

文章编号: 1007-6654(2014)03-0218-08<sup>②)</sup>

## 强耦合条件下内腔电磁诱导透明和正交模劈裂的研究

周海涛<sup>1,2</sup>, 武晋泽<sup>1</sup>, 王红丽<sup>1</sup>, 刘超<sup>1</sup>, 张俊香<sup>1</sup>

(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, 山西 太原 030006;

2. 山西大学 物理电子工程学院, 山西 太原 030006)

**摘要:** 文章分析了  $\Lambda$ -型三能级原子与腔耦合系统在强耦合条件下, 腔透射谱在随腔模失谐的变化情况。结果表明, 改变腔模失谐不但对正交劈裂峰会产生频移, 同时对内腔 EIT 峰也会产生频率推移, 并且在单光子失谐时, 推移程度也有所不同; 当腔模失谐达到自由光谱区的一半时, 内腔暗态极子模出现双峰结构。这一结果对研究基于原子腔系统的关联光场具有积极的意义。

**关键词:** 内腔电磁诱导透明; 正交模劈裂; 腔模失谐; 频率推移

中图分类号: O431

文献标识码: A

DOI: 10.3788/ASQO20142003.0218

### 0 引言

光与原子相互作用产生的量子现象是量子信息科学的重要研究内容之一。其中, 利用强色散介质的共振特性可以控制介质对光的群速度, 从而实现光有效地操控, 比如加快、减慢和静止光脉冲, 甚至改变光的传播方向等<sup>[1-4]</sup>, 因此被广泛应用于干涉仪<sup>[5-6]</sup>、激光器自动稳频<sup>[7-8]</sup>和光学陀螺仪的改善<sup>[9-11]</sup>等领域。腔量子电动力学(Cavity QED)是主要研究在一个光学腔内, 原子与光场的相互作用过程, 它为上述领域的研究提供了一个崭新的平台。随着量子通信技术向实用型方向发展, 该系统已被扩展至量子纠缠态的制备及应用中, 是未来高效率量子信息存储交换的重要工具之一<sup>[12-14]</sup>。

将一个二能级原子系综放入一个光学谐振腔中时, 原子与腔的相互作用强度可以增强至  $g\sqrt{N}$  倍 ( $g = \mu \sqrt{\omega_p / 2\hbar\epsilon_0 V_m}$  代表单个原子与单模光场的耦

合强度,  $N$  代表腔模中的原子数)<sup>[15]</sup>, 而数值  $\pm g\sqrt{N}$  正好代表腔透射谱中两个独立峰的频率位置, 这两个峰一般称作正交模劈裂峰(原子-腔耦极子模), 当在原子近共振中心区域, 在极低强度(极低粒子数密度)的条件下, 被称作真空拉比分裂, 这种能明显观察到的劈裂峰正是腔量子电动力学中强耦合的特征表现, 该现象也可以用受迫振动的谐振子模型来解释<sup>[2, 16-20]</sup>。实验上, 人们通常利用“零相移”条件来对其进行描述<sup>[17, 18]</sup>, 即正交模劈裂峰的频率位置正好是腔模在循环一周后, 当腔失谐和介质色散引起的总相移为零时的两个解。然而在低粒子数密度区域, 当适当增强探针光强度时, 即使腔模循环一周的相移不为零, 也同样有透射峰出现, 一般称之为“虚峰”, 它反映了真空拉比分裂非谐振特性, 从而呈现出了光学双稳态<sup>[19, 21]</sup>。这主要是腔内介质的吸收和色散相互作用的结果, 本质上取决于共振吸收的大小<sup>[22]</sup>, 当探针光强达到甚至超过原子介质的吸收

②) 收稿日期: 2014-04-30

基金项目: 国家自然科学基金(61308121; 11274210); 国家重点基础研究发展计划(2010CB923102)

