

波数失配调控的双通道电磁诱导透明与吸收切换

王晨洁 吴子怡 刘洋 宋佳乐 严祥安

Switching between electromagnetically induced transparency and absorption in dual channels governed by wavenumber mismatch

WANG Chenjie, WU Ziyi, LIU Yang, SONG Jiale, YAN Xiang'an

引用本文:

王晨洁, 吴子怡, 刘洋, 等. 波数失配调控的双通道电磁诱导透明与吸收切换[J]. 应用光学, 2025, 46(6): 1292–1299. DOI: 10.5768/JAO202546.0612011

WANG Chenjie, WU Ziyi, LIU Yang, et al. Switching between electromagnetically induced transparency and absorption in dual channels governed by wavenumber mismatch[J]. Journal of Applied Optics, 2025, 46(6): 1292–1299. DOI: 10.5768/JAO202546.0612011

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.5768/JAO202546.0612011>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电磁诱导吸收和透明的可控切换

Controllable switching between electromagnetically induced absorption and transparency

应用光学. 2024, 45(3): 583–589 <https://doi.org/10.5768/JAO202445.0310013>

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>

一种针对激光诱导击穿光谱技术的基线校正方法

Baseline correction algorithm for laser-induced breakdown spectroscopy

应用光学. 2022, 43(3): 538–543 <https://doi.org/10.5768/JAO202243.0307002>

纳秒脉冲激光诱导CCD探测器铝层金属液-固相变时间特性研究

Liquid-solid phase transition time characteristics of CCD aluminum layer metal induced by nanosecond pulse laser

应用光学. 2023, 44(4): 898–903 <https://doi.org/10.5768/JAO202344.0407001>



关注微信公众号，获得更多资讯信息

文章编号: 1002-2082 (2025) 06-1292-08

引用格式: 王晨洁, 吴子怡, 刘洋, 等. 波数失配调控的双通道电磁诱导透明与吸收切换 [J]. 应用光学, 2025, 46(6): 1292-1299.

WANG Chenjie, WU Ziyi, LIU Yang, et al. Switching between electromagnetically induced transparency and absorption in dual channels governed by wavenumber mismatch[J]. Journal of Applied Optics, 2025, 46(6): 1292-1299.



在线阅读

波数失配调控的双通道电磁诱导透明与吸收切换

王晨洁, 吴子怡, 刘洋, 宋佳乐, 严祥安

(西安工程大学理学院, 陕西 西安 710048)

摘要: 提出了一种在室温多普勒展宽铷原子系统中实现双通道电磁诱导透明与电磁诱导吸收高效切换的方案。基于Y型四能级结构, 采用缀饰微扰链方法, 推导了探测场传输谱对波数失配、探测场强度及耦合场失谐的解析表达式。研究表明, 通过将一子系统的探测场与耦合场波长设为相近(如780 nm与776 nm), 可有效抑制多普勒展宽; 另一子系统采用短波长耦合场(如480 nm)并匹配低衰减率激发态(如 $44D_{5/2}$), 可获得高分辨率的双电磁诱导透明窗口。研究还发现, 增强探测场可实现电磁诱导透明向电磁诱导吸收的转换, 但强场引发的饱和与功率展宽效应会淹没双通道结构; 通过增大耦合场失谐可有效抑制该效应, 实现双通道电磁诱导吸收的高效、独立切换。本研究为在非均匀展宽介质中实现多通道量子光调控提供了理论依据, 对多通道量子存储、光开关及频分复用光调制器等器件的设计具有指导意义。

关键词: 量子光学; 电磁诱导透明; 电磁诱导吸收; 波数失配; 缀饰态

中图分类号: TN29; O433

文献标志码: A

DOI: 10.5768/JAO202546.0612011

Switching between electromagnetically induced transparency and absorption in dual channels governed by wavenumber mismatch

WANG Chenjie, WU Ziyi, LIU Yang, SONG Jiale, YAN Xiang'an

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

Abstract: A scheme for efficient switching between dual-channel electromagnetically induced transparency (EIT) and electromagnetically induced absorption (EIA) in a room-temperature Doppler-broadened rubidium atomic system is proposed. Based on a Y-type four-level structure, analytical expressions for the probe transmission spectrum in terms of wavenumber mismatch, probe field intensity, and coupling field detuning are derived by the dressed perturbation chain. Results demonstrate that by setting the probe and coupling wavelengths close to each other (e.g., 780 nm and 776 nm) in one subsystem, Doppler broadening can be effectively suppressed. In the other subsystem, the use of a short-wavelength coupling laser (e.g., 480 nm) combined with a low-decay excited state (e.g., $44D_{5/2}$) enables high-resolution dual EIT windows. Furthermore, it is found that increasing the probe field facilitates the transition from EIT to EIA, though strong-field-induced saturation and power broadening effects can obscure the dual-channel structure. This effect can be effectively mitigated by increasing the detuning of the coupling field, thereby enabling efficient and independent switching of dual-channel EIA. This study provides a theoretical foundation for multi-channel

收稿日期: 2025-09-18; 修回日期: 2025-11-12

基金项目: 国家自然科学基金 (61405151, U2330109)

第一作者: 王晨洁, E-mail: 230811059@stu.xpu.edu.cn

通信作者: 严祥安, E-mail: yanxiangan@xpu.edu.cn

quantum light manipulation in inhomogeneously broadened media and offers valuable insights for the design of devices such as multi-channel quantum memories, optical switches, and frequency-division multiplexing optical modulators.

