

耦合场缀饰效应和相位调控明暗态转换

李祥¹ 李培英^{2*}

¹河南经贸职业学院电子工程系, 河南 郑州 450000

²洛阳理工学院电气工程与自动化学院, 河南 洛阳 471023

摘要 在一个Y型四能级系统中,理论研究了由外加耦合光场产生的4种缀饰效应(单缀饰、并联双缀饰、级联双缀饰和嵌套双缀饰)对探测场透射(PT)信号和四波混频(FWM)信号的影响,以及由于耦合光场的空间配置发生变化而引起的相位改变对这两个信号的影响。数值模拟结果表明,当改变探测场失谐或者改变耦合场的相对相位时,PT信号和FWM信号均可以实现明态和暗态这两种量子效应之间的相互转换。这种由失谐或相位控制的明暗态转换在光通信、量子信息处理以及光电器件中具有潜在的应用价值。

关键词 非线性光学; 明暗态转换; 数值模拟; 四波混频; 缀饰效应

中图分类号 O437 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.051901

Controlling the Transition of Bright and Dark States via Dressing Effect and Phase of the Coupling Field

Li Xiang¹ Li Peiying²

¹Department of Electronics and Engineering, Henan Economy and Trade Vocational College, Zhengzhou, Henan 450000, China

²College of Electrical Engineering and Automation, Luoyang Institute of Science and Technology, Luoyang, Henan 471023, China

Abstract The influence on the probe transmission (PT) and four-wave mixing (FWM) signals in a Y-type four-level system is theoretically studied, which is induced by the four kinds of dressing effect (singly-dressed and parallel-, sequential-, nested- doubly-dressed) of the coupling field. Moreover, the changed relative phase induced by the changed configuration of the coupling field also influences the signals. Numerical simulation results show that the transition between the two quantum effects of bright and dark states in PT and FWM signals can be achieved by the changed probe field detuning or the changed relative phase. Such detuning or phase controlled transition has potential applications in optical communication, quantum information processing and optoelectronic devices.

Key words nonlinear optics; transition between bright and dark states; numerical simulation; four-wave mixing; dressing effect

OCIS codes 190.4380; 190.4180; 270.4180; 300.2570

1 引言

利用量子相干及量子干涉实现的电磁诱导透明(EIT)^[1-4],可以使原本对探测场是吸收作用的介质变得透明,从而可以使探测场透射(PT)信号透明传播。利用EIT技术可以实现无翻转激光、光速减慢、量子信息存储等^[5-9]。由于较小的线性吸收以及增强的非线性极化率,满足EIT条件的多能级原子系统中的高阶非线性过程^[10-12]也倍受关注,产生的三阶非线性四波混频(FWM)信号几乎可以无吸收地穿过介质,从而可作为一种有效的光谱探测工具^[13-14]。

近年来,在多能级系统中两个或多个电磁场之间的相互作用^[15-16]也吸引了越来越多的研究兴趣。Sun

收稿日期: 2014-08-03; 收到修改稿日期: 2014-09-03; 网络出版日期: 2015-04-25

基金项目: 河南省高等学校重点科研项目(15A140028)、洛阳理工学院高层次人才科研启动基金(2014BZ10)

作者简介: 李祥(1979—),男,硕士,讲师,主要从事非线性光学及嵌入式技术等方面的研究。

E-mail: lixiang19791014@126.com

*通信联系人。E-mail: lipeiying_mail@126.com

等^[17]在理论和实验上研究了单缀饰的FWM信号。Lukin等^[18]提出在一个具有EIT性质的四能级原子系统中双暗态的相互作用及其分裂。随后Yan等^[19]在实验上观测到了N型冷原子系统中的双缀饰态,其中三光子吸收谱表示两个双缀饰态激发路径之间的相消干涉,并且在双Λ型^[20]和倒Y型^[21]能级系统都能得到相似的结果。后来,Zhang课题组在原子系统中发现并报道了双缀饰FWM^[14,22],并且该课题组还在实验上研究了一个四能级Y型能级系统中两个相互竞争的缀饰场之间的相互缀饰过程,具体表现是Aulter-Townes(AT)分裂^[11,23]。此外,通过改变一束相干光场中两个圆偏振分量之间的相位差,人们已经观测到EIT与电磁感应吸收(EIA)之间的转换^[24]。

本文通过扫描耦合场频率,呈现了Y-型四能级系统中单缀饰和三种双缀饰(并联、级联和嵌套)效应对PT和FWM信号的明暗转换的调控。研究发现,相对相位也可以有效地调控信号的明态和暗态之间的转换。

2 基本理论

本文的研究是在如图1(a)~(c)所示的能级系统中进行的,频率为 ω_1 (波矢量为 \mathbf{k}_1)的探测场 E_1 引起偶极跃迁频率为 Ω_1 的能级 $|0\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的跃迁,一对抽运场 $E_2(\omega_2, \mathbf{k}_2)$ 和 $E'_2(\omega_2, \mathbf{k}'_2)$ 引起 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的跃迁(偶极跃迁频率为 Ω_2),耦合场 $E_3(\omega_3, \mathbf{k}_3)$ 连接 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$,以偶极跃迁频率 Ω_3 耦合,而另外一个耦合场 $E_4(\omega_4, \mathbf{k}_4)$ 同样连接着 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的跃迁。在此定义各个场的失谐量分别为 $\Delta_1 = \Omega_1 - \omega_1$, $\Delta_2 = \Omega_2 - \omega_2$, $\Delta_3 = \Omega_3 - \omega_3$ 和 $\Delta_4 = \Omega_4 - \omega_4$,以及其对应的拉比频率分别为 $G_1 = E_1 \mu_{10} / \hbar$, $G_2 = E_2 \mu_{21} / \hbar$, $G'_2 = E'_2 \mu_{21} / \hbar$, $G_3 = E_3 \mu_{31} / \hbar$ 和 $G_4 = E_4 \mu_{10} / \hbar$,其中 $\hbar = h / 2\pi$, h 为普朗克常量,而 μ_{ij} 对应于能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的跃迁偶极矩阵元。