作者简介: 周海涛(1980-), 男, 山西平定人, 博士, 讲师, 研究领域: 光与原子相互作用。E-mail: zht007@sxu.edu.cn

cn

饱和强度时,两个劈裂峰则合成为一个透射峰。此时若想观察到劈裂峰,则需要提高内腔介质的粒子数密度,即增强了原子-腔系统的耦合强度。

由于在较大的粒子数密度条件下,原子介质对探针场吸收增强的同时,色散特性也明显增强,因此,适当增强探针场强度,同样能观察到明显正交劈裂峰。此时,若在腔内加入一束单次穿过内腔介质的强耦合场,使腔内介质形成一个 $\Lambda$ -型三能级结构,则在双光子共振条件下,介质的色散特性发生急剧变化,原子对探针场的吸收减弱,产生了电磁诱导透明(EIT)效应,导致腔透射谱中对应原子共振中心出现一个线宽很窄的透射峰,我们称之为内腔 EIT 峰(暗态极子峰),同时两个正交边带峰的频率位置移至 $\pm\sqrt{g^2 N + \Omega_c^2}/4$ 。近年来,许多小组在冷原子系统和多普勒展宽的热原子介质中都同时观察到了内腔 EIT 峰和正交劈裂峰<sup>[22-25]</sup>,并作了大量的工作。多数研究认为,内腔 EIT 峰的透射谱频率主要取决于双光子拉曼共振频率,而忽略了腔频率失谐对其的影响,但实际上,腔模的失谐不但对正交劈裂峰会产生明显的频移<sup>[26]</sup>,同样会对内腔 EIT 峰的频率位置产生推移效应,并且在单光子失谐偏离原子共振中心时,推移的程度也有所不同。本文主要理论计算了在大粒子数密度下的 $\Lambda$ -型三能级冷原子介质与三镜环形腔耦合的系

统中,在不同耦合场参量条件下,通过改变腔模的频率失谐,观察探针场通过腔后透射谱的变化规律,从而分析腔模失谐及耦合场频率失谐对暗态极子峰和正交模劈裂峰的影响。

## 1 理论模型

我们将一个长度为 $l=10$  cm 的三能级 Cs 原子系综放入腔长为 $L=30$ cm 的三镜环形腔中,形成原子-腔耦合系统,如图 1(a)所示,设所有原子运动速度为 0。一束弱的探针场以水平偏振通过入射腔镜 M1 耦合到腔里共振,从腔镜 M2 共振输出, M3 的反射率近似为 1。一束强的垂直偏振耦合场通过一偏振棱镜耦合到腔里,单次穿过 Cs 原子介质。两束相干场作用于原子系统中,形成了 $\Lambda$ -型 EIT 能级结构,如图 1(b)所示。其中,探针场耦合于原子能级 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 跃迁,其角频率为 $\omega_p$ ,拉比频率为 $\Omega_p$ ,频率失谐为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{12}$ 。强耦合场作用于能级 $|1\rangle$ 到 $|3\rangle$ 跃迁,其角频率为 $\omega_c$ ,拉比频率为 $\Omega_c$ ,频率失谐为 $\Delta_c = \omega_c - \omega_{13}$ 。则探针场经过原子-腔耦合系统的透射率可表示为<sup>[17]</sup>

$$T = \frac{(1-r)^2 \gamma_c \exp(-al)}{(1-r\gamma_c \exp(-al))^2 + 4r\gamma_c \exp(-al) \sin^2(\Phi/2)}, \quad (1)$$

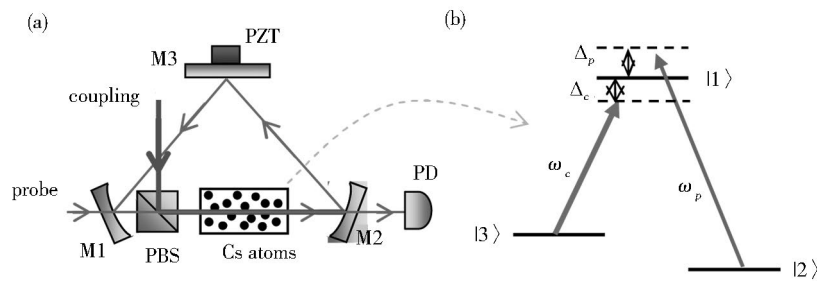


Fig. 1 (a) Schematic diagram of the coupling system between the three level atoms and triangle ring cavity. The red line is the probe field whose polarization is horizontal, and the blue line represents the coupling beam whose polarization is perpendicular. (b) Transition of  $\Lambda$ -type three energy level atoms