Key words: quantum optics; electromagnetically induced transparency; electromagnetically induced absorption; wavenumber mismatch; dressed state

引言

电磁诱导透明(electromagnetically induced transparency, EIT)是一种基于量子干涉的三能级原子相干效应,可在宽吸收背景中产生窄带透明窗口,从而实现光无损传输与减速甚至停止^[1-4]。与之相反,电磁诱导吸收(electromagnetically induced absorption, EIA)源于光与原子相互作用中的相长干涉,导致共振处吸收增强。这两种现象均于20世纪90年代在碱金属原子气室中首次观测成功^[5-6],其物理机制可归结为能态间量子相干的有效调控。由于具备可调的吸收与透明特性,EIT和EIA在光信息存储^[7-8]、全光开关^[9]、量子计算^[10]及精密测量^[11]等领域展现出重要应用价值。近年来,相关研究已进一步拓展至室温原子系统、固态量子器件及集成光子平台,为其在可扩展量子技术中的实用化奠定了基础^[12]。

在多能级原子系统中,实现EIT与EIA之间的动态切换已成为量子光学调控的研究热点之一。HARSHAWARDHAN W等人^[13]在四能级Y型系统中通过控制场和耦合场实现了双光子吸收的抑制与增强。GAO J Y等人^[14]在钠蒸气实验中观测到电磁诱导的双光子吸收抑制现象。YE C Y等人^[15]在V型四能级系统实验中观察到无多普勒吸收谱,并系统研究了激光传播方向对探测场传输的影响。THAICHAROEN N等人^[16]对铷原子级联系统中的三光子里德堡EIA与EIT开展了系统的实验与理论研究,并展示了其在微波与亚太赫兹电场探测中的应用。ZHOU K等人^[17]则在三能级梯型原子系统中,理论与实验均证实可实现EIT向EIA的切换,但其形成需依赖两束频率相同、反向传播的强耦合场与原子相互作用,并受限于速度选择效应所要求的严格单光子共振条件,该约束限制了可控激光的频率调谐范围。为解决这一问题,本研究团队提出通过调控探测场强度和入射角度以实现EIT与EIA之间的切换,从而有效拓宽控制激光的频率可调范围^[18]。

然而,现有研究大多集中于单通道架构,将研究体系从单通道扩展至多通道,有望提升光学信

息传输的效率、容量与灵活性。其中,由两个梯型子系统耦合构成的Y型四能级系统为实现双通道EIT与EIA切换提供了理想平台。该结构不仅为在里德堡原子中观测EIA提供了可能,还具备在亚光速与超光速的光传播之间进行介质切换的潜在应用。MIRZA A B等人^[19]研究了弱探测条件下控制场与探测场波矢失配对EIT线形的影响,发现传播常数差异可导致EIT窗口的分裂。MAL K等人^[20]在同一类系统中提出通过增强探测场可在双通道中诱导EIA信号。然而,上述工作仍存在两方面的挑战:一是在强探测场条件下所推导的解析表达式过于复杂,难以清晰阐释EIT向EIA转换的物理条件与过程;二是尚未系统研究波数失配与耦合场失谐对双通道切换效率的影响,特别是如何在多普勒展宽介质中实现高效、独立的多通道调控。

针对以上问题,本文以⁸⁷Rb原子Y型四能级系统为研究对象,提出一套清晰的物理模型与调控方案,以实现双通道EIT与EIA的高效切换。我们采用缀饰态微扰链方法,解析推导了探测场传输谱随波数失配、探测场强度及耦合场失谐的变化关系;通过数值模拟,系统分析了不同耦合场波长组合对双EIT通道分辨率的影响,并确定了最优波长配置;进一步提出通过调控探测场强度与耦合场失谐,以抑制饱和与强度展宽效应,从而实现双通道中EIT至EIA的完整转换。本研究不仅为在非均匀展宽介质中实现多通道量子干涉提供了理论依据,也为多通道光调制、量子存储与频分复用技术的发展提供了可行的技术路径。

1 理论模型与方程推导

由两个梯型子系统构成的Y型四能级结构如图1(a)所示。该系统包含一个基态 $|1\rangle$ 、一个中间态 $|2\rangle$ 和两个激发态 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$,并分别与三束激光场发生耦合:探测场 Ω_p (频率 ω_p)作用于 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁;耦合场 Ω_{c1} (频率 ω_{c1})和 Ω_{c2} (频率 ω_{c2})分别作用于 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁。 Ω_p 、 Ω_{c1} 和 Ω_{c2} 为探测场

和耦合场的拉比频率;各激光场的频率失谐量定义为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$, $\Delta_{c1} = \omega_{c1} - \omega_{32}$ 和 $\Delta_{c2} = \omega_{c2} - \omega_{42}$; ω_{ij} 表示 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 跃迁的原子共振玻尔频率; Γ_{ij} 表示能级 $|i\rangle$ ($i=2,3,4$) 的自发辐射衰减率。

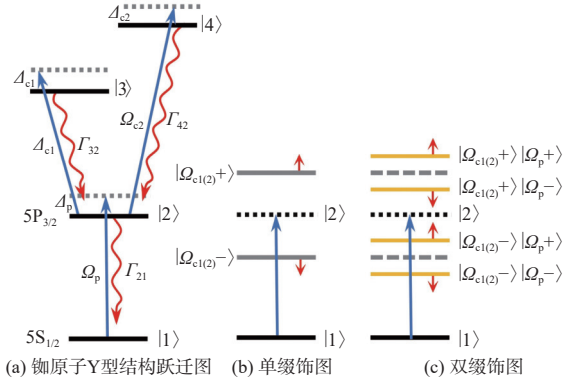


图1 跃迁能级图

Fig. 1 Schematic diagram of transition level

1.1 弱探测场条件

对于以速度 v 运动的原子, 系统在旋转波近似下的哈密顿量可以表示为

$$H = \hbar[\Omega_p|1\rangle\langle 2| + \Omega_{c1}|2\rangle\langle 3| + \Omega_{c2}|2\rangle\langle 4|] + \text{h.c.} + \hbar[\Delta_p + k_p v]|2\rangle\langle 2| + (\Delta_p + k_p v + \Delta_{c1} - k_{c1} v)|3\rangle\langle 3| + (\Delta_p + k_p v + \Delta_{c2} - k_{c2} v)|4\rangle\langle 4| \quad (1)$$

