简化能级系统, 在三能级梯型原子系统中观察到了 EIA。该 EIA 的形成必须由两个反向传播并具有相同频率

的两个强耦合场与原子相互作用, 同时由于速度选择效应, 两束耦合场和探测场的频率必须满足各自的单光子共振条件^[16], 这种条件限制了可控激光的频率可调范围。2022 年, 裴丽娅等人在 Λ 型 EIT 系统中, 通过调谐探测场强度来调控原子基态 Raman 相干, 从理论上分析了 EIT 向 EIA 切换的机制^[17]。基于前人的研究基础, 在梯型三能级原子系统中, 通过调控探测场强度来实现电磁感应透明和吸收的切换, 进而提高控制激光的频率可调范围成为本文的研究动机。

本文在一个非简并三能级梯型原子系统中, 通过调谐探测场的强度, 从理论和实验上研究了探测场的透射谱线从电磁感应透明向电磁诱导吸收演化过程。与前人工作不同的是, 当探测场的强度不再足够弱时, 探测场对原子会有缀饰作用, 利用缀饰微扰链推导了探测场响应的表达式; 用缀饰态能级图解释了电磁诱导吸收存在的物理机制。不限于作用光场满足单光子共振的条件, 本文从实验上观测到了不同失谐量处电磁感应透明向吸收切换的过程, 此方案能够提高控制激光频率选择的灵活性。

1 理论模型与方程推导

图 1(a) 为⁸⁷Rb 的 $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=4)$ 跃迁的梯型三能级结构图。图中, 探测场与 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 跃迁相互作用, 中间态 $|1\rangle$ 通过耦合场耦合到激发态 $|2\rangle$; Ω_p 、 Ω_c 为探测场和耦合场的拉比频率; 频率失谐量 $\delta_1 = \omega_{01} - \omega_p$, $\delta_2 = \omega_{12} - \omega_c$; ω_{01} 和 ω_{12} 是原子共振玻尔频率; ω_p 、 ω_c 为作用光场的频率; γ_{10} 、 γ_{12} 分别为激发态与中间态、中间态与基态之间的横向弛豫率。