图 1 (a)三能级原子与三镜环形腔耦合作用系统示意图。红细线表示水平偏振探针场,蓝粗线表示垂直偏振耦合场。(b) $\Lambda$ -型三能级原子跃迁能级图

上式中, $r$ 表示光在腔内循环一周腔镜总的反射率, $\alpha$ 代表原子介质对探针场的吸收系数, $\gamma_c$

为腔模在腔内循环一周的线性损耗, $\Phi = \phi + \varphi$ 代表探针场在腔内循环一周总的相移,其中,

$\phi = 2\pi(\Delta_p - \delta_q) / \Delta_{\text{FSR}}$  表示腔模腔内循环一周后的相位改变量,  $\delta_q = \omega_q - \omega_{12}$  代表第  $q$  个腔模相对原子共振中心的频率失谐,  $\Delta_{\text{FSR}} = \omega_q - \omega_{q-1} = c/L = 1$  GHz, 表示环形腔的一个自由光谱区;  $\varphi = \omega_p l (n - 1) / c \simeq \beta l$  表示原子介质对探针场的色散产生的相移。根据光场与物质的相干作用理论可知, 介质对探针场的色散系数  $\beta$  和吸收系数  $\alpha$  分别正比于原子介质的复极化率  $\chi = \chi' + i\chi''$  的实部和虚部, 即  $\beta = a_0 \chi' / 2, \alpha = a_0 \chi''$ 。其中,  $a_0$  代表在原子共振中心对探针场的吸收系数, 定义  $a_0 = n_0 \omega_p [N_0 | \mu_{12} |^2 / c \hbar \epsilon_0 (\gamma_{12} / 2)]^{[17]}$ , 根据  $\Lambda$ -型三能级原子系统的 Hamiltonian 及密度矩阵运动方程, 计算求得:

$$\chi' = \frac{1}{Z} \{ (\Delta_p - \Delta_c) [\Omega_c^2 / 4 + \gamma_{12} \gamma_{32} - \Delta_p (\Delta_p - \Delta_c)] - \gamma_{32} [\gamma_{32} \Delta_p - \gamma_{12} (\Delta_p - \Delta_c)] \}, \quad (2a)$$

$$\chi'' = \frac{1}{Z} \{ \gamma_{32} [\Omega_c^2 / 4 + \gamma_{12} \gamma_{32} - \Delta_p (\Delta_p - \Delta_c)] - (\Delta_p - \Delta_c) [\gamma_{32} \Delta_p - \gamma_{12} (\Delta_p - \Delta_c)] \}, \quad (2b)$$

其中  $Z = [\Omega_c^2 / 4 + \gamma_{12} \gamma_{32} - \Delta_p (\Delta_p - \Delta_c)]^2 + [\gamma_{32} \Delta_p - \gamma_{12} (\Delta_p - \Delta_c)]^2$ ,  $\gamma_{12}$  表示原子上能态  $|1\rangle$  的衰减率,  $\gamma_{32}$  表示两个基态之间的退相干率, 且  $\gamma_{32} \ll \gamma_{12}$ 。利用式(2), 我们画出了复极化率的实部和虚部, 如图 2 所示。当只有探针光注入腔时, 在原子共振中心处, 介质吸收强度最大, 同时色散曲线呈反常特性, 且与横轴只有一个交点, 见图 2 (a); 当加入耦合场且  $\Delta_c = 0$  时, 在探针光零失谐处, 介质的色散和吸收都是零, 说明介质对探针光是透明介质, 同时在中心附近色散呈正常特性, 且与横轴有三个交点, 如图 2 (b) 所示。

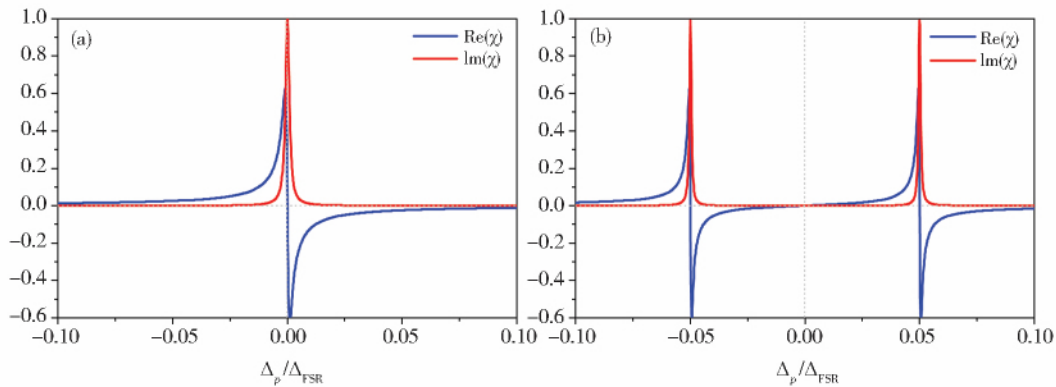


Fig. 2 Schematic diagram of the real part (blue line) and imaginary part (red line) of the susceptibility.