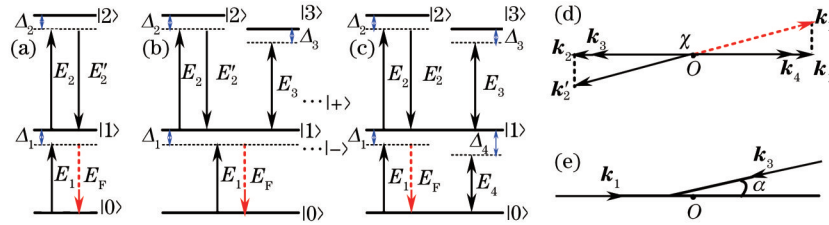


图1 相关能级系统及空间配置。(a)产生简单FWM的级联三能级系统;(b)耦合场 E_3 作用下的Y型四能级系统;(c) E_3 和 E_4 共同作用下的能级系统;(d)正常的相位匹配空间配置;(e)非正常的空间配置

Fig.1 Related energy-level system and geometric configuration. (a) Cascade three-level system with pure FWM generated; (b) Y-type four-level system under the effect of E_3 ; (c) system with E_3 and E_4 affected simultaneously; (d) normal phase-matching configuration; (e) abnormal configuration

最简单的产生FWM信号的级联三能级系统如图1(a)所示, E_1 和 E_2 可以感生 $|0\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的相干,其效应可以通过与 E_2 之间有很小夹角的场 E'_2 来探测,从而产生沿 E'_2 相反方向传播的FWM场 E_F ,如图1(d)所示,满足相位匹配条件 $\mathbf{k}_F = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}'_2$ 。在偶极近似以及旋波近似下,此系统的相互作用哈密顿算符^[25]为

$$H_I = \hbar[\Delta_1 |1\rangle\langle 1| + (\Delta_1 + \Delta_2) |2\rangle\langle 2| - \hbar\{G_1 \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) |1\rangle\langle 0| + [G_2 \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) + G'_2 \exp(i\mathbf{k}'_2 \cdot \mathbf{r})] |2\rangle\langle 1| + H.c.\}, \quad (1)$$

式中 \mathbf{r} 表示空间某点的矢径, $H.c.$ 则表示其前面所有量的厄米共轭量。

结合密度矩阵方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_I, \rho] - \Gamma \rho, \quad (2)$$

以及微扰通道 $\rho_{00}^{(0)} \xrightarrow{\omega_1} \rho_{10}^{(1)}$ 和 $\rho_{00}^{(0)} \xrightarrow{\omega_1} \rho_{10}^{(1)} \xrightarrow{\omega_2} \rho_{20}^{(2)} \xrightarrow{-\omega_2} \rho_{10}^{(3)}$,可以得到在稳态条件下,与PT和FWM信号相关的密度矩阵元 $\rho_{10}^{(1)}$ 和 $\rho_{10}^{(3)}$ 分别为

$$\rho_{10}^{(1)} = iG_1 \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) / d_1, \quad \rho_{10}^{(3)} = -iG_F \exp(i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}) / (d_1^2 d_2), \quad (3)$$

式中 ρ 和 Γ 分别为相应的密度矩阵元和横向弛豫率, t 为时间, $G_F = G_1 G_2 (G'_2)^*$, $d_1 = i\Delta_1 + \Gamma_{10}$, $d_2 = i(\Delta_1 + \Delta_2) + \Gamma_{20}$, Γ_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的横向弛豫率。PT信号强度 I_{PT} 和FWM信号强度 I_{FWM} 分别正比于 $-\text{Im}[\rho_{10}^{(1)}]$ 和 $|\rho_{10}^{(3)}|^2$,即

$$I_{PT} \propto -\text{Im}[\rho_{10}^{(1)}], \quad I_{FWM} \propto |\rho_{10}^{(3)}|^2. \quad (4)$$

由图1(b)可知,驱动 $|1\rangle$ 到 $|3\rangle$ 能级跃迁的耦合场 E_3 可以感生 $|0\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的相干,此时PT和FWM信

号对应的密度矩阵元被单缀饰为

$$\rho_{10SD}^{(1)} = iG_1 \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) / (d_1 + |G_3|^2 / d_3), \quad (5)$$

$$\rho_{10SD}^{(3)} = -iG_F \exp(i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}) / [(d_1 + |G_3|^2 / d_3)^2 d_2], \quad (6)$$

式中 $d_3 = i(\Delta_1 + \Delta_3) + \Gamma_{30}$ 。 E_3 通过子链 $\rho_{10}^{(1,3)} \xrightarrow{\omega_3} \rho_{30} \xrightarrow{-\omega_3} \rho_{10}^{(1,3)}$ 来缀饰 $|1\rangle$ 能级, 从而充分体现了耦合场 E_3 对 PT 和 FWM 信号产生影响。