式中: $\hbar$ 为约化普朗克常数; $k = 2\pi/\lambda$ 为各光场的波数大小; $k v$ 项表征由原子热运动引起的多普勒频移。为抑制因探测场和耦合场波数失配导致的残余多普勒展宽, 研究中所有耦合场与探测场均采用共线且反向传播的配置。

探测场的传输特性正比于基态与中间态之间相干项 $\rho_{21}^{(1)}$ 的虚部。在稳态及弱探测场近似 ($\Omega_p \ll \Omega_{c1}, \Omega_{c2}$) 下, 可假设原子初始处于基态 $|1\rangle$, 此时密度矩阵运动方程可写为

$$\begin{cases} \partial \rho_{21}^{(1)} / \partial t = -D_{21} \rho_{21}^{(1)} - i(-\rho_{31} \Omega_{c1} - \rho_{11}^{(0)} \Omega_p - \rho_{41} \Omega_{c2}) \\ \partial \rho_{31} / \partial t = -D_{31} \rho_{31} - i \rho_{21}^{(1)} \Omega_{c1} \\ \partial \rho_{41} / \partial t = -D_{41} \rho_{41} - i \rho_{21}^{(1)} \Omega_{c2} \end{cases} \quad (2)$$

式中: $D_{21} = i(\Delta_p + k_p v) + \Gamma_{21}$, $D_{31} = i(\Delta_p + k_p v + \Delta_{c1} - k_{c1} v) + \Gamma_{31}$, $D_{41} = i(\Delta_p + k_p v + \Delta_{c2} - k_{c2} v) + \Gamma_{41}$ 。

通过求解方程组得 $\rho_{21}^{(1)}$ 的解析表达为

$$\rho_{21}^{(1)} = \frac{i \Omega_p}{D_{21} + \frac{\Omega_{c1}^2}{D_{31}} + \frac{\Omega_{c2}^2}{D_{41}}} \rho_{11}^{(0)} \quad (3)$$

1.2 强探测场条件

在强探测场条件下, 需考虑其引发的缀饰效应。此时, 能级 $|2\rangle$ 在一级缀饰态 $|\Omega_{c1(2)}\pm\rangle = \sin\theta_{c1(2)}|2\rangle + \cos\theta_{c1(2)}|3\rangle(|4\rangle)$ 的基础上会进一步产生二级缀饰

态 $|\Omega_{c1(2)\pm}\rangle|\Omega_p\pm\rangle$, 形成嵌套级联驱动结构, 其中 $\tan\theta_{c1(2)\pm} = -(\Delta_{c1(2)} - \lambda_{c1(2)\pm})/\Omega_{c1(2)}$, $\lambda_{c1(2)\pm} = (\Delta_{c1(2)} \pm \sqrt{\Delta_{c1(2)}^2 + 4\Omega_{c1(2)}^2})/2$ 。很明显, 一级缀饰态对应的两本征值间距正比于耦合场强度 $|\Omega_{c1(2)}\rangle$ 。如图 1(b) 黑色实线所示, 随着 $|\Omega_{c1(2)}\rangle$ 增强, 两个缀饰态能级逐渐远离裸态 $|2\rangle$, 在双光子共振处 $\Delta_p + \Delta_{c1(2)} = 0$, 两缀饰态发生相消干涉, 这就是典型的梯型结构中的 EIT 现象。而强探测场诱导的二级缀饰态 $|\Omega_{c1(2)}+\rangle|\Omega_p\pm\rangle = \sin\theta'_{p\pm}|\Omega_{c1(2)}+\rangle + \cos\theta'_{p\pm}|1\rangle$, $\tan\theta'_{p\pm} = -(\Delta'_p - \lambda_{c1(2)+}(p\pm))/\Omega_p$ 和 $|\Omega_{c1(2)}-\rangle|\Omega_p\pm\rangle = \sin\theta''_{p\pm}|\Omega_{c1(2)}-\rangle + \cos\theta''_{p\pm}|1\rangle$, $\tan\theta''_{p\pm} = -(\Delta''_p - \lambda_{c1(2)-}(p\pm))/\Omega_p$, 对应的 4 个本征值分别为 $\lambda_{c1(2)+p\pm} = (\Delta'_{c1(2)} \pm \sqrt{\Delta'_{c1(2)}^2 + 4\Omega_p^2})/2$, $\lambda_{c1(2)-p\pm} = (\Delta''_{c1(2)} \pm \sqrt{\Delta''_{c1(2)}^2 + 4\Omega_p^2})/2$ 。与一级缀饰态类似, 这些态之间的能级间距与 Ω_p 强度成正比。如图 1(c) 黄色实线所示, 随着 Ω_p 增强, $|\Omega_{c1(2)}+\rangle|\Omega_p-\rangle$ 和 $|\Omega_{c1(2)}-\rangle|\Omega_p+\rangle$ 又逐渐向裸态 $|2\rangle$ 靠近, 在双光子共振处, 两者会发生相长干涉, 从而导致 EIA 现象的出现。