(a)  $\Omega_c = 0$ ; (b)  $\Omega_c = 0.1 \Delta_{\text{FSR}}$ . we set  $\gamma_{12} = 1, \gamma_{32} = 0.001$

图 2 复极化率实部(蓝色)和虚部(红线)图

(a)  $\Omega_c = 0$ ; (b)  $\Omega_c = 0.1 \Delta_{\text{FSR}}$ . 设  $\gamma_{12} = 1, \gamma_{32} = 0.001$

将图 2 中的计算结果带入式(1), 得到探针场经过腔后的透射谱图, 如图 3 (a) 所示, 设第  $q$  个腔模恰好与原子吸收中心共振, 即  $\Delta_c = \delta_q = 0$ 。因为提高粒子数密度, 可以增强介质的吸收系数, 从而提高原子-腔的耦合强度, 因此我们取原子中心的吸收系数  $a_0 = 5000$ 。图中蓝色点线是空腔时第  $q$  个腔模的透射峰, 红色虚线是只有探针场注入时的透射谱, 可以看出原子中心的透射峰被劈裂为两个拉比边带峰; 黑色实线是加入耦

合场且  $\Omega_c = 100$  MHz 时腔的透射谱, 发现除了稍微变宽的两个拉比峰外, 在原子共振中心出现了线宽很窄的透射峰, 即内腔 EIT 峰, 其线宽比空腔时的透射峰压窄约 16 倍。而随着耦合场强度增大, 由于透明饱和效应, EIT 峰的强度并没有提高, 但对介质的拉比振荡增强, 导致 EIT 峰线宽也逐渐增大, 同时两个拉比边带的频率间隔也逐渐变宽, 峰值减弱, 见图 3 (b)。

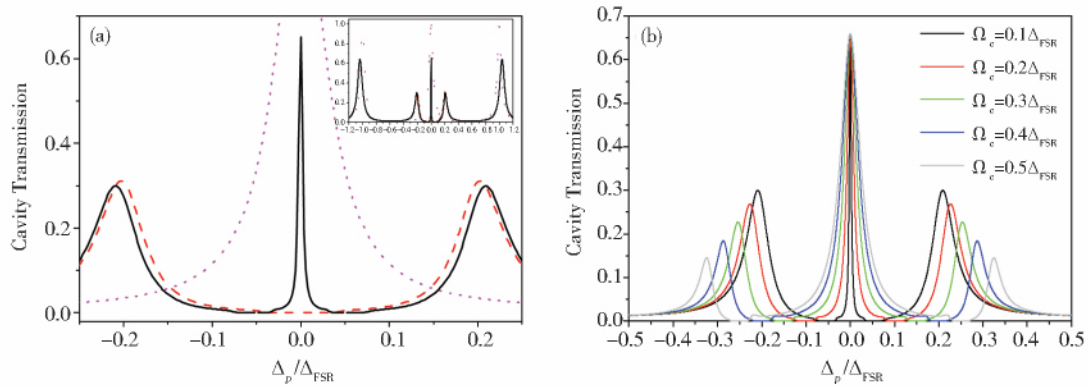


Fig. 3 Schematic diagram of cavity transmission. (a) The blue dot line shows the probe transmission spectrum in which no atoms interact with cavity; the red dashed line represents the case that only the probe interact with atoms which coupled to the cavity; and the black solid line is that when the coupling beam coupled the atoms-cavity system. (b) The cavity transmission for changing the Rabi frequency of the coupling light. The theoretical parameters are:  $r=0.8$ ,  $\gamma_c=0.95$ ,  $\Delta_c=\delta=0$ ,  $a_0=5000$

图3 腔透射谱示意图。(a)蓝色点线表示腔内无原子作用时探针场的透射谱,红色虚线表示当腔内放入原子时,只有探针场作用下的透射谱,黑色实线表示加入耦合场后腔的透射谱。(b)改变耦合场拉比频率下的腔透射谱。计算参量:  $r=0.8$ ,  $\gamma_c=0.95$ ,  $\Delta_c=\delta=0$ ,  $a_0=5000$

## 2 腔模失谐对透射谱的影响

根据腔量子电动力学可知,原子与共振腔模的强耦合导致正交劈裂峰的产生,因此腔模的频率失谐直接影响到劈裂峰的频率位置及强弱。虽然内腔 EIT 峰主要是由于腔内双光子共振跃迁激发的电磁诱导透明效应而产生的,单光子失谐下原子的吸收和色散特性决定了 EIT 峰的频率位置和强弱,但腔模失谐  $\delta_q$  同样也会对 EIT 峰产生一定的影响。图 4 画出了在三个耦合场频率失谐下,正交劈裂峰的频率失谐和峰值强度随腔模失谐的变化趋势。我们把相对 EIT 峰负失谐一侧的劈裂峰称为左劈裂峰,用 **L** 表示,正失谐一侧称为右劈裂峰,用 **R** 表示,图 4(a) 中的灰色点划线表示空腔时的腔模失谐。当腔模失谐  $\delta_q$  从 0 分别向左右两侧失谐时,两个劈裂峰之间的频率间隔变宽,并且 **L** 峰和 **R** 峰的变化趋势正好相反:当  $\delta_q$  正向失谐时,**R** 峰频率蓝移明显,并向  $\delta_q$  靠近,峰值强度也逐渐增大;而 **L** 峰蓝移程度很小,但峰值强度减弱较快,反之亦然。通过对三个单光子失谐  $\Delta_c$  的结果比较,发现当  $\Delta_c > 0$  时,在一个自由光谱区内,单光子失谐对 **L** 峰随