接着在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间加入另一个耦合场 E_4 , 如图 1(c) 所示, 此时 E_3 和 E_4 可以以三种典型的缀饰形式同时影响 PT 和 FWM 信号, 以下分别加以介绍。

1) 并联双缀饰

E_3 和 E_4 分别通过子链 $\rho_{10}^{(1,3)} \xrightarrow{\omega_3} \rho_{30} \xrightarrow{-\omega_3} \rho_{10}^{(1,3)}$ 和 $\rho_{20}^{(2)} \xrightarrow{-\omega_4} \rho_{21} \xrightarrow{\omega_4} \rho_{20}^{(2)}$ 来缀饰 $|1\rangle$ 和 $|0\rangle$ 能级, 这样 PT 和 FWM 信号对应的密度矩阵元被修正为

$$\rho_{10DD1}^{(1)} = \rho_{10SD}^{(1)}, \quad \rho_{10DD1}^{(3)} = -iG_F \exp(i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}) / [(d_1 + |G_3|^2 / d_3)^2 (d_2 + |G_4|^2 / d_4)], \quad (7)$$

式中 $d_4 = i(\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_4) + \Gamma_{21}$ 。在这种缀饰形式下, 耦合场 E_3 和 E_4 缀饰不同的矩阵元、不同的能级, 并且这两个场的缀饰效应是独立的, 所以称这种缀饰形式为并联双缀饰。

2) 级联双缀饰

E_3 和 E_4 通过子链 $\rho_{10}^{(1,3)} \xrightarrow{\omega_3} \rho_{30} \xrightarrow{-\omega_3} \rho_{10}^{(1,3)} \xrightarrow{-\omega_4} \rho_{00} \xrightarrow{\omega_4} \rho_{10}^{(1,3)}$ 来共同缀饰 $|1\rangle$ 能级, 有

$$\rho_{10DD2}^{(1)} = iG_1 \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) / (d_1 + |G_3|^2 / d_3 + |G_4|^2 / d_5), \quad (8)$$

$$\rho_{10DD2}^{(3)} = -iG_F \exp(i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}) / [(d_1 + |G_3|^2 / d_3 + |G_4|^2 / d_5)^2 d_2], \quad (9)$$

式中 $d_5 = i(\Delta_1 - \Delta_4) + \Gamma_{00}$ 。此时, E_3 和 E_4 分别缀饰同一矩阵元同一能级, 这两个场的缀饰效应同样是独立的, 但是通过同一矩阵元连接在一起, 所以称这种缀饰形式为级联双缀饰。

3) 嵌套双缀饰

耦合场 E_3 通过缀饰 $|1\rangle$ 能级而和耦合场 E_4 来共同缀饰 $|0\rangle$ 能级, 对应的缀饰子链为

$\rho_{10}^{(1,3)} \xrightarrow{-\omega_4} \rho_{11} \xrightarrow{-\omega_3} \rho_{13} \xrightarrow{\omega_3} \rho_{11} \xrightarrow{\omega_4} \rho_{10}^{(1,3)}$, 从而有

$$\rho_{10DD3}^{(1)} = iG_1 \exp(i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) / [d_1 + |G_4|^2 / (d_6 + |G_3|^2 / d_7)], \quad (10)$$

$$\rho_{10DD3}^{(3)} = -iG_F \exp(i\mathbf{k}_F \cdot \mathbf{r}) / \{[d_1 + |G_4|^2 / (d_6 + |G_3|^2 / d_7)]^2 d_2\}, \quad (11)$$

式中 $d_6 = i(\Delta_1 - \Delta_4) + \Gamma_{11}$, $d_7 = i(\Delta_1 - \Delta_4 - \Delta_3) + \Gamma_{13}$ 。此时, E_3 和 E_4 具有从属关系地共同缀饰同一矩阵元同一能级, 分别为外缀饰场和内缀饰场, 并且没有内缀饰效应就没有外缀饰效应, 所以称这种缀饰形式为嵌套双缀饰。

比较这三种缀饰形式, 可以得出结论: 嵌套双缀饰形式的两个缀饰场的相互作用最强, 而并联双缀饰形式的最弱。

在以上的描述中, 所有的场均是按图 1(d) 所示的正常空间配置分布, 其中探测场 E_1 与耦合场 E_3 沿相反方向传播, 此时 \mathbf{k}_3 的反方向与 \mathbf{k}_1 方向重合, 即 $\alpha = 0$; 如果改变 \mathbf{k}_3 的入射方向使 \mathbf{k}_3 的反方向与 \mathbf{k}_1 方向之间的夹角 $\alpha \neq 0$, 如图 1(e) 所示, 那么, 与诱导偶极矩 μ_{10} 和 μ_{31} 相关的相对相位 $\Delta\Phi$ ^[26] 就可以通过 α 进行调控, 进而与 E_3 相关的缀饰项就会多一个额外的相位因子 $\exp(i\Delta\Phi)$, 也就是说, 将 (5)~(11) 式中的缀饰相关项 $|G_3|^2$ 修正为 $|G_3|^2 \exp(i\Delta\Phi)$ 后, 即为相应 PT 和 FWM 信号在非正常空间配置下对应的密度矩阵元。