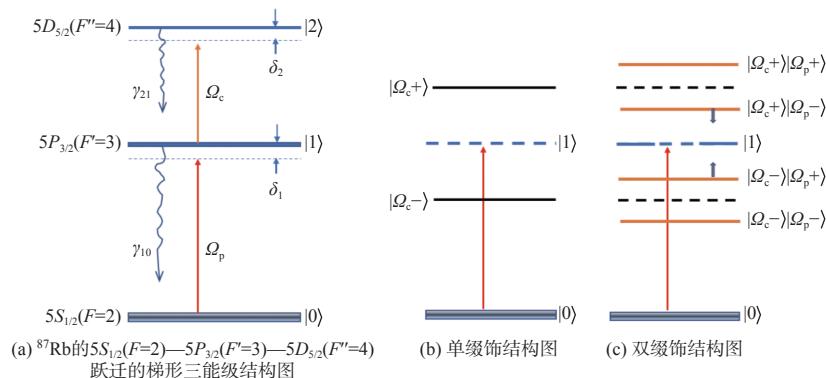


图 1 跃迁能级图

Fig. 1 Schematic diagram of transition level

在探测场较弱,耦合场强度相对较强时,此时仅耦合场产生单级饰效应。这种单级饰过程可由微扰链 $\rho_{00}^{(0)} \xrightarrow{\omega_p} \rho_{10}^{(1)} \xrightarrow{-\omega_c} \rho_{20} \xrightarrow{\omega_c} \rho_{10}^{(1)}$ 进行描述,简化为可体现级饰效应的微扰链 $\rho_{00}^{(0)} \xrightarrow{\omega_p} \rho_{Q_c \pm 0}^{(1)}$ 。这里 $\rho_{10}^{(1)}$ 的下标“1”替换为“ $Q_c \pm$ ”,表示能级|1>被强耦合场 Q_c 级饰,如图1(b)所示。当进一步增强探测场强度时,探测场对原子的级饰效应不可忽略, Q_p 在一级级饰态 $|Q_c \pm 0\rangle$ 的基础上产生双级饰态 $|Q_c + \rangle |Q_p \pm \rangle$ 或 $|Q_c - \rangle |Q_p \pm \rangle$,如图1(c)所示。这种包含两个级饰场的一阶非线性过程可以用级饰微扰链 $\rho_{00}^{(0)} \xrightarrow{\omega_p} \rho_{10}^{(1)} \xrightarrow{-\omega_c} \rho_{20} \xrightarrow{-\omega_p} \rho_{21} \xrightarrow{\omega_p} \rho_{20} \xrightarrow{-\omega_c} \rho_{10}^{(1)}$ 来描述。可以发现,与 Q_p 相关的子链 $\rho_{20} \rightarrow \rho_{21} \rightarrow \rho_{20}$ 被嵌套在由 Q_c 产生的两个子链 $\rho_{10}^{(1)} \rightarrow \rho_{20}$ 和 $\rho_{20} \rightarrow \rho_{10}^{(1)}$ 之间。因此,场与原子相互作用的级饰微扰可以简化为 $\rho_{00}^{(0)} \xrightarrow{\omega_p} \rho_{Q_c \pm Q_p \pm 0}^{(1)}$,即探测场是在耦合场的基础上产生的二级级饰态,强的探测场和耦合场相互纠缠共同级饰能级|1>,并影响|0>和|1>态之间的相干性。可以通过方程(1)~方程(3)得到探测场通过被级饰的原子后,探测场响应的表达式。

在 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 子系统中,未引入两个级饰场时,观测到的探测场信号被表征为单光子吸收过程,相应的方程可以用链 $\rho_{00}^{(1)} \rightarrow \rho_{10}^{(1)}$ 来表示:

$$\rho_{10}^{(1)} = \frac{iQ_p}{D_{10}} \quad (1)$$

当级饰场 Q_c 被作用于|1>和|2>能级之间时,可以得到反映EIT特性的被级饰的密度矩阵元 $\rho_{Q_c \pm 0}^{(1)}$ 方程如式(2):

$$\rho_{Q_c \pm 0}^{(1)} = \frac{iQ_p}{D_{10} + \frac{Q_c^2}{D_{20}}} \quad (2)$$

当第2个级饰场 Q_p 被引入时,也会对能级|1>产生级饰,且微扰链嵌套在 Q_c 产生的两个子链之间,则被两个场级饰的密度矩阵元为

$$\rho_{Q_c \pm Q_p \pm 0}^{(1)} = \frac{iQ_p}{D_{10} + \frac{Q_c^2}{D_{20} + \frac{Q_p^2}{D_{21}}}} \quad (3)$$

从式(3)可明显发现,当 $Q_c = 0$ 时,探测场和耦合场的级饰效应都会消失。也就是说,没有 Q_c 产生的一级级饰效应,就没有 Q_p 产生的二级级饰效应^[18]。由于在真实原子蒸气系统中,需要考虑多普勒频移,在上述方程中,定义 $D_{10} = i(\delta_1 \pm k_1 v) + \gamma_{10}$, $D_{20} = i(\delta_1 + \delta_2 + (\pm k_1 \pm k_2)v) + \gamma_{20}$, $D_{21} = i(\delta_2 \pm k_2 v) + \gamma_{21}$ 。其中, k_1 和 k_2 分别是探测场和耦合场的波矢, γ_{20} 为

激发态与基态之间的横向弛豫率, v 是运动原子的速度。

为了方便,我们定义 $\rho_{10}(v) = \rho_{Q_c \pm Q_p \pm 0}^{(1)}$,在多普勒加宽原子系统中探测吸收系数(α)和色散系数(β)表示为

$$\alpha = N\mu \int_{-\infty}^{+\infty} M(v) \text{Im}[\rho_{10}(v)] dv \quad (4)$$

$$\beta = N\mu \int_{-\infty}^{+\infty} M(v) \text{Re}[\rho_{10}(v)] dv \quad (5)$$

式中: N 是原子的密度; μ 是探测场跃迁对应的偶极矩矩阵元; $M(v) = \exp[-(u/v)^2]/\sqrt{\pi u}$,其中 $u = \sqrt{2kT/m}$ 是在热力学温度 T 下的最概然速率, m 是原子的质量, k 是玻尔兹曼常数。

