

基于调控原子相干的 Λ -型电磁感应透明与吸收*裴丽娅^{1)†} 郑世阳¹⁾ 牛金艳^{2)‡}

1) (北京化工大学数理学院, 北京 100029)

2) (内蒙古科技大学理学院, 包头 014010)

(2022 年 5 月 13 日收到; 2022 年 7 月 29 日收到修改稿)

在 Λ -型电磁感应透明系统中, 随着弱探测光场逐渐增强, 多普勒展宽线性吸收背景之上呈现的单个窄线宽窗口演化成了相互间隔出现的 3 个窗口与 2 个吸收增强峰. 本文利用缀饰态模型对探测光强度的作用机制进行了详细的研究. 提出当探测光场不再足够弱时, 通过光强可以调控原子 Raman 相干; 对于多普勒增宽系统, 将使得缀饰态能量变化不连续以及因缀饰态双共振产生极大 Raman 损耗, 这是透明窗口演化的关键因素.

关键词: 电磁感应透明, 电磁感应吸收, 原子相干, 极化干涉, 缀饰态

PACS: 42.65.-k, 42.50.Gy, 42.65.Dr

DOI: 10.7498/aps.71.20220950

1 引言

与电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)^[1-3] 相关的工作已经被广泛研究. EIT 的重要性在于, 通过强耦合场作用在另一个原子跃迁上, 可以消除在共振跃迁频率处介质对弱探测光的吸收, 同时伴随的是介质的陡峭色散. EIT 这种异常的吸收和色散性质在增强非线性光学效率^[4-6], 以及光减慢、光存储和量子信息处理中有着非常重要的作用^[7-10].

最典型的 EIT 三能级结构主要有 Λ -型^[11-13] 和梯型^[14-17]. 其中, Λ -型系统作为最基本的三能级结构, 是被研究得最多的一种. 在传统的 Λ -型 EIT 系统中, 人们应用的探测光通常是非常弱的, 使得其缀饰原子的作用完全可以被忽略不计. 当然, 强探测光条件下的 EIT 现象, 在先前的研究中也出现过. 1998 年 Wielandy 和 Gaeta^[18] 就研究了三能级梯型 EIT 系统中, 当探测光从弱场变成强

场时, 探测光吸收透明窗口反而变成了吸收增强, 他们以多个不同阶光学跃迁通道之间发生了量子干涉对该现象进行了定性的解释. 2011 年 Yang 等^[19] 通过增加碰撞衰减率和改变温度, 在探测光不是非常弱的条件下, 使得 EIT 转变成了电磁感应吸收 (electromagnetically induced absorption, EIA)^[20-22], 他们通过将相关密度矩阵元分解成几个不同的幂级数形式, 定性分析了碰撞辅助 EIA 的物理来源.

本文基于 Λ -型 EIT 系统进一步研究了弱探测光场逐渐增强时窄线宽透明窗口的演化过程. 可以看到: 在原子蒸气系统中, 探测光吸收谱在多普勒展宽线性吸收背景之上呈现的单个 EIT 窗口, 慢慢演变成了相互间隔出现的 3 个 EIT 窗口与 2 个 EIA 增强峰. 与前人工作不同的是, 本文利用缀饰态模型在理论上对探测光强度的作用机制进行了详细的定量分析. 结果发现, 当探测光场不再足够弱时, 会对原子基态 Raman 相干起到调控的作用; 对于多普勒增宽系统, 会使得缀饰态能量变化不连续, 从而出现与缀饰态发生共振的有两个速度原子

* 国家自然科学基金 (批准号: 11404330) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: peily@mail.buct.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: niujinyan_cpl@126.com

群. 我们提出, 在缀饰态双共振附近贡献极大的 Raman 损耗的原子群, 与单光子共振附近贡献 Raman 增益^[3]的原子群, 这两者之间发生宏观极化相消干涉, 是 EIT 系统演变出 EIA 增强峰的主要原因. 与此同时, 系统将存在一个与缀饰态共振相关的速度间隙. 在耦合光共振时, 该间隙使得中心 EIT 窗口两侧对称地分别出现一个较浅的透明窗口, 位置仅与耦合光场强度相关.