腔模正负失谐的变化影响较小(见图 4 中红色曲线),对 **R** 峰在腔模正失谐时影响也不大,而当腔模负失谐时, $\Delta_c$  越大,**R** 峰随腔模负失谐被推移的效应越不明显(见图 4(a) 中蓝色曲线)。

图 5 显示了三个耦合场频率失谐下,腔模  $\delta_q$  在改变一个自由光谱区内,EIT 峰的峰值大小和频率被推移量  $\Delta = \Delta_q - \Delta_c$  的变化规律( $\Delta_q$  代表内腔 EIT 峰的频率位置),为了便于比较,这里引入参量  $\kappa = \delta_q - \Delta_c$ 。从图中可以看出,EIT 峰的强度随腔模左右失谐以  $\Delta_c$  为中心呈近高斯型递减,当  $\Delta_c = 0$  时,对称度最高[图 5(a) 黑色实线],而 EIT 峰的频移量也是对称变化的,[图 5(b) 黑色实线],当  $\kappa = \pm 0.5\Delta_{FSR}$  时,最大推移量  $|\Delta_{max}| \approx 0.021\Delta_{FSR}$ ;当  $\Delta_c > 0$  并逐渐增大时,腔模沿着右侧失谐引起的 EIT 峰强度的变化趋势与  $\Delta_c = 0$  时接近,同时 EIT 峰被推移量也越小;相反地,当腔模沿左侧失谐时,EIT 峰强度和被推移量的差异越大,如图 5(a,b) 中虚线和点线所示。在  $\Delta_c = 0.1\Delta_{FSR}$  条件下,当  $\kappa = 0.5\Delta_{FSR}$  时,对应  $|\Delta_{max}| \approx 0.011\Delta_{FSR}$ , $\kappa = -0.5\Delta_{FSR}$  时,对应  $|\Delta_{max}| \approx 0.049\Delta_{FSR}$ ;而在  $\Delta_c = 0.2\Delta_{FSR}$  下,当  $\kappa = 0.5\Delta_{FSR}$  时,有  $|\Delta_{max}| \approx 0.008\Delta_{FSR}$ , $\kappa = -0.5\Delta_{FSR}$  时,则有

$$|\Delta_{\max}| \approx 0.109\Delta_{\text{FSR}}$$

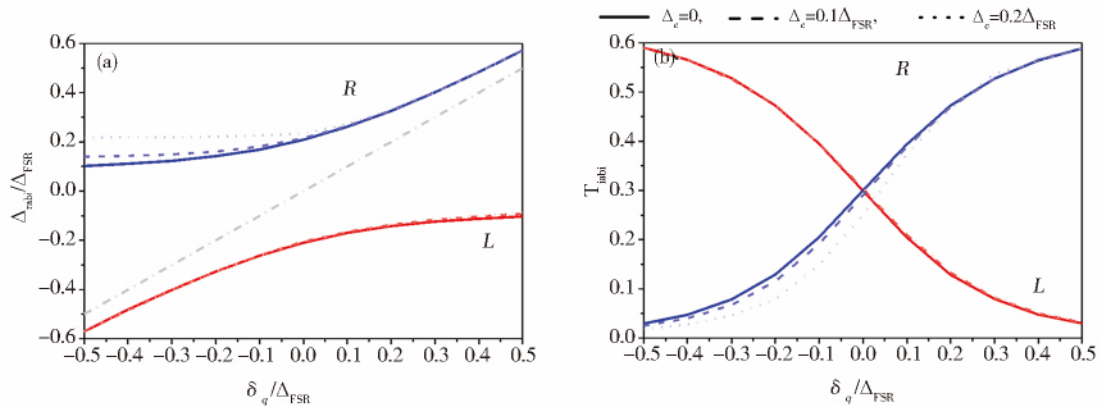


Fig. 4 Tendency of the frequency (a) and the intensity (b) of the two normal mode versus the cavity mode detuning. (1) $\Delta_c = 0$  (solid line); (2) $\Delta_c = 0.1\Delta_{\text{FSR}}$  (dashed line); (3) $\Delta_c = 0.2\Delta_{\text{FSR}}$  (dot line). **L** represents the left normal mode (red) and **R** represents the right (blue).  $\Omega_c = 0.1\Delta_{\text{FSR}}$ , the other parameters are the same as Fig. 3