上述嵌套级联驱动过程可用缀饰微扰链方法描述: $\rho_{11}^{(0)} \xrightarrow{\Omega_p} \rho_{21}^{(1)} \xrightarrow{\Omega_{c1}} \rho_{31} \xrightarrow{-\Omega_p} \rho_{32} \xrightarrow{\Omega_p} \rho_{31} \xrightarrow{-\Omega_{c1}} \rho_{21}^{(1)}$, $\rho_{11}^{(0)} \xrightarrow{\Omega_p} \rho_{21}^{(1)} \xrightarrow{\Omega_{c2}} \rho_{41} \xrightarrow{-\Omega_p} \rho_{42} \xrightarrow{\Omega_p} \rho_{41} \xrightarrow{-\Omega_{c2}} \rho_{21}^{(1)}$, 可以发现与 Ω_p 相关的子链 $\rho_{31} \rightarrow \rho_{32} \rightarrow \rho_{31}$ 与 $\rho_{41} \rightarrow \rho_{42} \rightarrow \rho_{41}$ 被嵌套在由 Ω_{c1} 与 Ω_{c2} 产生的子链之间, 影响态之间的相干性。在此框架下, 需同时考虑所有相关的非零密度矩阵元, 包括此前可忽略的 ρ_{32} 和 ρ_{42} 。通过联立求解以下方程组:

$$\begin{cases} \partial \rho_{21}^{(1)} / \partial t = -D_{21} \rho_{21}^{(1)} - i(-\rho_{31} \Omega_{c1} - \rho_{11}^{(0)} \Omega_p - \rho_{41} \Omega_{c2}) \\ \partial \rho_{31} / \partial t = -D_{31} \rho_{31} - i(-\rho_{21}^{(1)} \Omega_{c1} + \rho_{32} \Omega_p) \\ \partial \rho_{32} / \partial t = -D_{32} \rho_{32} - i \rho_{31} \Omega_p \\ \partial \rho_{41} / \partial t = -D_{41} \rho_{41} - i(\rho_{42} \Omega_p - \rho_{21}^{(1)} \Omega_{c2}) \\ \partial \rho_{42} / \partial t = -D_{42} \rho_{42} - i \rho_{41} \Omega_p \end{cases} \quad (4)$$

可得到在三个光场共同缀饰下的密度矩阵元解析解为

$$\rho_{21}^{(1)} = \frac{i \Omega_p}{D_{21} + \frac{\Omega_{c1}^2}{D_{31} + \frac{\Omega_p^2}{D_{32}}} + \frac{\Omega_{c2}^2}{D_{41} + \frac{\Omega_p^2}{D_{42}}}} \quad (5)$$

在上述方程组中, 定义 $D_{32} = i(\Delta_{c2} - k_{c2} v) + \Gamma_{32}$, $D_{42} = i(\Delta_{c2} - k_{c2} v) + \Gamma_{42}$ 。可观察到, 在弱探测场条件下 ($\Omega_p^2 \approx 0$), 方程 (5) 退化为方程 (3)。 $\Omega_{c1(2)}^2$ 出现在分母中, 会抑制单光子吸收振幅 (Ω_p), 因此, 增强 $\Omega_{c1(2)}^2$ 强度可使体系从吸收状态转变为透明增强现

象(EIT)。随着探测光强度增强, Ω_p^2 不可忽略并出现在 $\Omega_{c1(2)}^2$ 的分母中。增强探测场会等效于削弱构建 EIT 所依赖的有效耦合场强度 $\Omega_{c1(2)}^2$, 从而破坏了双光子相干过程, 最终导致量子干涉从相消干涉(EIT)转变为相长干涉(EIA)。这一定量分析与前面基于缀饰能级图的定性理解一致。

为描述实际室温原子蒸气系统, 必须考虑多普勒效应。对原子速度分布进行积分后, 定义 $\rho_{21}(v) = \rho_{21}^{(1)}$, 探测场的吸收系数 α 可表示为

$$\alpha = N\mu_{21} \int_{-\infty}^{+\infty} M(v) \text{Im}[\rho_{21}(v)] dv \quad (6)$$

式中: N 为原子数密度; μ_{21} 为探测场跃迁的偶极矩; $M(v) = \exp[-(u/v)^2] / \sqrt{\pi} u$, 其中 $u = \sqrt{2kT/m}$ 为在热力学温度 T 下的最概然速率, m 为原子的质量, k 为玻尔兹曼常数。

2 分析与讨论

2.1 获取双 EIT 通道

我们选择铷原子构成如图 1(a) 所示的 Y 型能级系统, 其中基态 $|1\rangle$ 和中间态 $|2\rangle$ 分别对应铷原子的能态 $5S_{1/2}$ 和 $5P_{3/2}$, 作用于 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 跃迁的探测场波长为 $\lambda_p = 780$ nm。激发态 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 的候选能级与中间态对应的耦合波长和能级衰减率将在后面讨论中详细给出。根据方程 (3), 当两耦合场的波数 $k_{c1(2)} = 2\pi/\lambda_{c1(2)}$ 不同时, 原子的热运动将导致两个梯型子能级系统中各自的双光子共振条件 $\Delta_p + \Delta_{c1(2)} + (k_p - k_{c1(2)})v$ 无法同时满足, 这暗示探测场传输谱将在不同的失谐处形成两个独立的 EIT 窗口。图 2 展示了基于式 (3) 和式 (6) 的计算结果, 比较了两耦合场波数相同与不同情况下的探测场传输谱特性, 并考虑了室温环境中的多普勒平均效应。计算参数设置为: $\Omega_p = 2\pi \times 1$ MHz, $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = 0$ MHz, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 2\pi \times 10$ MHz。当 $\lambda_{c1} = \lambda_{c2} = 572$ nm 时, 图 2(a) 显示了一个未分裂的 EIT 窗口。这是因为两个子能级系统的双光子共振条件完全相同, 所有速度群的原子均在相同探测失谐处满足共振, 故仅观察到一个窗口。反之, 当耦合场波长 $\lambda_{c1} = 776$ nm, $\lambda_{c2} = 572$ nm 不等时, 双光子共振条件发生分离, 导致 EIT 窗口分裂为两个通道, 如图 2(b) 所示。由此引出一个关键问题: 是否任意不相等的耦合场波长组合均能有效产生双 EIT 通道? 在当前研究的铷原子 Y 型系统中, 何种波长组合能实现最优的双 EIT 通道? 为了回答这些问题, 我们