2 理论

2.1 均匀增宽系统

考虑如图 1 所示的 Λ -型原子三能级系统, 与之相互作用的耦合光场和探测光场, 分别记为 $\mathbf{E}_2 = \varepsilon_2 e^{-i(\omega_2 \cdot t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})}$ 和 $\mathbf{E}_1 = \varepsilon_1 e^{-i(\omega_1 \cdot t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})}$. 原子激发态 $|1\rangle$ 与基态 $|0\rangle$, $|2\rangle$ 之间的原子跃迁频率分别记为 Ω_1 和 Ω_2 ; 偶极矩阵元分别记为 μ_1 和 μ_2 . 这里, 两光场频率失谐为 $\Delta_i = \Omega_i - \omega_i$ ($i = 1, 2$). 写出这个系统中光场与原子相互作用的有效哈密顿量,

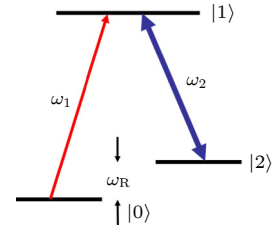


图 1 Λ -型三能级 EIT 系统

Fig. 1. Energy-level diagram for EIT in a Λ -type three-level system.

并求解包含弛豫项的密度矩阵方程的稳态解^[3,15]. 在 $\rho_{00}, \rho_{22} \gg \rho_{11}$ 这个近似条件下, 得到与探测光有关的密度矩阵元 ρ_{20} 如下:

$$\rho_{20} = \frac{iG_2}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{20} + \frac{iG_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{00}, \quad (1)$$

这里, $G_i = \mu_i E_i / \hbar$ 为光场与原子相互作用的耦合系数, Γ_{10} 和 Γ_{20} 分别为激发态与基态以及两基态之间的横向弛豫率. 两光场同时与原子相互作用, 经由双光子跃迁诱导原子基态 Raman 相干, 给出与之相关的密度矩阵元 ρ_{20} :

$$\rho_{20} = \frac{iG_1 iG_2^*}{(i\Delta_1 + \Gamma_{10}) \left[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20} - \frac{|G_1|^2}{i\Delta_2 - \Gamma_{10}} \right] + |G_2|^2}. \quad (2)$$

在密度为 N 的原子蒸气中, 系统的宏观原子极化强度为 $P_1 = N\mu_1 \rho_{10}$. 当 $|G_1|^2 \ll \Gamma_{10}\Gamma_{20}$, 式 (2) 简化为

$$\rho_{20} = \frac{-G_1 G_2^*}{(i\Delta_1 + \Gamma_{10}) [i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] + |G_2|^2}. \quad (3)$$

在 (3) 式中, 只考虑了耦合光对原子的缀饰作用, 这就回归到经典的 EIT 系统中所考虑的弱探测光情况. 而通过 (2) 的分母可以看出, 这里不再完全忽略探测光对原子的缀饰作用. 另一方面, 虽然探测光不再足够弱, 但在近似 $|G_1|^2 \ll |G_2|^2$ 条件下仍然可以考虑与耦合光相比, 探测光也不足以强到对原子基态布居起决定性影响; 在这种情况下, 采取近似 $\rho_{00} \approx 1$, $\rho_{22} \approx 0$, 从而合理简化计算.

当取 $\rho_{00} \approx 1$ 时, 式 (1) 的第二项即表示探测光经过介质形成的均匀增宽吸收背景, 此为与原子极化相关的线性部分 (记为 P_1^L), 与耦合光场无关. 而与原子极化相关的非线性部分 P_1^{NL} , 即 (1) 式的第一项, 用极点形式表示为

$$P_1^{NL} = \frac{N\mu_1 G_1 |G_2|^2}{(\Delta_1 - i\Gamma_{10})(\Delta_1 - \tilde{\Delta}_+)(\Delta_1 - \tilde{\Delta}_-)}, \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_{\pm} = & \frac{1}{2} \left[\Delta_2 + i(\Gamma_{10} + \Gamma_{20}) - \frac{|G_1|^2}{\Delta_2 + i\Gamma_{10}} \right] \\ & \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left[\Delta_2 - i(\Gamma_{10} - \Gamma_{20}) - \frac{|G_1|^2}{\Delta_2 + i\Gamma_{10}} \right]^2 + 4|G_2|^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

(4) 式中的三个极点具有不一样的特性: 极点 $\Delta_1 = i\Gamma_{10}$ 表示在 Raman 相干形成之后, 在单光子共振 $\Delta_1 = 0$ 处放出受激 Raman 散射光子, 此对探测光进行 Raman 增益; 而 Raman 相干的形成由基态 $|0\rangle$ 到缀饰态 $|\pm\rangle$ 的跃迁来诱导产生, 需要吸收在 $\Delta_1 = \Delta_{\pm}$ (极点 $\tilde{\Delta}_{\pm}$ 的实部) 处的探测光子, 此对探测光进行 Raman 损耗. 将 (5) 式与前期工作^[3]中的 (13) 式进行对比, 可以看到这里不同的是: 探测光对原子也有缀饰作用, 会影响缀饰态 $|\pm\rangle$ 的位置 (当 $\Delta_2 \neq 0$ 时) 和线宽. 考虑 $\Delta_2 = 0$ 的情况, 从 (5) 式可以看到: 当 $|G_1|^2 \ll \Gamma_{10}\Gamma_{20}$ 不再被满足时,

原子 Raman 相干的有效横向弛豫率不再是 Γ_{20} , 而是变成了会受探测光调控的 $\Gamma_{20} + |G_1|^2/\Gamma_{10}$.