图 4 在不同耦合场频率失谐下,两个正交劈裂峰的(a)频率位置和(b)强度大小随腔模失谐的变化 (1) $\Delta_c = 0$ (实线);(2) $\Delta_c = 0.1\Delta_{\text{FSR}}$ (虚线);(3) $\Delta_c = 0.2\Delta_{\text{FSR}}$ (点线)。  
**L**表示左劈裂峰(红色)**R**表示右劈裂峰(蓝色)。 $\Omega_c = 0.1\Delta_{\text{FSR}}$ ,其他参量同图 3

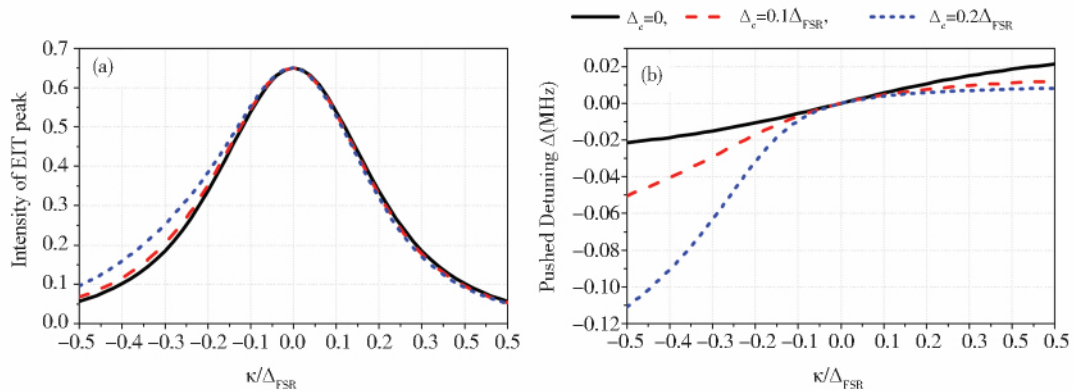


Fig. 5 Tendency of the frequency (a) and the intensity (b) of the two normal mode versus the cavity mode detuning. (1) $\Delta_c = 0$  (solid line); (2) $\Delta_c = 0.1\Delta_{\text{FSR}}$  (dashed line); (3) $\Delta_c = 0.2\Delta_{\text{FSR}}$  (dot line)

图 5 在不同耦合场频率失谐下,内腔 EIT 峰的(a)强度大小和(b)频率位置随腔模失谐的变化 (1) $\Delta_c = 0$ (实线);(2) $\Delta_c = 0.1\Delta_{\text{FSR}}$ (虚线);(3) $\Delta_c = 0.2\Delta_{\text{FSR}}$ (点线)

为了更加直观地观察内腔 EIT 峰,图 6 画出了不同腔模失谐下,探针场频率在双光子共振附近扫描时的腔透射谱。从图中可以看出,只有在  $\delta_q = \Delta_c$  时,EIT 峰强度最大,线宽最窄。在单光子共振中心,腔模分别向左右失谐时,EIT 峰的线宽均略有加宽。而在  $\Delta_c > 0$  条件下,当腔模以  $\Delta_c$  为中心向右失谐时,虽然强度有所减弱,但 EIT 峰被推移的很小,且其线宽却变得更窄;相反地,

当腔模向左失谐时,不但 EIT 峰频率位置被推移的很大,而且其线宽也变得越来宽。另外,注意到当腔模失谐较大时,内腔 EIT 峰呈双峰结构,并且在  $\delta_q = \pm 0.5\Delta_{\text{FSR}}$  时的腔透射谱完全相同,这主要是在腔模失谐较大时,相邻两个腔模对原子共同作用的结果。以图 6(c)为例,当  $\delta_q = 0.5\Delta_{\text{FSR}}$ ,即第  $q$  个腔模作用的是最右侧的 EIT 峰,而最左侧出现的较宽的峰则恰好是第  $q - 1$

个腔模在  $\delta_{q-1} = -0.5\Delta_{\text{FSR}}$  时与原子作用的结果, 与  $\delta_q = -0.5\Delta_{\text{FSR}}$  作用的宽 EIT 峰完全相同; 同理,  $\delta_q = -0.5\Delta_{\text{FSR}}$  时, 最右侧出现的很窄的透明