把作用在中间态和激发态的波长组合分为两类进行分析。

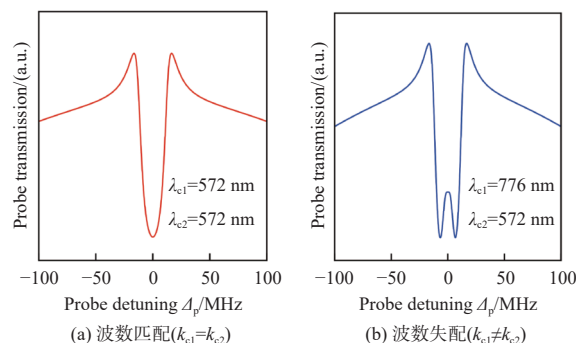


图 2 耦合场波数失配对探测场传输谱线的影响

Fig. 2 Influence of coupled-field wavenumber matching on probe transmission

2.1.1 $\lambda_{c1} \approx \lambda_p > \lambda_{c2}$

固定第一个梯型子能级系统的耦合场波长 $\lambda_{c1} = 776$ nm, 同时将另一梯型子系统的耦合场波长 λ_{c2} 由 480 nm 改变到 776 nm, 激发态的能级及其衰减率如表 1 所示。

表 1 激发态衰减率与跃迁波长^[21]

Table 1 Calculated excited-state decay rates and transition wavelengths

Intermediate state	Excited state	$(\Gamma/2\pi)/\text{MHz}$	Wavelength/nm
$5P_{3/2}$	$44D_{5/2}$	0.15	480
	$7D_{5/2}$	0.36	572
	$8S_{1/2}$	0.35	616
	$7S_{1/2}$	0.72	741
	$5D_{5/2}$	0.68	776
	$6S_{1/2}$	2.31	1 367

图 3(a) 呈现了探测场传输谱随其失谐量及 λ_{c2} 变化的三维映射图。可以观察到, 随着 λ_{c2} 逐渐减小, 单一 EIT 窗口逐渐分裂为两个独立通道, 且两通道间距随波长减小而增大。同时, 分裂后的两个 EIT 窗口深度增加 (图中表现为蓝色加深)。这一现象源于两方面机制: 对于由 $\lambda_p = 780$ nm 和 $\lambda_{c1} = 776$ nm 构成的子系统, 探测场与耦合场波长相近, 其双光子共振条件 $\Delta_p + \Delta_{c1(2)} + (k_p - k_{c1(2)})v$ 受原子热运动速度 (v) 影响微弱 (多普勒频移接近零), 因此在探测场失谐零点附近呈现单一窄 EIT 窗口 (图 3(b) 黑线)。而另一子系统 λ_{c2} 减小时, 满足双光子共振条件所需的多普勒频移量增大。速度大小相同和方向相反的 ($+v$ 与 $-v$) 的两类原子

群,其共振点将对称地偏移至零失谐处的两侧。两子系统的共同作用最终导致 EIT 窗口分裂,且偏移量(即分裂间距)随 k_{c2} (或 $1/\lambda_{c2}$)增大而增大。EIT 窗口深度增加主要源于激发态能级衰减率的差异。 $\lambda_{c2} = 480 \text{ nm}$ 对应的激发态 $44D_{5/2}$ 具有较低的衰减率($\Gamma_{41} = 2\pi \times 0.15 \text{ MHz}$), 小于 $\lambda_{c1} = 776 \text{ nm}$ 对应的激发态 $5D_{5/2}$ 的衰减率($\Gamma_{31} = 2\pi \times 0.68 \text{ MHz}$)。较低的 Γ_{41} 意味着更长的相干时间和更多原子参与相干过程,从而增强了相应 EIT 通道的信号强度。图 3(b) 中红线所示谱线虽因多普勒展宽而略宽于黑线,但其 EIT 凹陷深度明显更大,直观验证了上述机制。

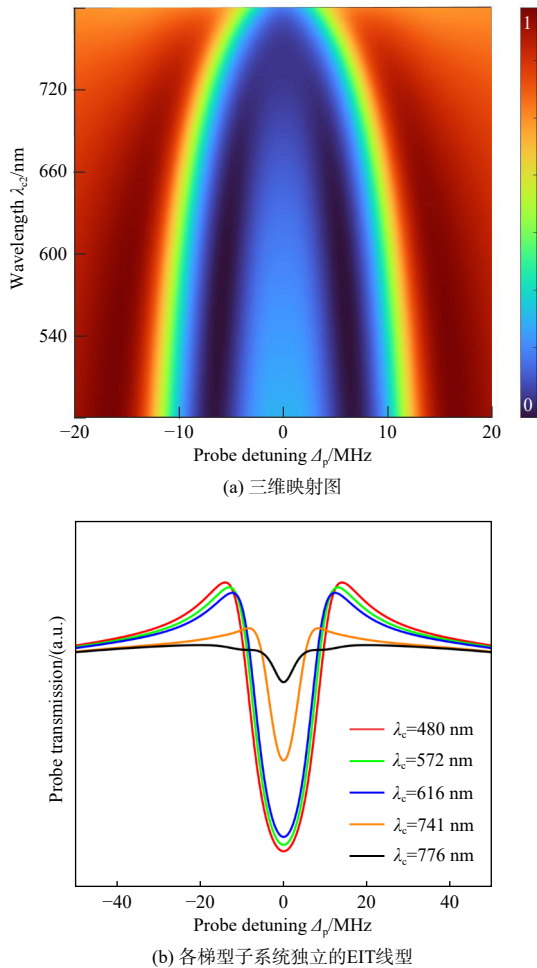


图 3 不同条件下的探测场传输谱

Fig. 3 Probe transmission spectra under various conditions

2.1.2 $\lambda_{c1} > \lambda_p$, $\lambda_{c2} < \lambda_p$

在这种结构中,设置 $\lambda_{c1} = 1376 \text{ nm}$ ($\Gamma_{31} = 2\pi \times 2.31 \text{ MHz}$)^[20],耦合场波长 λ_{c2} 从 480 nm 变化到 776 nm,结果如图 4 所示。图 4(a) 显示,当 $\lambda_{c2} < 616 \text{ nm}$ 时,EIT 窗口也出现分裂,但是分裂两个透明窗口