2.2 多普勒增宽系统中的宏观极化干涉

在原子蒸气系统中, 由于需要考虑多普勒频移, 以上光场频率失谐量可以通过替换 $\Delta_1 \rightarrow \Delta_1^d = \Delta_1 - k_1 v$ 和 $\Delta_2 \rightarrow \Delta_2^d = \Delta_2 - k_2 v$ 而得到. 其中, 取 $k_1 \approx k_2 = k$. 之后, 将多原子系统对速度积分; 速度在一个方向上的分布取高斯形式 $W(v) = (1/\sqrt{\pi}u)e^{-(v/u)^2}$, 其中 $u = \sqrt{2KT/m}$, m , K 和 T 分别是原子质量、玻尔兹曼常数和绝对温度. 于是, 与 Λ -型原子三能级系统有关的总极化强

度为

$$P_1^T = \int_{-\infty}^{\infty} dv W(v) [P_1^{\text{NL}}(v) + P_1^L(v)], \quad (6)$$

(6) 式中的线性部分 $P_1^L(v)$ 在积分之后, 即表示探测光经过介质形成的多普勒展宽吸收背景. 同时, (4) 式变成:

$$P_1^{\text{NL}}(v) = \frac{iN\mu_1 G_1 |G_2|^2 (v - \tilde{\Delta}_2)/k^2}{[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}](v - \tilde{v}_1)(v - \tilde{v}_+)(v - \tilde{v}_-)}, \quad (7)$$

这里,

$$k\tilde{v}_1 = \Delta_1 - i\Gamma_{10}, \quad (8)$$

$$k\tilde{v}_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{-|G_2^+||G_2^-| \pm \sqrt{(\tilde{\Delta}^2 - |G_2^+|^2)(\tilde{\Delta}^2 - |G_2^-|^2)}}{\Delta_1 - \Delta_2 - i\Gamma_{20}} \right], \quad (9)$$

其中, $\tilde{\Delta}_2 = (\Delta_2 + i\Gamma_{10})/k$, $|G_2^{\pm}| = |G_2| \pm |G_1|$, 以及 $\tilde{\Delta}^2 = (\Delta_1 - \Delta_2 - i\Gamma_{20})(\Delta_1 - \Delta_2 - 2i\Gamma_{10})$. (6) 式积分结果的虚部就是探测光经过介质的吸收系数相关.

(7) 式给出了 $P_1^{\text{NL}}(v)$ 中存在的两类极点. 极点 \tilde{v}_1 反映的是原子从 $|1\rangle$ 到 $|0\rangle$ 的单光子共振跃迁, 而极点 \tilde{v}_{\pm} 则反映的是与缀饰态 $|\pm\rangle$ 相关的共振跃迁. 根据文献 [23] 的 (13) 式, 这里给出 Λ -型三能级系统的缀饰态能量如下:

$$\varepsilon_{\pm}(v) = -\frac{kv}{2} + \left(\Delta_1 - \frac{\Delta_2}{2} \right) + \frac{1}{2} \frac{|G_1|^2}{\Delta_2 - kv} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\Delta_2 - kv - \frac{|G_1|^2}{\Delta_2 - kv} \right)^2 + 4(|G_2|^2)}. \quad (10)$$

从基态到缀饰态的共振跃迁条件为 $\varepsilon_{\pm}(v) = 0$, 从而得到共振速度:

$$kv_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\Delta_1 + \Delta_2 + \frac{-|G_2^+||G_2^-| \pm \sqrt{(\Delta^2 - |G_2^+|^2)(\Delta^2 - |G_2^-|^2)}}{\Delta_1 - \Delta_2} \right], \quad (11)$$