3 数值分析与讨论

在建立了第 2 节的理论模型之后, 下面来研究加入耦合场 E_3 后, 在不同探测场失谐 Δ_1 处, PT 和 FWM 信号强度与耦合场失谐 Δ_3 之间的依赖关系, 结果如图 2 所示。计算使用的参数为 $G_1 = 5$ MHz, $G_2 = G_2' = 1$ MHz, $G_3 = 40$ MHz, $\Gamma_{10} = 2\pi \times 3$ MHz, $\Gamma_{20} = \Gamma_{30} = 2\pi \times 0.535$ MHz, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_1 = -70, -20, 0, 20, 70$ MHz。这里将 $G_3 = 0$ 时 PT 信号强度的最小值归一为 0, 而将 $G_3 = 0$ 时 FWM 信号强度的最大值归一为 1。在文献[24~25]中已经明确指出, 扫描耦合场时, 对于 PT 信号来说, 明态对应于低于信号背底的谷(即电磁感应吸收), 暗态对应于高于信号背底的峰(即电磁感应透明); 对于 FWM 信号来说, 明态和暗态则分别对应于峰(即增强)和谷(即

抑制)。由图2可知,随着 Δ_1 的增加,PT和FWM信号均呈现了从全明态[图2(a1)和图2(b1)]到先明态后暗态[图2(a2)和图2(b2)],到全暗态[图2(a3)和图2(b3)],到先暗态后明态[图2(a4)和图2(b4)],最后到全明态[图2(a5)和图2(b5)]的转换。如果将图2中不同 Δ_1 处的背底信号连接起来的话,恰好是无 E_3 场影响的PT和FWM信号,并且其中心($\Delta_1 = 0$)正好是各 Δ_1 处明暗态转换的对称中心。

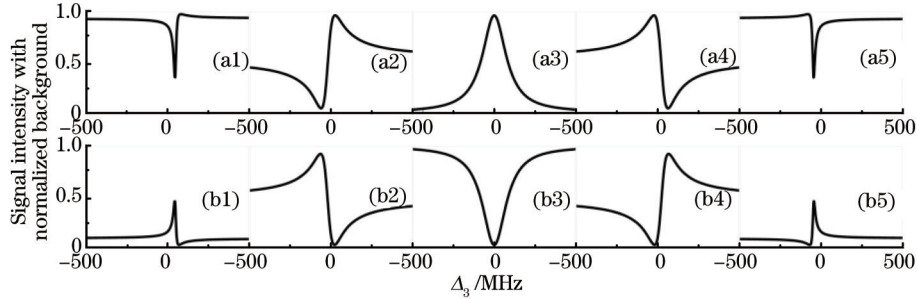


图2 耦合场 E_3 单缀饰作用下,不同探测场失谐 Δ_1 处的(a1)~(a5) Δ_3 -PT信号强度和(b1)~(b5) Δ_3 -FWM信号强度关系曲线(从左到右, $\Delta_1 = -70, -20, 0, 20, 70$ MHz)

Fig.2 (a1)~(a5) Δ_3 -PT signal intensity and (b1)~(b5) Δ_3 -FWM signal intensity relation curves at different probe field detunings Δ_1 with singly-dressed by coupling field E_3 ($\Delta_1 = -70, -20, 0, 20, 70$ MHz from the left to the right)

上述明暗态转换可以通过缀饰态模型得到很好地解释,如图1(b)所示,耦合场 E_3 缀饰能级 $|1\rangle$ 而产生缀饰态 $|\pm\rangle$,可以用本征方程 $H'|\pm\rangle = \lambda_{\pm}|\pm\rangle$ 来描述,其中 $H' = \hbar[\Delta_3|3\rangle\langle 3| - (G_3|3\rangle\langle 1| + H.c.)]$ 为 $|1\rangle \sim |3\rangle$ 子能级系统的相互作用哈密顿算符,这样可以得到缀饰态的本征态和本征值(从 $|1\rangle$ 能级开始测量)为

$$|\pm\rangle = \sin \theta_{\pm}|1\rangle + \cos \theta_{\pm}|3\rangle, \quad \lambda_{\pm} = \frac{\Delta_3}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta_3^2 + 4G_3^2}, \quad (12)$$

式中 $\tan \theta_{\pm} = (\Delta_3 - \lambda_{\pm})/G_3$,表明缀饰能级 $|\pm\rangle$ 是随着耦合场失谐 Δ_3 的改变而移动的。当探测场失谐 Δ_1 很大时,如果无耦合场(即 $G_3=0$),PT信号很强(表明介质对探测场无吸收),FWM信号非常微弱,但是加入耦合场后,随着 Δ_3 的改变,当满足条件 $\Delta_1 + \lambda_{+} = 0$ 或 $\Delta_1 + \lambda_{-} = 0$ 时,强耦合场的作用使探测场与其中一个缀饰态产生共振,所以PT信号出现EIA,FWM信号被增强,即表现为明态,如图2(a1)和图2(b1)或图2(a5)和图2(b5)所示。在 $\Delta_1 = 0$ (即探测场与 $|0\rangle \sim |1\rangle$ 共振)时,如图2(a3)和图2(b3)所示,在扫描 Δ_3 的过程中,PT信号出现EIT,FWM信号被抑制,即表现为暗态,其满足双光子共振条件 $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$ 。在 Δ_1 为中等大小且 $\Delta_1 < 0$ 的情况下,在扫描 Δ_3 的过程中,先是满足增强条件 $\Delta_1 + \lambda_{+} = 0$,使信号表现为明态,再是暗态,满足抑制条件 $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$,如图2(a2)和图2(b2)所示为先明态后暗态。而图2(a4)和图2(b4)所示是 $\Delta_1 > 0$ 的情况,刚好与 $\Delta_1 < 0$ 情况相反,即先暗态后明态。