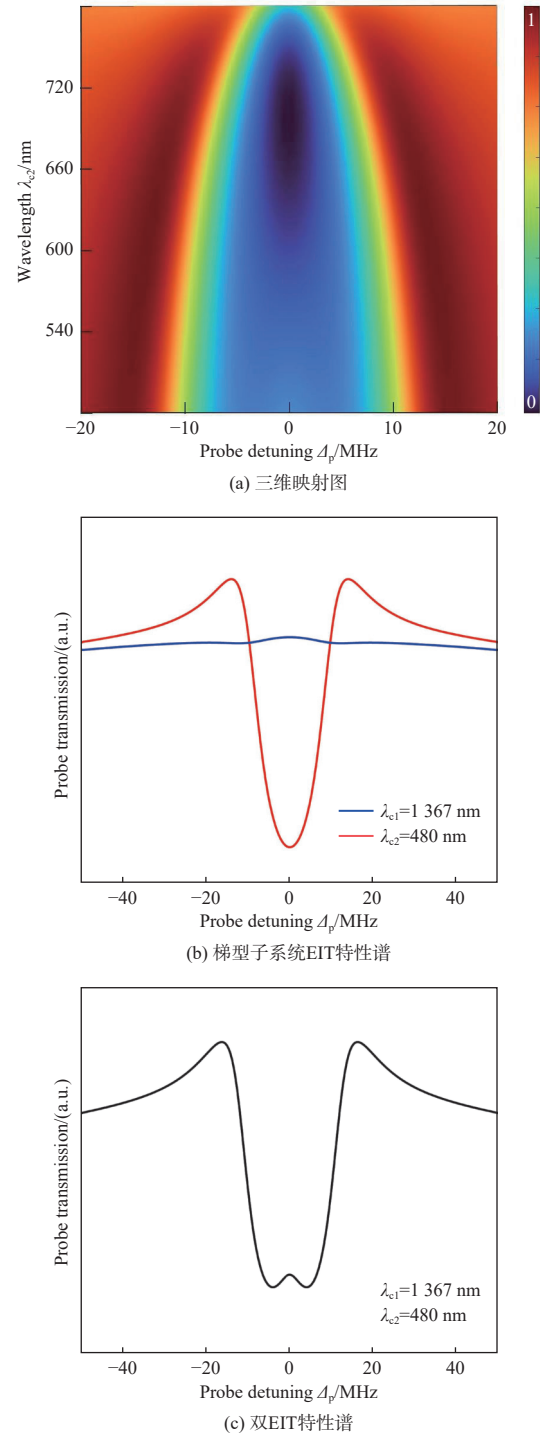


图 4 不同条件下的探测场传输谱

Fig. 4 Probe transmission spectra under various conditions

分辨率很低。图 4(b) 中分别展现了 $\lambda_{c1} = 1376 \text{ nm}$ 和 $\lambda_{c2} = 480 \text{ nm}$ 两耦合场与探测场组成两个子梯型系统的探测场传输谱线。对于由 $\lambda_p = 780 \text{ nm}$ 和 $\lambda_{c1} = 1367 \text{ nm}$ 构成的子系统,原子的热运动导致双光子 $(k_p - k_{c1})v \approx k_p v$ 与单光子的多普勒频移同步,因此探测场传输谱线表现为展宽且强度较弱的吸收谱线。而当 $\lambda_{c2} \approx \lambda_p$ 时,多普勒频移效应可忽

略。因此,图4(a)展现了波长 λ_{c2} 从616 nm变化到776 nm时,该Y型系统呈现单一的EIT窗口。当 $\lambda_{c2} = 480$ nm时,正负速度原子团的作用会导致EIT窗口的分裂,但对同一速度的原子团, $(k_p - k_{c1})v$ 会引起EIT窗口红移,而 $(k_p - k_{c2})v$ 会引起EIT窗口蓝移,导致两个EIT窗口在频率空间中重叠,分辨率降低,中心共振处的吸收峰被展宽和减弱。图4(c)所示的结果证实了这一解释。

因此,为了形成两个高分辨率的EIT窗口,可在其中一个子梯型系统中使探测场与耦合场的波长接近相等,这种配置使子系统对原子速度不敏感,从而在多普勒展宽环境下仍能维持清晰的EIT透明峰;而在另一个子系统中,可选择激发态衰减率较低且耦合场波长较短的配置。例如,在本文研究的铷原子体系中,由 $\lambda_p = 780$ nm、 $\lambda_{c1} = 776$ nm和 $\lambda_{c2} = 480$ nm组成的Y型系统即可获得高分辨率的双EIT窗口。这一设计在研究里德堡态的双透明信道时尤为重要,且所有相关波长(780 nm、776 nm和480 nm)均可通过二极管激光系统实现。

2.2 双通道的切换

由式(5)可以发现,较强的探测场 Ω_p^2 出现在耦合场 $\Omega_{c1(2)}^2$ 的分母中,影响着 D_{31} 和 D_{41} 对应的双光子相干过程,因此增强探测场强度可实现EIT透射谱到EIA吸收谱的切换^[22]。为研究双通道中EIT向EIA的转换行为,我们选取由 $\lambda_p = 780$ nm、 $\lambda_{c1} = 776$ nm和 $\lambda_{c2} = 480$ nm构成的Y型系统进行观测。在该系统中,设置参数为 $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = 0$ MHz, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 2\pi \times 10$ MHz。随着探测场逐渐增强,共振处的峰值开始增强,如图5(a)所示。当 $\Omega_p = 2\pi \times 16$ MHz时,该峰值超出多普勒吸收背景的凹陷,实现了从EIT透明峰向EIA吸收的切换。同时,可观察到共振峰两侧的透明窗口也随之增强并出现展宽现象。这是由于探测场作用于基态和中间态之间,其强度增大导致饱和效应和功率展宽效应显著,从而引起透明信号增强和展宽。该机制也解释了为何在双通道中未能观察到完整的EIT向EIA转换过程:因波数失配而分裂的两个透明窗口被上述展宽效应所淹没。因此,为了观察双通道的切换过程,我们增加了两个透明窗口的间距,降低饱和效应和功率展宽效应。基于式(3),耦合场失谐量 $\Delta_{c1(2)}$ 会影响双光子共振条件。图5(b)结果验证了这一点:两EIT窗口的间距随 $\Delta_{c1(2)}$ 的增加而增大。值得注意的是,尽管耦合场强度会引发