这里, $\Delta^2 = (\Delta_1 - \Delta_2)^2$. (11) 式的结果与 (9) 式忽略弛豫率后的结果是一样的. \tilde{v}_1 和 \tilde{v}_{\pm} 随着探测光的频率扫描而变化, 其各自的实部 v_1 和 v_{\pm} 是贡献 (6) 式积分的主要部分, 这两种速度的原子群分别对探测光产生 Raman 增益与损耗 [3], 它们之间将发生宏观极化干涉. 当满足 $v_{\pm} \ll u$ 时, 由于积分作用, P_1^T 的共振仅在 $v_+ = v_-$ 时出现, 此时双共振的条件为

$$\Delta_1 = \Delta_2 \pm |G_2^{\pm}|. \quad (12)$$

(12) 式有效的条件是 $\Delta_1 \neq \Delta_2$; 当 $\Delta_1 = \Delta_2$ 时, 仅有速度为 v_1 的原子共振存在. 而同样地, 当探测光场足够弱, 即做近似 $|G_1|^2 \ll \Gamma_{10}\Gamma_{20}$ 时, 在 (2) 式简化成 (3) 式的同时, 共振速度 v_{\pm} 简化成一个速度 v_2 , 其表达式如下:

$$kv_2 = \Delta_1 - |G_2|^2/(\Delta_1 - \Delta_2). \quad (13)$$

3 模拟与讨论

本文模拟了在多普勒增宽系统中, 当耦合光分别共振和失谐时, 探测光强度变化下的探测光吸收谱, 如图 2 所示. 其中图 2(a), 图 2(e) $G_1 = 0.3$ MHz; 图 2(b), 图 2(f) $G_1 = 1.5$ MHz; 图 2(c), 图 2(g) $G_1 = 3.0$ MHz; 图 2(d), 图 2(h) $G_1 = 3.6$ MHz. 其他参数取值为 $G_2 = 12.0$ MHz, $\Gamma_{10} = 7.2$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.72$ MHz. 在耦合光共振 ($\Delta_2 = 0$) 条件下, 从图 2(a) \rightarrow 图 2(b) \rightarrow 图 2(c) \rightarrow 图 2(d) 可以看出: 当探测光非常弱 (考虑 $|G_1|^2 \ll \Gamma_{10}\Gamma_{20}$) 时, 在多普勒展宽线性吸收背景之上的 $\Delta_1 = \Delta_2$ 处出现一个比较深的窄线宽透明窗口, 如图 2(a) 所示; 随着探

测光的增强 (不可完全忽略其对原子的缀饰作用), 该透明窗口的两侧分别对称地出现一个较浅的透明窗口, 如图 2(b) 所示; 中心窗口与两侧窗口之间的吸收强度会随着探测光的进一步增强而增大, 并且其位置向 $\Delta_1 = \Delta_2$ 靠近, 最终形成 3 个 EIT 窗口与 2 个 EIA 增强峰相互间隔出现的现象, 如图 2(c) 和图 2(d) 所示. 同时, 可以看出, 随着探测光增强而出现的 EIA 峰会逐渐使得中心 EIT 窗口的深度变浅, 而两侧的 EIT 窗口变深.

在耦合光失谐 ($\Delta_2 = 180$ MHz) 条件下, 弱探测光的情形^[3] 如图 2(e) 所示: 在 $\Delta_1 = \Delta_2$ 处仍然会出现一个比较深的窄线宽透明窗口, 而在相邻的位置 $\Delta_1 \approx \Delta_2 + |G_2|^2/\Delta_2$ 处出现一个窄线宽吸收增强峰, 即探测光吸收谱线呈现出了一个从吸收减少到吸收增加的陡峭转变. 而在本文中, 从图 2(e) \rightarrow 图 2(f) \rightarrow 图 2(g) \rightarrow 图 2(h) 进一步看到: 随着探测光场对原子的缀饰作用逐渐不可被忽略, 在 $\Delta_1 = \Delta_2$ 处的 EIT 窗口将变弱, 而相邻的这个 EIA 增强峰将变强; 另外, 同耦合光共振时的情形一样, 在位置 $\Delta_1 = \Delta_2$ 的两侧将出现越来越明显的浅 EIT 窗口, 只是此时它们不再对称.