峰则恰好是由第  $q+1$  个腔模在  $\delta_{q+1} = 0.5\Delta_{\text{FSR}}$  时作用的结果。

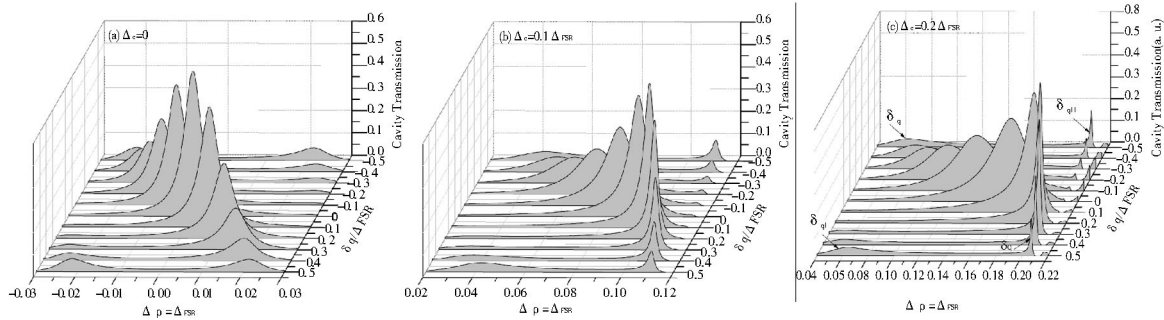


Fig. 6 Spectrum of the cavity transmission in different cavity mode detuning.

(a)  $\Delta_c = 0$ ; (b)  $\Delta_c = 0.1 \Delta_{\text{FSR}}$ ; (c)  $\Delta_c = 0.2 \Delta_{\text{FSR}}$

图 6 不同腔模失谐下的腔透射谱图

(a)  $\Delta_c = 0$ ; (b)  $\Delta_c = 0.1 \Delta_{\text{FSR}}$ ; (c)  $\Delta_c = 0.2 \Delta_{\text{FSR}}$

### 3 总结

本文基于  $\Lambda$ -型三能级原子与环形腔耦合的系统, 理论分析了腔透射谱中正交劈裂峰和内腔 EIT 峰随腔模失谐的变化情况。当腔模失谐偏离原子共振中心时, 会导致两个正交劈裂峰的频率间隔变大, 并且沿着腔模失谐一侧的劈裂峰频移明显, 而反向一侧的劈裂峰频移不是很敏感。而腔模失谐对内腔 EIT 峰的频率推移效应严重依赖于耦合场频率失谐, 即在耦合场频率偏离原

子共振中心条件下, 当腔模失谐与单光子失谐相同时, 内腔 EIT 峰透射效率最高, 当腔模失谐向耦合场失谐一侧频移时, 对 EIT 峰的频推效应不明显, 虽然强度有所减弱, 但线宽更窄; 相反地, 当腔模失谐沿着耦合场频率失谐反方向频移时, 会对 EIT 峰产生明显的推移效应, 且 EIT 峰线宽会变宽。以上结论对于研究基于原子-腔耦合系统下的量子态存储, 非经典关联光场制备等具有一定的参考价值和应用前景。

### 参考文献:

- [1] BOLLER K J, IMAMOGLU A, HARRIS S E. Observation of Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **66**: 2593-2596.
- [2] LUKIN M D, YELIN S F, FLEISCHHAUER M. Entanglement of Atomic Ensembles by Trapping Correlated Photon States [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**: 4232-4235.
- [3] YANIK M F, FAN S. Stopping Light All Optically [J]. *Phys Rev Lett*, 2004, **92**: 083901.
- [4] GEHRING G M, SCHWEINSBERG A, BARSİ C, KOSTINSKI N, *et al.* Observation of Backward Pulse Propagation Through a Medium with a Negative Group Velocity [J]. *Science*, 2006, **312**: 895-897.
- [5] SHI Z, BOYD R W, CAMACHO R M, *et al.* Slow-Light Fourier Transform Interferometer [J]. *Phys Rev Lett*, 2007, **99**: 240801.
- [6] PATI G S, SALIT M, SALIT K, *et al.* Demonstration of a Tunable-Bandwidth White-Light Interferometer Using Anomalous Dispersion in Atomic Vapor [J]. *Phys Rev Lett*, 2007, **99**: 133601.
- [7] LUKIN M D, FLEISCHHAUER M, SCULLY M O, *et al.* Intracavity Electromagnetically Induced transparency [J]. *Opt Lett*, 1998, **23**: 295-297.