由方程(1)~方程(3)可以发现,强场 Q_c^2 出现在 Q_p 的分母上并直接改变了单光子过程“ D_{10} ”,这使得单光子吸收光谱由于双光子相干而转换为EIT透射光谱。同时,由方程(3)可知,强场 Q_p^2 也出现在 Q_c^2 的分母上,影响着“ D_{20} ”双光子相干过程,由此可推断增强的探测场 Q_p 会导致双光子相干的EIT透射谱转变为双光子相干的EIA吸收谱。

2 实验装置

使用图2中的实验设计装置来研究探测场透射光谱。作用在 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ 跃迁之间的探测场由可调谐半导体激光器产生,波长在780.240 nm附近扫描。耦合场由单频可调谐钛宝石激光器产生,波长固定在775.978 nm,驱动 $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=4)$ 之间的跃迁。实验过程中,在探测场不同失谐量处,可调谐耦合场的频率来满足双光子共振条件。该光路主要分为两部分,第1部分是获得饱和吸收光谱(saturation absorption spectroscopy, SAS)的光路,光谱信号由光电二极管(PD1)探测器接收,使用SAS技术,我们可以标定探测场的频率,如图2中的上半部分蓝色虚框所示;第2部分的光路设计是探测场与耦合场反向共轴传播,以减小剩余多普勒效应,通过光电二极管(PD2)来接收探测场通过介质的传输光谱,如图2中的下半部分紫色虚框所示。两部分光路分别在两个长为5 cm的铷池中作用。为了屏蔽地磁场和周围电子设备的影响,我们使用 μ 铁包裹铷池。在该光路中,主要通过偏振分光棱镜(PBS)和二分之一波片(HWP)组合调节两束激光的强度。另外,光路中M和OI(optical isolator)表示平面反射镜和光隔离器。

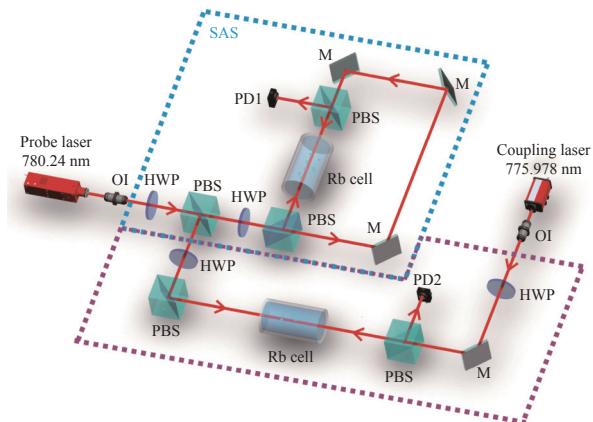


图 2 实验装置图

Fig. 2 Schematic diagram of experimental device

3 结果与讨论

首先我们观测探测场和耦合场均处于共振时($\delta_1 = \delta_2 = 0$), 探测场的传输信号随探测场强度增强时的变化曲线, 如图 3 所示, 其中 I_p 表示探测场强

度。图 3 中的虚框图显示的是 $5S_{1/2}(F=2)$ — $5P_{3/2}(F'=3)$ — $5D_{5/2}(F''=4)$ 跃迁通道上的信号在不同探测场强度下的变化曲线, 此时耦合场的强度为 17.5 mW/cm^2 , 探测场的强度从 0.1 mW/cm^2 增加到 1.0 mW/cm^2 。从图中可以看到, 当探测场较弱时, 在多普勒展宽线性吸收背景中出现一个典型的 EIT 透明峰, 如图 3 中的黑色实线所示。随着探测场逐渐增强, EIT 透射峰开始减小, 并在 EIT 透射峰两侧出现两个窄线宽的吸收峰, 两吸收峰随着探测场的增强而逐渐向 $\delta_1 = \delta_2 = 0$ 中心共振处靠近。当探测场强度为 1.0 mW/cm^2 时, 两吸收峰重合, 此时在探测场共振处出现了增强的吸收峰, 实现了 EIT 向 EIA 的切换。同时, 我们还能发现, 随着探测场强度的增强, 在两吸收峰外侧也出现了两个透明峰, 且两个透明峰值随着探测场强度增强而上升, 但是两个透明峰的位置不会随着探测场增强而发生变化。