功率展宽,但在非共振条件下,两个分离且清晰的透明窗口(黑色线)直接证明了非共振条件对功率展宽效应的抑制能力。

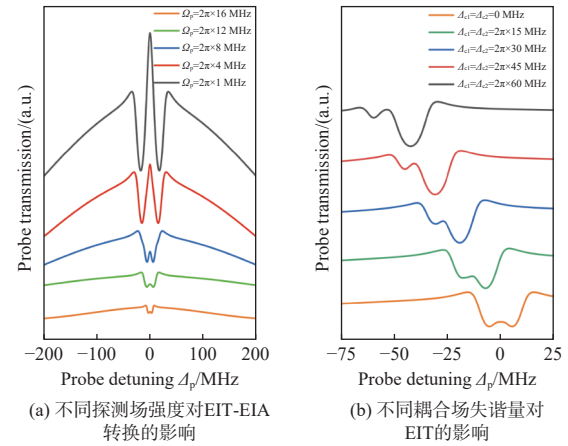
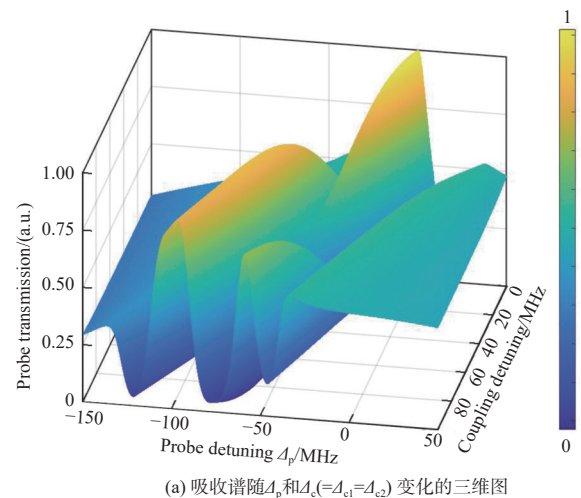


图5 不同条件下的探测场传输谱

Fig. 5 Transmission spectra of probe field under different conditions

由于强探测场诱导的饱和效应和功率展宽效应在单光子共振处($\Delta_p = 0$)尤为明显^[18]。接下来,在强探测场条件下,调节耦合场失谐量来进一步探究是否可在双通道中实现EIT-EIA的切换。图6(a)展示了探测场传输谱随耦合场与探测场失谐量变化的三维模拟图,其中探测场强度设为 $\Omega_p = 2\pi \times 16$ MHz,其他参数与图5(a)保持一致。在 $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = 0$ MHz处可观察到显著增强的单峰EIA吸收结构。随着 $\Delta_{c1(2)}$ 增大,单通道EIA逐渐演化为双通道EIA。值得注意的是,位于 $\Delta_p = 0$ MHz处吸收峰源于两个子系统EIA信号的叠加,因此其强度高于任一单通道中的EIA信号。

为厘清耦合场失谐量对上述展宽行为的影响,我们进一步对比了两个典型失谐条件下EIT向



(a) 吸收谱随 Δ_p 和 $\Delta_{c1(2)}$ 变化的三维图

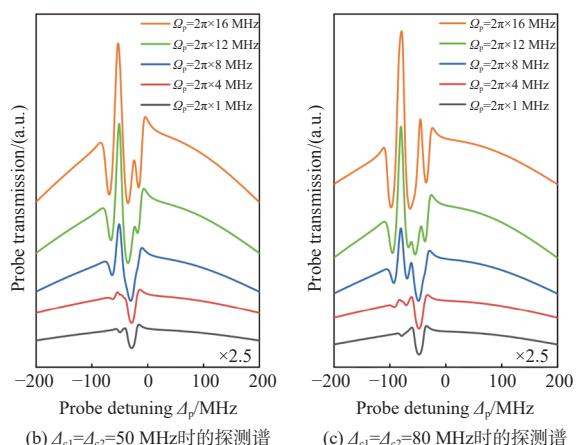


图 6 耦合场失谐对抑制展宽效应及实现完整双通道 EIA 切换的作用

Fig. 6 Role of coupling-field detuning in suppressing broadening effects and achieving complete dual-channel EIA switching

EIA 的完整转换过程, 如图 6(b) 与 (c) 所示。对比两图可发现, 在 $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = 50$ MHz 条件下仍存在一定的饱和与功率展宽效应 (见图 6(b) 蓝色曲线)。相比之下, 图 6(c) $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = 80$ MHz 中两个 EIT 窗口更为明显, 而图 6(b) 中两个透明窗口之间的峰值信号被淹没, 进一步证实了强探测场引起的饱和与功率展宽效应会抑制双 EIT 窗口的形成。此外, 从图 6(c) 可见, 随着探测场强度增强, 由 $\lambda_p = 780$ nm 和 $\lambda_{c1} = 776$ nm 构成的梯子子系统, 其 EIT 向 EIA 切换明显快于 $\lambda_p = 780$ nm 和 $\lambda_{c2} = 480$ nm 所构成的子系统, 且前者的吸收峰强度也更高。这一现象可归因于以下两方面: 首先, $\lambda_p = 780$ nm 和 $\lambda_{c2} = 480$ nm 子系统形成的 EIT 透明峰更强 (图 6(c) 黑色曲线), 实现 EIA 完全转换所需探测场强度更高; 其次, 由 $(k_p - k_{c2})v$ 引起的波数失配导致不同速度原子群满足双光子共振条件 $\Delta_p + \Delta_{c2} + (k_p - k_{c2})v$ 的探测失谐位置 (Δ_p) 发生分散, 经速度平均后, EIA 信号被分布于多个 Δ_p 区域而非集中于单一位置, 从而降低了有效参与 EIA 过程的原子数, 使得 EIT 窗口未能完全转换为显著的 EIA 吸收峰。