- [8] Smith D D, Chang H, Arissian L, *et al.* Dispersion-enhanced Laser Gyroscopes [J]. *Phys Rev A*, 2008, **78**:053824.
- [9] LEONHARDT U, PIWNICKI P. Ultrahigh Sensitivity of Slow-light Gyroscopes [J]. *Phys Rev A*, 2000, **62**:055801.
- [10] SCHEUER J, YARIV A. Sagnac Effect in Coupled-Resonator Slow-Light Waveguide Structures [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**:053901.
- [11] SHAHRIAR M S, PATI G S, TRIPATHI R, *et al.* Ultrahigh Enhancement in Absolute and Relative Rotation Sensing using Fast and Slow Light [J]. *Phys Rev A*, 2007, **75**:053807.
- [12] PELLIZZARI T, GARDINER S A, CIRAC J I, *et al.* Decoherence, Continuous Observation, and Quantum Computation: A Cavity QED Model [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**:3788-3791.
- [13] TURCHETTE Q A, HOOD C J, LANGE W, *et al.* Measurement of Conditional Phase Shifts for Quantum Logic [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**:4710-4713.
- [14] CIRAC J I, ZOLLER P, KIMBLE H J, *et al.* Quantum State Transfer and Entanglement Distribution Among Distant Nodes in a Quantum Network [J]. *Phys Rev Lett*, 1997, **78**:3221-3224.
- [15] CARMICHAEL H J. Quantum Fluctuations in Absorptive Bistability Without Adiabatic Elimination [J]. *Phys Rev A*, 1986, **33**:3262-3269.
- [16] RAIZEN M G, THOMPSON R J, BRECHA R J, *et al.* Normal-mode Splitting and Linewidth Averaging for Two-state Atoms in an Optical Cavity [J]. *Phys Rev Lett*, 1989, **63**:240-243.
- [17] ZHU Y, GAUTHIER D J, MORIN S E, *et al.* Vacuum Rabi Splitting as a Feature of Linear-dispersion Theory: Analysis and Experimental Observations [J]. *Phys Rev Lett*, 1990, **64**:2499-2502.
- [18] THOMPSON R J, REMPE G, KIMBLE H J. Observation of Normal-mode Splitting for an Atom in an Optical Cavity [J]. *Phys Rev Lett*, 1992, **68**:1132-1135.
- [19] GRIPP J, MIELKE S L, OROZCO L A, *et al.* Anharmonicity of the Vacuum Rabi Peaks in a Many-atom System [J]. *Phys Rev A*, 1996, **54**:R3746-R3749.
- [20] TUCHMAN A K, LONG R, VRIJSEN G, *et al.* Normal-mode Splitting with Large Collective Cooperativity [J]. *Phys Rev A*, 2006, **74**:053821.
- [21] AMITABH JOSHI, XIAO Min. Optical Multistability in Three-Level Atoms inside an Optical Ring Cavity [J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **91**:143904.
- [22] Gea-Banacloche J, WU Haibin, XIAO Min. Transmission Spectrum of Doppler-broadened two-level Atoms in a Cavity in the Strong-coupling Regime [J]. *Phys Rev A*, 2008, **78**:023828.
- [23] HEMANDEZ G, ZHANG J P, ZHU Y. Vacuum Rabi Splitting and Intracavity Dark State in a Cavity-atom System [J]. *Phys Rev A*, 2007, **76**:053814.
- [24] WU H B, Gea-Banacloche J, XIAO M. Observation of Intracavity Electromagnetically Induced Transparency and Polariton Resonances in a Doppler-Broadened Medium [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**:173602.
- [25] SHENG Jiteng, WU Haibin, MUMBA M, *et al.* Understanding Cavity Resonances with Intracavity Dispersion Properties [J]. *Phys Rev A*, 2011, **83**:023829.
- [26] DAVID D. Smith, KRISHNA Myneni, JAMIU A. Odutola, *et al.* Enhanced Sensitivity of a Passive Optical Cavity by an Intracavity Dispersive Medium [J]. *Phys Rev A*, 2009, **80**:011809(R).

## Research of Intracavity Electromagnetically-induced-transparency and Normal Mode Splitting Under Strong Coupling Conditions

ZHOU Hai-tao<sup>1,2</sup>, WU Jin-ze<sup>1</sup>, WANG Hong-li<sup>1</sup>, LIU Chao<sup>1</sup>, ZHANG Jun-xiang<sup>1</sup>

(1. *The State Key Laboratory of Quantum Optics*

*and Quantum Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;*

*2. School of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)*

**Abstract:** In this paper, the cavity transmission spectrum which changed with the cavity mode detuning was studied under conditions of strong coupling in the  $\Lambda$ -type three-level atom-cavity coupling system. The research showed that the cavity mode detuning not only makes the frequency of normal splitting peaks shift, but also pushes the frequency of EIT peaks, and the degree of pushed are different in different single photon detuning. The EIT mode showed the double-peaks when the cavity mode detuning reached half of the free spectral range. The result has the positive meaning for the research of correlated light based on the cavity — atom system.

**Key words:** Intracavity electromagnetically-induced-transparency; Normal mode splitting; Cavity mode detuning; Frequency pushing