缀饰态模型可以被用来解释探测光强度变化带来的影响. 以耦合光共振 ($\Delta_2 = 0$) 为例, 分别对是否满足探测光强度近似条件 $|G_1|^2/\Gamma_{10} \ll \Gamma_{20}$ 的

两种情形进行对比讨论: 1) 满足 (如 $G_1 = 0.3$ MHz); 2) 不满足 (如 $G_1 = 3.0$ MHz). 对于第二种情形, 根据 (10) 式可以知道, 缀饰态的能量 $\varepsilon_{\pm}(v)$ 在 $v = 0$ 处是不连续的, 这与第一种情形^[3] 是非常不一样的. 从第 2 节的讨论可以知道, 在多普勒系统中, 具有运动速度的原子通过多普勒频移达到与原子态共振. 根据 (10) 式和 (11) 式可知, 在第二种情形下, 由于共振速度 v_{\pm} 从缀饰态共振条件得到, $\varepsilon_{\pm}(v)$ 的这种不连续特点将使得 v_{\pm}/u 在 $v = 0$ (图 3 中的参考线, 绿色细实线) 处不连续. 图 3(c) 给出了与单光子跃迁相关的共振速度 v_1/u (黑色实线) 以及与缀饰态跃迁相关的共振速度: 对于情形 1) 为 v_2/u (黑色虚-点线); 对于情形 2) 为 v_{\pm}/u (红色短虚线和蓝色点线). 现在来看看共振速度 v_{\pm} 的频率依赖特性. 根据 (12) 式可知, 当 $\Delta_2 = 0$ 时, 缀饰态双共振 $v_+ = v_-$ 将发生在 $\Delta_1 = \pm|G_2^{\pm}|$ 处, 该位置即是图 3(c) 中表示 v_+ (红色短虚线) 和表示 v_- (蓝色点线) 的曲线相遇的频率处. 同时, 从图 3(c) 可以看出, 有一个 v_{\pm} 不存在的频率间隙. 具体地说, 从 (11) 式可知, v_{\pm} 在 $|G_2^{\pm}| > |\Delta_1| > |G_2^-|$ 频率范围之内无解. 如图 3(c) 中该频率间隙为 $15.0 \text{ MHz} > |\Delta_1| > 9.0 \text{ MHz}$. 此外, 从上述理论可知, 图 3(c) 中在 $\Delta_1 < 0$ 和 $\Delta_1 > 0$ 两个范围之内的 v_{\pm} 分别来自缀饰态 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 共振.

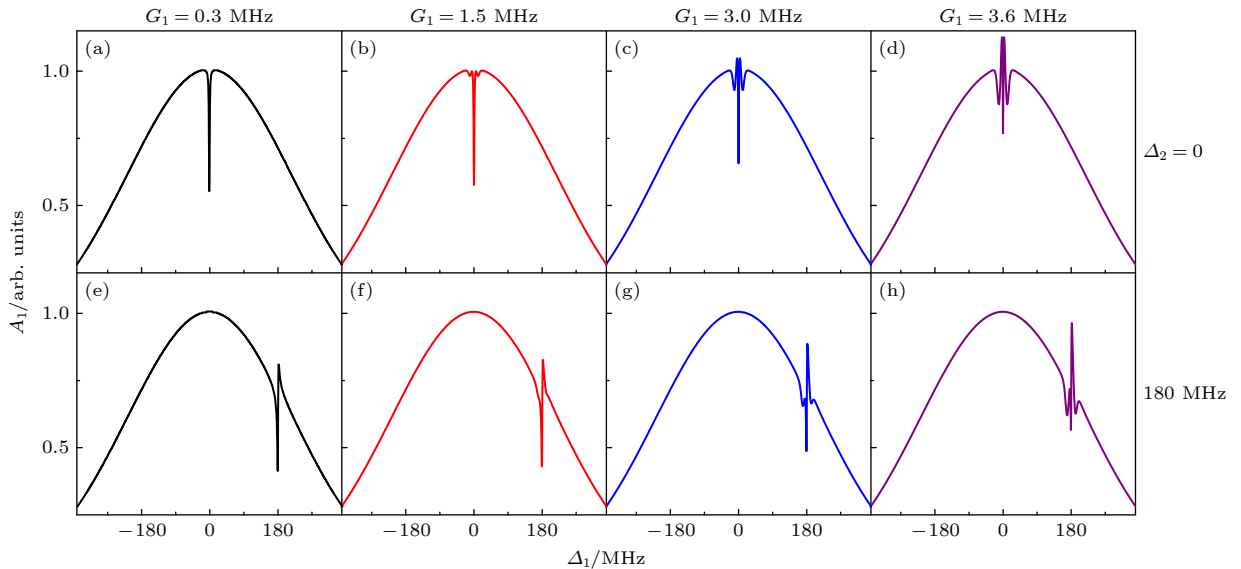


图 2 当耦合光共振 ((a), (b), (c), (d) $\Delta_2 = 0$) 和失谐 ((e), (f), (g), (h) $\Delta_2 = 180$ MHz) 时, 弱探测光场逐渐增强时的探测光吸收谱. 所取探测光的强度分别为 (a), (e) $G_1 = 0.3$ MHz; (b), (f) $G_1 = 1.5$ MHz; (c), (g) $G_1 = 3.0$ MHz; (d), (h) $G_1 = 3.6$ MHz. 其他参数取值为 $G_2 = 12.0$ MHz, $\Gamma_{10} = 7.2$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.72$ MHz