在 $|0\rangle \sim |1\rangle$ 之间再加入一个强耦合场 E_4 后,就可以来研究三种双缀饰形式下分别扫描这两个耦合场失谐时PT和FWM信号的明暗态转换。图3(a)和图3(b)是并联双缀饰形式下在不同 Δ_1 处的 Δ_3 -PT和 Δ_3 -FWM关系曲线,用到的参数为 $G_1 = 5$ MHz, $G_2 = G_2' = 1$ MHz, $G_3 = 40$ MHz, $G_4 = 30$ MHz, $\Gamma_{10} = 2\pi \times 3$ MHz, $\Gamma_{20} = \Gamma_{30} = 2\pi \times 0.535$ MHz, $\Gamma_{21} = 2\pi \times 3.435$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0$, $\Delta_1 = -70, -40, -30, -15, 0, 15, 30, 40, 70$ MHz,并且将背底信号强度进行了归一化处理(后面的图形均进行了同样的处理方法)。若将其背底信号连接起来,FWM信号就表现为由耦合场 E_4 导致的AT分裂,而PT信号则没有受到 E_4 的影响,这一点从(7)式很容易证明;不同 Δ_1 处信号的明暗态转换情况同样可以用缀饰态模型进行分析,与图2所示单缀饰情况相似,只具有一个对称中心($\Delta_1 = 0$)。然而,图3(c)和图3(d)所示为不同 Δ_1 处的 Δ_4 -PT和 Δ_4 -FWM曲线,所使用的参数中与图3(a)和图3(b)不同的有 $G_3 = G_4 = 20$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$, $\Delta_1 = -70, -30, -20, -10, 0, 10, 20, 30, 70$ MHz。此时信号的背底连接线,除了FWM信号具有AT分裂外,PT信号中也出现了EIT窗口,这都是由 E_3 引起的;在不同 Δ_1 处,FWM信号的明暗态转换情况刚好与图3(b)中所示相反,而PT信号则没有转换,这同样可由(7)式得到。

从以上的分析可以得到:对于并联双缀饰形式来说,一个耦合场影响产生信号背底轮廓,另一个耦合场引起明暗态的转换,也就是说,这两个耦合场之间没有相互作用。

图4则描述了级联双缀饰形式下,在不同 Δ_1 处扫描 Δ_3 或 Δ_4 时PT和FWM信号的明暗态转换。图4(a)

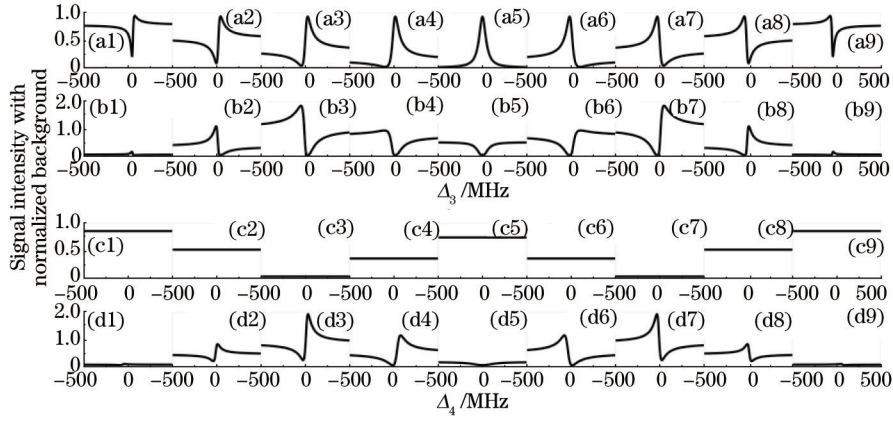


图3 耦合场 E_3 和 E_4 并联双缀饰作用下, 不同探测场失谐 Δ_1 处的(a1)~(a9) Δ_3 -PT、(b1)~(b9) Δ_3 -FWM、(c1)~(c9) Δ_4 -PT 和 (d1)~(d9) Δ_4 -FWM 信号强度关系曲线[从左到右, 图(a),(b): $\Delta_1 = -70, -40, -30, -15, 0, 15, 30, 40, 70$ MHz,

图(c),(d): $\Delta_1 = -70, -30, -20, -10, 0, 10, 20, 30, 70$ MHz]

Fig.3 (a1)~(a9) Δ_3 -PT signal intensity, (b1)~(b9) Δ_3 -FWM signal intensity, (c1)~(c9) Δ_4 -PT signal intensity and (d1)~(d9) Δ_4 -FWM signal intensity relation curves at different probe field detunings Δ_1 with parallel-cascade doubly-dressed by coupling fields of E_3 and E_4 [$\Delta_1 = -70, -40, -30, -15, 0, 15, 30, 40, 70$ MHz for Fig(a),(b) and $-70, -30, -20, -10, 0, 10, 20, 30, 70$ MHz for Fig(c), (d) from the left to the right]