因此, 在铷原子 Y 型系统中, 选择由 $\lambda_p = 780$ nm、 $\lambda_{c1} = 776$ nm 和 $\lambda_{c2} = 480$ nm 构成的波长组合有助于获得高分辨率的双 EIT 透明窗口。虽然增强探测场可实现从 EIT 到 EIA 的转换, 但其引入的饱和与展宽效应也会干扰双通道信号的完整切换。通过适当增大耦合场失谐, 可有效抑制这些效应, 从而在强探测场条件下仍保持清晰的双

EIT 向 EIA 转换过程。

3 结论

本文基于铷原子 Y 型四能级系统, 研究了波数失配、探测场强度及耦合场失谐对双通道 EIT 与 EIA 切换行为的影响。通过理论推导与数值模拟, 明确了在热原子体系中实现高分辨率双 EIT 通道的波长组合: 一子系统采用波长相近的探测与耦合场 (如 780 nm 与 776 nm) 以抑制多普勒效应; 另一子系统选用短波长耦合场 (如 480 nm) 并匹配低衰减率激发态 (如 $44D_{5/2}$) 以增强信号分辨率。这一设计在研究里德堡态的双透明信道时尤为重要, 也为在热原子体系中获得高分辨双通道量子干涉提供了新途径。进一步地, 通过增强探测场可实现 EIT 向 EIA 的转换, 但强场导致的饱和与强度展宽效应会限制双通道结构的完整性; 引入耦合场失谐可有效抑制此类效应, 促进双通道 EIA 的高效切换。本研究不仅揭示了波数失配导致 EIA 信号在速度群中分布分散的物理机制, 还为在热原子系统中实现多通道量子光调控提供了可行的参数优化方案, 对多通道量子信息处理器件的设计与实现具有重要的参考价值。

参考文献:

- [1] AKULSHIN A M, CIMMINO A, SIDOROV A I, et al. Light propagation in an atomic medium with steep and sign-reversible dispersion[J]. *Physical Review A*, 2003, 67: 011801.
- [2] WU B, HULBERT J F, LUNT E J, et al. Slow light on a chip via atomic quantum state control[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(11): 776-779.
- [3] BIGELOW M S, LEPESHKIN N N, BOYD R W. Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid[J]. *Science*, 2003, 301(5630): 200-202.
- [4] BAJCSY M, ZIBROV A S, LUKIN M D. Stationary pulses of light in an atomic medium[J]. *Nature*, 2003, 426(6967): 638-641.
- [5] HARRIS S E, FIELD J E, IMAMOĞLU A. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 64(10): 1107-1110.
- [6] LEZAMA A, BARREIRO S, AKULSHIN A M. Electromagnetically induced absorption[J]. *Physical Review A*,

- 1999, 59(6): 4732-4735.
- [7] ZHENG T N, WANG P Q, WEI B, et al. Three-pathway electromagnetically induced transparency and absorption based on coupled superconducting resonators[J]. *Physical Review A*, 2023, 108(5): 053105.
 - [8] BHATTARAI M, BHARTI V, NATARAJAN V. Tuning of the Hanle effect from EIT to EIA using spatially separated probe and control beams[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 7525.
 - [9] WANG C, ZHANG L, LI H, et al. Electromagnetically induced transparency based optical switch in semiconductor quantum dots[J]. *Optics Express*, 2021, 29(6): 8765-8776.
 - [10] CHEN M, ZENG L W, TONG X, et al. Manipulating EIT and EIA effects by tuning the gain assisted dark mode[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2021, 27(1): 1-10.
 - [11] SMITH A, JOHNSON B, LEE C, et al. Precision measurement of electromagnetically induced transparency in a cold atomic ensemble[J]. *Physical Review A*, 2022, 106(2): 023415.
 - [12] NAWEED A. Reversible fast to slow-light transition originating in the optical analog of EIA-EIT transformation in optical resonators[J]. *OSA Continuum*, 2021, 4(11): 2771.
 - [13] HARSHAWARDHAN W, AGARWAL G S. Controlling optical bistability using electromagnetic-field-induced transparency and quantum interferences[J]. *Physical Review A*, 1996, 53(3): 1812-1817.
 - [14] GAO J Y, YANG S H, WANG D, et al. Electromagnetically induced inhibition of two-photon absorption in sodium vapor[J]. *Physical Review A*, 2000, 61(2): 023401.
 - [15] YE C Y, ZIBROV A S, ROSTOVTSEV Y V, et al. Unexpected Doppler-free resonance in generalized double dark states[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(4): 043805.
 - [16] 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): 063427-634279.
 - [17] ZHOU K, YAN X G, HAN Y J, et al. Three-photon electromagnetically induced absorption in a dressed atomic system[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2022, 39(2): 501-507.
 - [18] BAI X X, YAN X G, LIU Y, et al. Optimal angle as a key enabler for efficient electromagnetically induced absorption via laser intensity tuning in a V-type atomic system[J]. *Optics Communications*, 2025, 591: 132015.
 - [19] MIRZA A B, SINGH S. Wave-vector mismatch effects in electromagnetically induced transparency in Y-type systems[J]. *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2012, 85(5): 053837.
 - [20] 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.
 - [21] MONDAL S, GHOSH A, ISLAM K, et al. Optical switching phenomenon in ladder type atomic system under varying wavelength mismatching effect with one due to a Rydberg transition[J]. *Optics Communications*, 2019, 435: 378-384.
 - [22] 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.
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.