Fig. 2. The absorption spectrum of probe field as its intensity increases. Plots are shown for (a), (e) $G_1 = 0.3$ MHz; (b), (f) $G_1 = 1.5$ MHz; (c), (g) $G_1 = 3.0$ MHz; (d), (h) $G_1 = 3.6$ MHz, when the coupling-field frequency is exactly on resonance ((a), (b), (c), (d) $\Delta_2 = 0$) and detuned ((e), (f), (g), (h) $\Delta_2 = 180$ MHz) respectively, with $G_2 = 12.0$ MHz, $\Gamma_{10} = 7.2$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.72$ MHz.

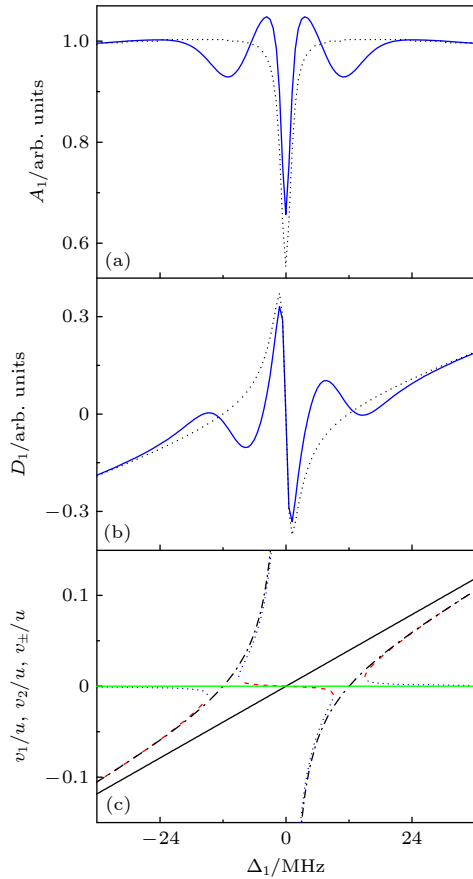


图 3 探测光的 (a) 吸收系数 A_1 和 (b) 色散系数 D_1 . 其中, 图 (a) 中的黑色点线和蓝色实线分别是图 2(a) 和图 2(c) 的细节图; 图 (b) 为其相应的色散. (c) 系统相应的共振速度: v_1/u (黑色实线), v_2/u (黑色虚-点线), 和 v_{\pm}/u (红色短虚线和蓝色点线). 另外, 图 (c) 中 $v = 0$ (绿色细实线) 为参考线

Fig. 3. Theoretical results for the (a) absorption and (b) dispersion coefficients of the probe field. Here, the black dotted curve and the blue solid curve in panel (a) are the local details of Fig. 2(a) and Fig. 2(c), respectively. Panel (b) shows the corresponding dispersions. (c) Corresponding resonant velocities v_1/u (black solid line), v_2/u (black dash-dot curve), and v_{\pm}/u (red short-dash and blue dotted curve). In addition, $v = 0$ (thin green solid line) in panel (c) is used for reference.

现在来解释探测光吸收谱的演化. 首先, 看一下在情形 1) 下的探测光吸收谱: 在多普勒展宽的线性吸收背景之上出现一个窄线宽的 EIT 窗口 (图 2(a), 细节图见图 3(a) 的黑色点线). 从图 3(c) 可以看到, 当 $\Delta_1 = \Delta_2$ 时, 只存在 v_1 , 于是原子通过单光子共振贡献 Raman 增益, 对多普勒展宽背景进行补偿形成一个较深的 EIT 窗口; 当 Δ_1 偏离 Raman 共振 ($\Delta_1 = \Delta_2$) 时, 速度 v_2 的原子将与其中一个缀饰态共振而贡献 Raman 损耗, 两种相反的贡献之间发生相消干涉使得 EIT 窗口变得越来

越浅. 随着 Δ_1 远离 Δ_2 直至 $v_2 \approx v_1$, EIT 窗口消失. 实际上, 实现完全相消干涉大约在 $|\Delta_1| \approx |G_2|$.