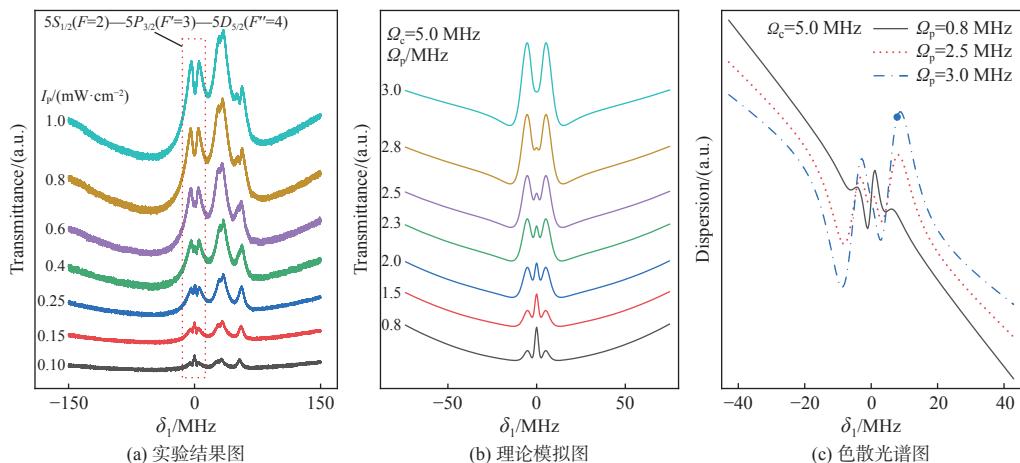


图 3 对于不同强度的探测场, 探测场的传输谱线随探测场失谐量变化

Fig. 3 Variation of transmission spectrum line with probe detuning for probe fields of different intensities

为了揭示实验结果的物理性质, 将实验结果与理论计算的探测场吸收光谱进行比较。使用方程(4)模拟了探测场吸收谱随探测场失谐量的变化曲线, 如图 3(b) 所示。此时耦合场的强度 $Q_c = 5.0 \text{ MHz}$, 探测场强度从 0.8 MHz 增加到 3.0 MHz 。理论模拟的 EIT 向 EIA 的切换过程与实验观测结果一致, 因此我们能确定由利于缓饰微扰链方法推导的探测场响应的表达式的正确性。当探测场增强到一定程度, 探测场与耦合场彼此关联, 同时对能级 $|1\rangle$ 产生缓饰。由强探测场和耦合场与原子相互作用诱导的缓饰态之间发生的量子相长干涉, 是 EIA 形成的主要原因。

为了探究 EIT 向 EIA 切换过程中, 共振处介质色散变化情况, 通过方程(5)绘制了随探测场失谐量的变化曲线, 如图 3(c) 所示。可以发现, 当探测场的吸收谱线从 EIT 向 EIA 切换时, 对应的介质色散符号也发生了改变, 这可用于在亚光速和超光速传播之间切换^[19]; 且在吸收峰两侧增强两个透明窗口中, 介质折射率也很大, 该特性非常利于弱光下的非线性效应的形成。

通过调谐探测场强度实现 EIT 向 EIA 切换的物理机制, 可以用图 1(b)~图 1(c) 的缓饰能级图得到更好的解释。当探测场较弱时, 对原子有缓饰作用的只有耦合场 Q_c , 对能级 $|1\rangle$ 产生了一级缓