和图4(b)使用的参数分别为 $G_1 = 5$ MHz, $G_2 = G_2' = 1$ MHz, $G_3 = 40$ MHz, $G_4 = 20$ MHz, $\Gamma_{10} = 2\pi \times 3$ MHz, $\Gamma_{20} = \Gamma_{30} = 2\pi \times 0.535$ MHz, $\Gamma_{00} = 2\pi \times 0.1$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0$, $\Delta_1 = -100, -50, -20, -10, 0, 10, 20, 50, 100$ MHz; 而图4(c)和图4(d)用到的参数为 $G_3 = G_4 = 20$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$, $\Delta_1 = -100, -40, -20, -10, 0, 10, 20, 40, 100$ MHz, 其他相关参数与图4(a)和4(b)中用到的相同。与并联双缀饰形式相比, 级联双缀饰形式下的明暗态转换有三个对称中心, 这充分反映了两个缀饰场之间的相互作用, 同样可以通过缀饰态模型加以解释。

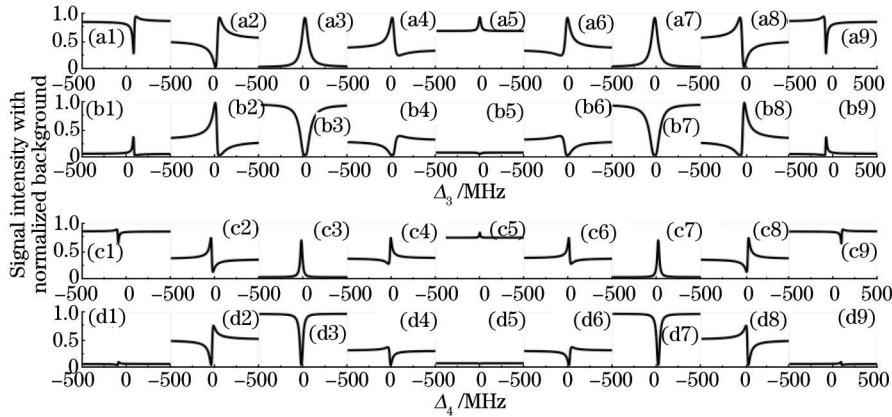


图4 耦合场 E_3 和 E_4 级联双缀饰作用下, 不同探测场失谐 Δ_1 处的(a1)~(a9) Δ_3 -PT 和 (b1)~(b9) Δ_3 -FWM、(c1)~(c9) Δ_4 -PT 和 (d1)~(d9) Δ_4 -FWM 信号强度关系曲线[从左到右, 图(a),(b): $\Delta_1 = -100, -50, -20, -10, 0, 10, 20, 50, 100$ MHz,

图(c),(d): $\Delta_1 = -100, -40, -20, -10, 0, 10, 20, 40, 100$ MHz]

Fig.4 (a1)~(a9) Δ_3 -PT signal intensity, (b1)~(b9) Δ_3 -FWM signal intensity, (c1)~(c9) Δ_4 -PT signal intensity and (d1)~(d9) Δ_4 -FWM signal intensity relation curves at different probe field detunings Δ_1 with sequential-cascade doubly-dressed by coupling fields of E_3 and E_4 [$\Delta_1 = -100, -50, -20, -10, 0, 10, 20, 50, 100$ MHz for Fig(a),(b) and $-100, -40, -20, -10, 0, 10, 20, 40, 100$ MHz for Fig(c), (d) from the left to the right]

由于两个耦合场均是缀饰 $|1\rangle$ 能级, 所以 E_1 缀饰 $|1\rangle$ 能级产生缀饰态 $|\pm\rangle$ [其本征值和本征态与(12)式相似], 然后在扫描 Δ_3 的过程中, E_3 又会缀饰 $|+\rangle$ 或 $|-\rangle$ 从而产生二级缀饰态 $|+\pm\rangle$ 或 $|-\pm\rangle$, 可以分别用本征方程 $H_+^+|+\pm\rangle = \lambda_{+\pm}|+\pm\rangle$ 或 $H_-^-|-\pm\rangle = \lambda_{-\pm}|-\pm\rangle$ 来描述, 其中 $H_+^+ = \hbar[-\Delta_4|0\rangle\langle 0| - (G_4|0\rangle\langle +| + H.c.)]$ 和 $H_-^- = \hbar[-\Delta_4|0\rangle\langle 0| - (G_4|0\rangle\langle -| + H.c.)]$ 分别为 $|1\rangle - |+\rangle$ 和 $|1\rangle - |-\rangle$ 子能级系统的相互作用哈密顿算符, 这样可以

得到相应缀饰态的本征态和本征值(从 $|+\rangle$ 或 $|-\rangle$ 能级开始测量)为

$$|+\pm\rangle = \sin\theta_{\pm}^+|+\rangle + \cos\theta_{\pm}^+|0\rangle, |-\pm\rangle = \sin\theta_{\pm}^-|-\rangle + \cos\theta_{\pm}^-|0\rangle, \\ \lambda_{+\pm} = -\frac{\Delta_4'}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta_4'^2 + 4G_4^2}, \lambda_{-\pm} = -\frac{\Delta_4''}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{\Delta_4''^2 + 4G_4^2}, \quad (13)$$