接下来, 对于情形 2), 同样可以利用相消极化干涉来解释: 3 个 EIT 窗口与 2 个 EIA 增强峰相间隔地出现 (图 2(c), 细节图见图 3(a) 的蓝色实线). 随着探测光增强, 与缀饰态共振的速度 v_2 (黑色虚-点线) 在 $|\Delta_1| = |G_2|$ (如图 3(c), $|\Delta_1| = 12$ MHz) 处发生断裂, 使得在 $|G_2^+| > |\Delta_1| > |G_2^-|$ 频率范围之外存在两个缀饰态共振速度 v_{\pm} (红色短虚线和蓝色点线), 而在该频率范围之内仅存在 v_1 (黑色实线). 相比于情形 1), 由于在 $v = v_+ = v_-$ 附近的曲线斜率几乎垂直, 随着探测光增强会使得原子在相对愈宽的速度范围之内发生双共振而贡献 Raman 损耗; 因此, 当 Δ_1 从 0 向 $\pm|G_2^-|$ 调节时, EIT 窗口迅速变浅甚至转变成了一个 EIA 增强峰, 并且该峰向中心 $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$ 移动, 如图 2(b) \rightarrow 图 2(c) \rightarrow 图 2(d) 所示. 另一方面, 在 $|\Delta_1| \geq |G_2^+|$ 这个范围 (如图 3(c), $|\Delta_1| \geq 15$ MHz) 内, 随着 Δ_1 的调节, 共振速度 v_- (蓝色点线) 几乎不变化; 换言之, 此时仅 v_+ 有效, 由于 $v_+ \approx v_1$ 从而发生完全相消极化干涉, 亦即系统的有效非线性效应衰减到零, 因此探测光吸收谱最终只显现出多普勒展宽线性吸收背景. 然而, 在 $|G_2^+| > |\Delta_1| > |G_2^-|$ 频率范围之内, 仅存在共振速度 v_1 , 因此近似在该区域的中心 $\Delta_1 \approx \pm|G_2|$ 处出现一个较浅的 EIT 窗口. 如在 $\Delta_1 \approx \pm 12$ MHz 处, 如图 3(a) 中的蓝色实线所示.

我们知道, 介质的色散影响探测光的传播特性. 在均匀增宽系统中, EIT 现象的本质可以解释为“两个缀饰态吸收通道之间发生了量子干涉”, 其相应的色散会随频率陡峭变化^[2]. 而在多普勒增宽系统^[14]中, EIT 信号来自很多不同速度的原子极化贡献, 单个原子的量子干涉效应会被系统淹没^[15,24]. 如图 3(b) 所示, 对于情形 1), 即在弱探测光条件下, EIT 共振的色散曲线也是非常陡峭, 它与传统色散线型相似, 只是符号相反 (黑色点线). 而在这里, 对于情形 2), 即当探测光场对原子的缀饰作用不可被忽略时, 可以看到在 EIT 共振的两侧, 介质的色散还将分别出现一个最小值和一个最大值 (蓝色实线).

4 结 论

本文基于典型的 Λ -型 EIT 系统, 进一步研究

了当探测光缀饰原子的作用不可忽略时, 可以通过调节原子 Raman 相干从而控制 EIT 系统演化出 EIA. 发现当弱探测光逐渐增强时, 在多普勒展宽线性吸收背景之上的单个 EIT 窗口, 慢慢演变成了相互间隔出现的 3 个 EIT 窗口与 2 个 EIA 增强峰. 利用缀饰态模型, 对此进行了很好的解释. 在多普勒增宽系统中, 两种原子跃迁——单光子共振和缀饰态共振, 均可以通过多普勒频移来完成, 因此两者是共存的. 当探测光非常弱时, 通过缀饰态共振从而贡献 Raman 损耗的速度 (v_2) 原子群, 与通过单光子共振从而贡献 Raman 增益的速度 (v_1) 原子群, 这两者之间进行宏观极化相消干涉, 从而形成单个窄线宽的 EIT 窗口. 然而, 当探测光场不再足够弱时, 系统的缀饰态能量不再连续变化, 将出现两个与缀饰态共振的速度 (v_{\pm}) 原子群; 缀饰态双共振 ($v_+ = v_-$) 的出现, 以及与缀饰态共振相关的速度间隙的存在, 是探测光吸收谱演化的关键因素. 我们相信, 本文描述的基于调控原子 Raman 相干使得 EIT 系统演化出 EIA 的过程, 在非线性光学相干控制和量子信息处理 [7,10,25] 等方面具有一定的应用价值.