饰效果, 形成 2 个一级缀饰态 $|\Omega_{c\pm}\rangle = \sin\theta_{c\pm}|1\rangle + \cos\theta_{c\pm}|2\rangle$, 其中 $\tan\theta_{c\pm} = -(\delta_2 - \lambda_{c\pm})/\Omega_c$, 对应本征值 $\lambda_{c\pm} = (\delta_2 \pm \sqrt{\delta_2^2 + 4\Omega_c^2})/2$, 如图 1(b) 所示。这 2 个一级缀饰态之间产生量子相消干涉, 在探测场 $|0\rangle - |1\rangle$ 共振处满足抑制条件 $\delta_1 + \delta_2 = 0$ ^[18,20], 探测场的传输谱线表现为增强的透明峰, 如图 3(a) 和图 3(b) 中的黑色实线所示。当探测场逐渐增强时, 探测场开始表现与耦合场一样的缀饰效应, 对一级缀饰态 $|\Omega_{c+}\rangle$ 和 $|\Omega_{c-}\rangle$ 产生二级缀饰, 形成二级缀饰态 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p\pm}\rangle = \sin\theta'_{p\pm}|\Omega_{c+}\rangle + \cos\theta'_{p\pm}|0\rangle$, $\tan\theta'_{p\pm} = -(\delta'_1 - \lambda_{(c+)(p\pm)})/\Omega_p$ 和 $|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p\pm}\rangle = \sin\theta''_{p\pm}|\Omega_{c-}\rangle + \cos\theta''_{p\pm}|0\rangle$, $\tan\theta''_{p\pm} = -(\delta''_1 - \lambda_{(c-)(p\pm)})/\Omega_p$, 如图 1(c) 中的橙色实线所示。对应的本征值分别为 $\lambda_{c+p\pm} = (\delta'_1 \pm \sqrt{\delta'_1 + 4\Omega_p^2})/2$, $\lambda_{c-p\pm} = (\delta''_1 \pm \sqrt{\delta''_1 + 4\Omega_p^2})/2$ 。由于二级缀饰态 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p+}\rangle$ 和 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p-}\rangle$ ($|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p+}\rangle$ 、 $|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p-}\rangle$) 之间的间距与缀饰场 Ω_p 的强度成正比^[21], 所以 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p-}\rangle$ 、 $|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p+}\rangle$ 两个缀饰态位置会随着探测场的增强逐渐向能级 $|1\rangle$ 靠近, 两个二级缀饰态位置对应图 3(a) 和图 3(b) 两个吸收峰, 这就是 2 个吸收峰间距会随着探测场的增强而逐渐减小的原因。当 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p-}\rangle$ 、 $|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p+}\rangle$ 这 2 个

二级缀饰态在中心共振处重叠时, 满足增强条件 $\delta_1 + \delta_2 = 0$, 2 个二级缀饰态会产生量子相长干涉, 因而出现了增强的 EIA 现象。因此在双光子共振处, 通过改变探测场强度, 可以实现 EIT 向 EIA 的转换。而 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p+}\rangle$ 和 $|\Omega_{c+}\rangle|\Omega_{p-}\rangle$ 、 $|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p+}\rangle$ 和 $|\Omega_{c-}\rangle|\Omega_{p-}\rangle$ 这 2 组二级缀饰态分别在原来 $|\Omega_{c+}\rangle$ 和 $|\Omega_{c-}\rangle$ 所在位置产生量子相消干涉, 满足抑制条件 $\delta_1 + \lambda_{c\pm} = 0$, 对应图 1(c) 中黑色虚线, 使探测场的传输谱线表现为透明^[20]。随着探测场强度增强, 量子相消干涉效应越明显, 因而 2 个透射峰也会增强。由于 $|\Omega_{c+}\rangle$ 和 $|\Omega_{c-}\rangle$ 这 2 个一级缀饰态之间的间距与耦合场的拉比频率成正比, 而耦合场的拉比频率又固定不变, 所以这 2 个透明峰的位置不会发生变化。

当探测场和耦合场不满足单光子共振条件时 ($\delta_1 = -\delta_2 = 60$ MHz), 探测场传输谱线随探测场强度变化如图 4(a) 所示, 在 $\delta_1 + \delta_2 = 0$ 时仍能观测到 EIT 向 EIA 切换的过程。此实验结果与之前在梯型三能级系统中观测到 EIA 现象不同, 文献 [22] 指出参与作用的三束相干光的频率需满足单光子共振条件, 而我们仅在两束相干光的作用下, 且在非共振处也能观测到 EIT 到 EIA 的切换。