式中 $\tan\theta_{\pm}^+ = (-\Delta_4' - \lambda_{+\pm})/G_4$, $\tan\theta_{\pm}^- = (-\Delta_4'' - \lambda_{-\pm})/G_4$, $\Delta_4' = \Delta_4 + \lambda_+$, $\Delta_4'' = \Delta_4 + \lambda_-$ 。若将图4(a)和图4(b)中各 Δ_1 处的背底信号连接起来,应是无 E_3 场影响而只有 E_4 场作用的PT和FWM信号,此时PT信号具有EIT窗口, FWM信号呈现AT分裂,其两峰($\Delta_1 = -20$ MHz和 $\Delta_1 = 20$ MHz)及下凹($\Delta_1 = 0$)处均是各 Δ_1 处明暗态转换的对称中心。在改变 Δ_1 的时候,探测场就会分别与 $|0\rangle - |+\rangle$ 、 $|0\rangle - |1\rangle$ 和 $|0\rangle - |-\rangle$ 共振,若在这三个 Δ_1 处扫描 Δ_3 ,只能满足双光子共振条件(即抑制条件) $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$,所以此时PT和FWM信号表现为全暗态,如图4(a3)和图4(b3)、图4(a5)和图4(b5)和图4(a7)和图4(b7)所示,对应于明暗态转换的三个对称中心。在 Δ_1 很大时,随着 Δ_3 的改变, E_3 的作用使探测场只能与二级缀饰态 $|++\rangle$ 或 $|--\rangle$ 共振,此时满足增强条件 $\Delta_1 + \lambda_{++} = 0$ 或 $\Delta_1 + \lambda_{--} = 0$,所以PT和FWM信号表现为明态,如图4(a1)和图4(b1)或图4(a9)和图4(b9)所示。当 Δ_1 为中等大小时,如图4(a2)和图4(b2)、图4(a4)和图4(b4)、图4(a6)和图4(b6)和图4(a8)和图4(b8)所示,扫描 Δ_3 时就会使PT和FWM信号既有明态又有暗态。例如当 $\Delta_1 = -10$ MHz时,从大到小改变 E_3 场频率时先是满足抑制条件 $\Delta_1 + \Delta_3 = 0$,再满足增强条件 $\Delta_1 + \lambda_{+-} = 0$,所以PT和FWM信号表现为先暗态后明态[如图4(a4)和图4(b4)所示]。对图4(c)和图4(d)所示的不同 Δ_1 处扫描 Δ_4 得到的PT和FWM信号的明暗态转换,其分析方法与前面相似,就不加以赘述了。

从以上分析可以得到:其中一个耦合场(E_4 或 E_3)的作用产生信号的背底轮廓,以及对称中心 $\Delta_1 = 0$ 处的全暗态;耦合场 E_3 和 E_4 之间的相互作用产生信号的明暗态之间的转换以及另外两个对称中心处的全暗态。在此要着重强调的就是级联双缀饰形式的两个耦合场之间有相互作用,而并联双缀饰形式中两耦合场之间则没有相互作用。

图5描述了嵌套双缀饰形式下不同 Δ_1 处扫描外缀饰场失谐 Δ_3 和内缀饰场失谐 Δ_4 时得到的PT和FWM信号的明暗态转换,其中图5(a)和图5(b)中 $G_1 = 5$ MHz, $G_2 = G_2' = 1$ MHz, $G_3 = G_4 = 50$ MHz, $\Gamma_{10} = 2\pi \times 3$ MHz, $\Gamma_{20} = 2\pi \times 0.535$ MHz, $\Gamma_{11} = 2\pi \times 5.9$ MHz, $\Gamma_{13} = 2\pi \times 3.435$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0$, $\Delta_1 = -200, -100, -80, -50, -20, 0, 20, 50, 80, 100, 200$ MHz;而图5(c)和图5(d)用到的不同于图5(a)和图5(b)中的参数为 $G_3 = 40$ MHz, $G_4 = 50$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_3 = 0$, $\Delta_1 = -200, -30, 0, 30, 200$ MHz。

先看扫描 Δ_3 的情形,如图5(a)和图5(b)所示,与级联双缀饰形式得到的结果相似,由于 E_4 的缀饰作用,

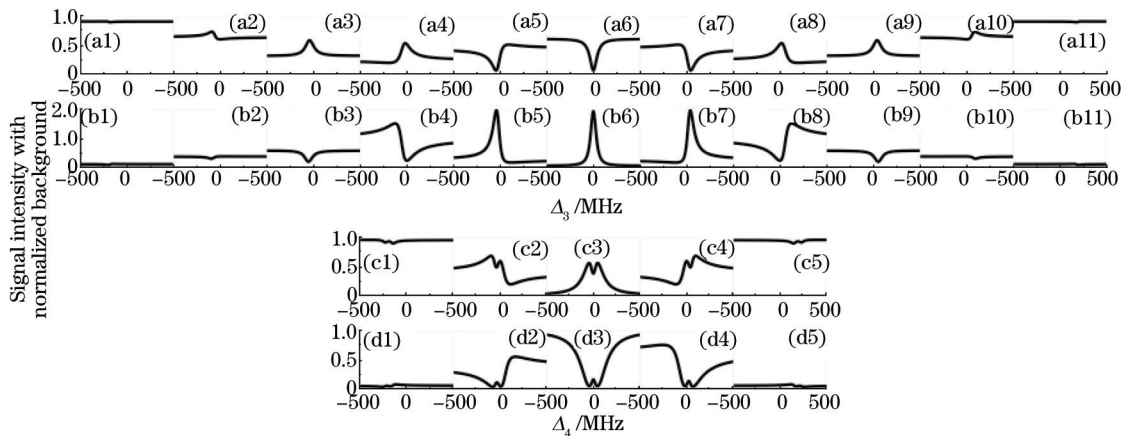


图5 耦合场 E_3 和 E_4 嵌套双缀饰作用下,不同探测场失谐 Δ_1 处的(a1)~(a11) Δ_3 -PT、(b1)~(b11) Δ_3 -FWM、(c1)~(c5) Δ_4 -PT和(d1)~(d5) Δ_4 -FWM信号强度关系曲线[从左到右,图(a),(b): $\Delta_1 = -200, -100, -80, -50, -20, 0, 20, 50, 80, 100, 200$ MHz,图(c),(d): $\Delta_1 = -200, -30, 0, 30, 200$ MHz]