参考文献

- [1] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [2] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [3] Pei L Y, Lu X, Bai J, Miao X, Wang R, Wu L A, Ren S, Jiao Z, Zhu H, Fu P, Zuo Z 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063822
- [4] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [5] Kang H, Zhu Y 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 093601
- [6] Li H C, Ge G Q, Zubairy M S 2019 *Opt. Lett.* **44** 3486
- [7] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [8] Camacho R M, Vudyasetu P K, Howell J C 2009 *Nat. Photonics* **3** 103
- [9] Wang Z B, Marzlin K P, Sanders B C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 063901
- [10] Sternfeld Y, Zhou Z, Scheuer J, Shahriar S M 2021 *Opt. Express* **29** 1125
- [11] Li Y, Xiao M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1064
- [12] Jeong T, Chough Y T, Moon H S 2020 *Opt. Express* **28** 36611
- [13] Wei Y C, Lin S X, Tsai P J, Chen Y C 2020 *Sci. Rep.* **10** 13990
- [14] Xiao M, Li Y, Jin S, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666
- [15] Pei L Y, Niu J, Wang R, Qu Y, Wu L A, Fu P, Zuo Z 2015 *Chin. Phys. B* **24** 014205
- [16] Moon H S, Lee L, Kim J B 2008 *Opt. Express* **16** 12163
- [17] Lee Y S, Moon H S 2016 *Opt. Express* **24** 10723
- [18] Wielandy S, Gaeta A L 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2500
- [19] Yang X, Sheng J, Xiao M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043837
- [20] Akulshin A M, Barreiro S, Lezama A 1998 *Phys. Rev. A* **57** 2996
- [21] Goren C, Wilson-Gordon A D, Rosenbluh M, Friedmann H 2003 *Phys. Rev. A* **67** 033807
- [22] dos Santos F C D, Martins W S, Barreiro S, de Oliveira R A 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 185002
- [23] Niu J, Pei L Y, Lu X, Wang R, Wu L A, Fu P 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033853
- [24] Pei L Y, Niu J, Wang R, Qu Y, Zuo Z, Wu L A, Fu P 2015 *Chin. Phys. B* **24** 074203
- [25] Saglamyurek E, Hrushevskiy T, Rastogi A, Heshami K, LeBlanc L J 2018 *Nat. Photonics* **12** 774

Λ -type electromagnetically induced transparency and absorption by controlling atomic coherence^{*}

Pei Li-Ya^{1)†} Zheng Shi-Yang¹⁾ Niu Jin-Yan^{2)‡}

1) (*College of Mathematics and Physics, Beijing University of Chemical Technology, Beijing 100029, China*)

2) (*College of Science, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014010, China*)

(Received 13 May 2022; revised manuscript received 29 July 2022)

Abstract

In a Λ -type electromagnetically induced transparency system, it shows that on the Doppler-broadened linear absorption background, as the probe intensity increases, the single narrow line-width window gradually evolves into 3 windows and 2 absorption peaks alternately. In this paper, the mechanism of probe intensity is studied in detail by using the dressed-state model. We propose that when the probe field is not so weak, the atomic Raman coherence can be manipulated by its intensity. For a Doppler-broadened system, there will appear the discontinuous energy variation of the dressed-states, and the large Raman loss due to the double resonance for dressed-states, which are the key factors for the evolution of the transparency window.

Keywords: electromagnetically induced transparency, electromagnetically induced absorption, atomic coherence, polarization interference, dressed-state

PACS: 42.65.-k, 42.50.Gy, 42.65.Dr

DOI: [10.7498/aps.71.20220950](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220950)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11404330).

[†] Corresponding author. E-mail: peily@mail.buct.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: niujinyan_cpl@126.com



基于调控原子相干的 Λ -型电磁感应透明与吸收

裴丽娅 郑世阳 牛金艳

Λ -type electromagnetically induced transparency and absorption by controlling atomic coherence

Pei Li-Ya Zheng Shi-Yang Niu Jin-Yan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 224201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220950

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220950>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

基于共振Raman增强的三阶非线性过程

Enhanced third-order nonlinear processes based on Raman resonance

物理学报. 2020, 69(16): 164203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200418>

Rydberg原子的微波电磁感应透明-Autler-Townes光谱

Microwave electromagnetically induced transparency and Autler-Townes spectrum of cesium Rydberg atom

物理学报. 2018, 67(9): 093201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172645>

点间隧穿调控五能级M型三量子点电磁感应透明介质中的孤子碰撞性质

Controlling collision properties of solitons in five-level M-type triple quantum dot electromagnetically induced transparency medium by inter-dot tunneling coupling

物理学报. 2020, 69(17): 174203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200141>

Rydberg原子的电磁诱导透明光谱的噪声转移特性

Noise transfer characteristics of Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2018, 67(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181168>

基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计

Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial

物理学报. 2018, 67(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180114>