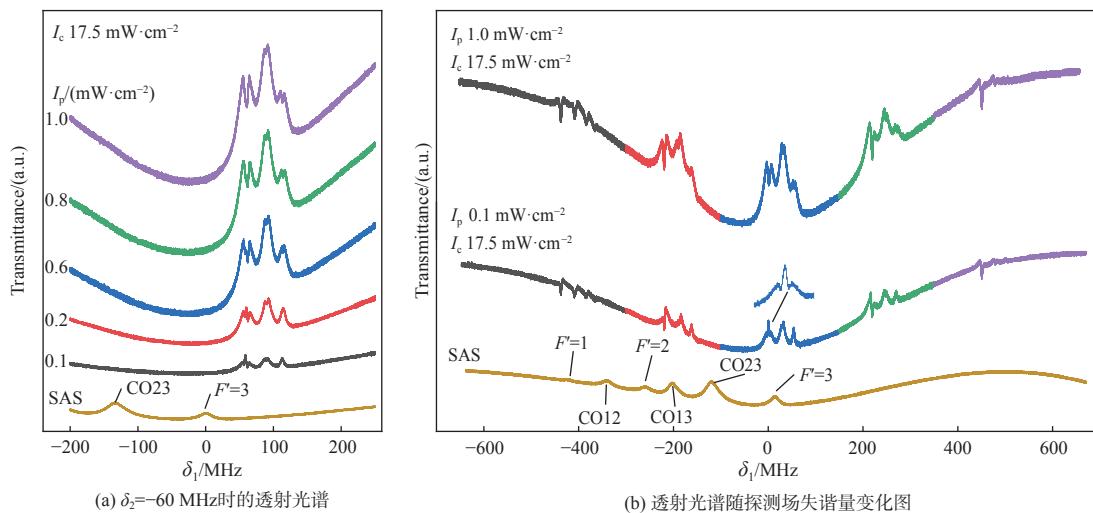


图 4 不同失谐量下的光谱

Fig. 4 Spectra under different amounts of detuning

为了进一步证实结果的正确性, 耦合场强度为 17.5 mW/cm² 时, 如图 4(b) 所示, 通过调谐耦合场的失谐量, 分别观测探测场较弱 (0.1 mW/cm², 中间曲线) 和不再足够弱 (1.0 mW/cm², 上曲线) 两种情况下, $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=4)$ 跃迁通道上的信号在不同失谐量处的线形, SAS

谱线 (下曲线) 用来标定探测场失谐量的位置。图 4(b) 中 CO12、CO13 和 CO23 表示 $F=2 \rightarrow F'=1, 2$ 、 $F=2 \rightarrow F'=1, 3$ 和 $F=2 \rightarrow F'=2, 3$ 之间的跃迁吸收峰。从图中可以发现, 在大失谐量处 $\delta_1 = \pm 220$ MHz, 当探测场从 0.1 mW/cm² 切换到 1 mW/cm² 时, 光谱线形可以从 EIT 的类色散线形^[23] 切换到

EIA 的吸收线形。也就是说,当探测场不再足够弱时,在不同失谐量处都能获得 EIA 吸收谱线。

实验结果表明,通过调谐探测场强度实现 EIT 到 EIA 的切换,与原子相互作用的两束相干光仅需要满足双光子共振条件 $\delta_1 + \delta_2 = 0$, 不需要所有光场满足单光子共振条件, 这大大提高了控制激光频率选择的灵活性。

4 结论

本文在一个非简并的梯型三能级原子系统中,通过调谐探测场强度,在探测场的传输谱中实现了 EIT 透明峰向 EIA 吸收峰的切换。当探测场强度不再足够弱时,原子被探测场与耦合场共同激励而产生的双激发态之间的量子相长干涉是 EIA 吸收谱形成主要原因。同时,在探测场的不同失谐量处,通过切换探测场强度,也可以实现 EIT 向 EIA 的转换,提高了控制激光频率选择的灵活性。此外,当探测场的吸收谱线从 EIT 向 EIA 切换时,对应的介质色散符号也发生了改变,该特性可用于在亚光速和超光速传播之间切换;且在吸收峰两侧增强的两个透明窗口中,介质折射率也很大,这可能有助于形成具有探测载体的两个通信通道并用于量子密码术。

参考文献:

- [1] KHADKA U, ZHENG H B, XIAO M. Four-wave-mixing between the upper excited states in a ladder-type atomic configuration[J]. Optical Society of America, 2012, 20(6): 6204-6214.
- [2] HARRIS S E. Lasers without inversion: interference of lifetime-broadened resonances[J]. Physical Review Letters, 1989, 62(9): 1033-1036.
- [3] MOON H S, NOH H R. Resonant two-photon absorption and electromagnetically induced transparency in open ladder-type atomic system[J]. Optics Express, 2013, 21(6): 7447-7455.
- [4] YE C Y, ZIBROV A S. Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor[J]. Physical Review A, 2002, 65(2): 023806.
- [5] MCGLOIN D, FULTON D J, DUNN M H. Electromagnetically induced transparency in N-level cascade schemes[J]. Optics Communications, 2001, 190(1-6): 221-229.
- [6] MOON H S, JEONG T. Three-photon electromagnetically induced absorption in a ladder-type atomic system[J]. Physical Review A, 2014, 89(3): 033822.
- [7] LI P Y, ZHAO Z Y, WANG Z G, et al. Phase control of bright and dark states in four-wave mixing and fluorescence channels[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(8): 081107.
- [8] MIRZA A B, SINGH S. Wave-vector mismatch effects in electromagnetically induced transparency in Y-type systems[J]. Physical Review A, 2012, 85(5): 053837.
- [9] NOVIKOVA I, WALSWORTH R L, XIAO Y. Electromagnetically induced transparency - based slow and stored light in warm atoms[J]. Laser & Photonics Reviews, 2012, 6(3): 333-353.
- [10] ZIBROV A S, YE C Y, ROSTOVSEV Y V, et al. Observation of a three-photon electromagnetically induced transparency in hot atomic vapor[J]. Physical Review A, 2002, 65(4): 043817.
- [11] YE C Y, ZIBROV A S, ROSTOVSEV Y V, et al. Unexpected Doppler-free resonance in generalized double dark states[J]. Physical Review A, 2002, 65(4): 043805.
- [12] YAN M, RICKY E G, ZHU Y. Observation of absorptive photon switching by quantum interference[J]. Physical Review A, 2001, 64(4): 041801.
- [13] MAL K, ISLAM K, MONDAL S, et al. Electromagnetically induced transparency and electromagnetically induced absorption in Y-type system[J]. Chinese Physics B, 2020, 29(5): 054211.
- [14] 张连水, 李晓莉, 王健, 等. 光学-射频双光子耦合作用下的电磁诱导透明和电磁诱导吸[J]. 物理学报, 2008, 57(8): 4921-4926.
ZHANG Lianshui, LI Xiaoli, WANG Jian, et al. Electromagnetically induced transparency and absorption under the optical-RF two-photon coupling effect[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57(8): 4921-4926.
- [15] THAICHAROEN N, MOORE K R, ANDERSON D A, et al. Electromagnetically induced transparency, absorption, and microwave field sensing in a Rb vapor cell with a three-color all-infrared laser system[J]. Physical Review A, 2019, 100(6): 634271-634279.
- [16] ZHOU K, YAN X A, HAN Y J, et al. Three-photon electromagnetically induced absorption in a dressed atomic system[J]. Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics, 2022, 39(2): 501-507.
- [17] 裴丽娅, 郑世阳, 牛金艳. 基于调控原子相干的 Λ -型电

- 磁感应透明与吸收[J]. 物理学报, 2022, 71(22): 110-116.
- PEI Liya, ZHENG Shiyang, NIU Jinyan. Λ -type electromagnetic induction transparency and absorption based on modulated atomic coherence[J]. *Acta Physica Sinica*, 2022, 71(22): 110-116.
- [18] LI P Y, ZHENG H B, ZHANG Y Q, et al. Controlling the transition of bright and dark states via scanning dressing field[J]. *Optical Materials*, 2013, 35(5): 1062-1070.
- [19] TANASITTIKOSOL M, PRITCHARD J D, MAXWELL D, et al. Microwave dressing of Rydberg dark states[J]. *Journal of Physics B Atomic Molecular & Optical Physics*, 2011, 44(18): 10655-10663.
- [20] YAN M, RICKY E G, ZHU Y F. Observation of doubly dressed states in cold atoms[J]. *Physical Review A*, 2001, 64(1): 013412.
- [21] NIE Z Q, ZHENG H B, LI P Z, et al. Interacting multi-wave mixing in a five-level atomic system[J]. *Physical Review A*, 2008, 77(6): 3195-3199.
- [22] LEE Y S, MOON H S. Doppler-free three-photon coherence in Doppler-broadened diamond-type atomic system[J]. *Optics Express*, 2017, 25(5): 5316-5326.
- [23] REN B Q, YAN X A, DUAN B R, et al. Controllable switch of a transmittance signal via polarization combination manipulation[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(36): 10534-10540.