Fig.5 (a1)~(a11) Δ_3 -PT signal intensity, (b1)~(b11) Δ_3 -FWM signal intensity, (c1)~(c5) Δ_4 -PT signal intensity and (d1)~(d5) Δ_4 -FWM signal intensity relation curves at different probe field detunings Δ_1 with nested-cascade doubly-dressed by coupling fields of E_3 and E_4 [$\Delta_1 = -200, -100, -80, -50, -20, 0, 20, 50, 80, 100, 200$ MHz for Fig(a),(b) and $-200, -30, 0, 30, 200$ MHz for Fig(c), (d) from the left to the right]

使PT和FWM信号的背底连接线分别具有EIT窗口和AT分裂;各 Δ_1 处的明暗态转换同样具有三个对称中心,只是在 $\Delta_1=0$ 处信号呈现全明态而非全暗态,且另两个对称中心并没有出现在FWM信号AT分裂的双峰处,这是嵌套双缀饰形式所特有的。

然而,在扫描 Δ_1 时,PT和FWM信号均出现如图5(c)和图5(d)所示双明态或双暗态,这同样是嵌套形式特有的。在这种情形下, E_3 场缀饰 $|1\rangle$ 能级产生两个缀饰态 $|\pm\rangle$,使得 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 就有两个通道 $|\pm\rangle \rightarrow |0\rangle$,从而会产生双明态或双暗态。与级联双缀饰形式相比较,嵌套双缀饰形式下信号的明暗态转换依然是两缀饰场相互作用导致的,只是此时两缀饰场的相互作用比较强。

最后,来看一下不同缀饰情况下,由 k_3 的反方向与 k_1 之间的夹角 α 而引入的相对相位改变 $\Delta\Phi$ (上到下依次对应于 $\Delta\Phi=0, 0.2\pi, 0.4\pi, 0.6\pi, 0.8\pi, \pi$)对PT和FWM信号的影响如图6所示,其中图6(a1)~(a6)和图6(b1)~(b6)是在 E_3 单缀饰作用下得到的,使用的其他参数与图2中的相同;图6(c1)~(c6)和图6(d1)~(d6)是在 E_3 和 E_4 嵌套双缀饰作用下得到的,其余参数与图5(a)和图5(b)中的相同。

若只加入耦合场 E_3 ,改变 α 而使 $\Delta\Phi$ 由0逐渐变化到 π ,PT信号由EIT逐渐转换为EIA,FWM信号则是由全抑制转换为全增强,如图6(a1)~(a6)和图6(b1)~(b6)所示。换句话说, E_3 单缀饰情况下,随着 $\Delta\Phi$ 由小到大改变,信号将由全暗态逐渐过渡到全明态,这是由于 $\Delta\Phi$ 能够调控 E_3 的缀饰效应 $[|G_3|^2 \exp(i\Delta\Phi)/d_3]$ 由开始的相消效应($\Delta\Phi=0$)转换为相涨效应($\Delta\Phi=\pi$)。然后在 E_3 和 E_4 嵌套双缀饰情况下,改变相位 $\Delta\Phi$ 时,则发现PT和FWM信号均是由全明态逐渐过渡到全暗态,如图6(c1)~(c6)和图6(d1)~(d6)所示,其转换方式刚好与单缀饰形式的相反,这是由于嵌套双缀饰情况下耦合场作用的缀饰项 $|G_4|^2/[d_6 + |G_3|^2 \exp(i\Delta\Phi)/d_7]$ 中所体现的 E_3 的缀饰效应由 $\Delta\Phi=0$ 时的相涨转换为 $\Delta\Phi=\pi$ 时的相消。

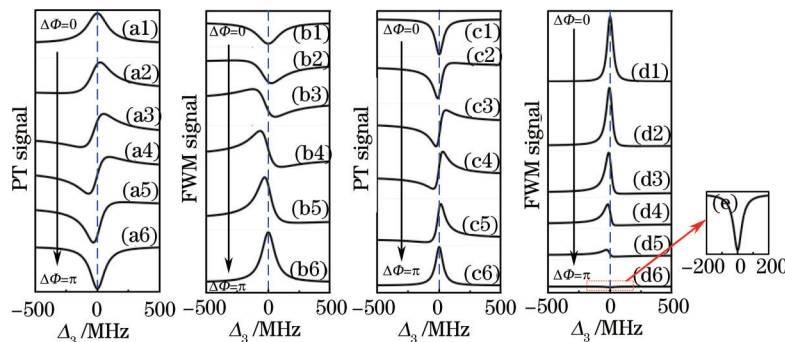


图6 在探测场失谐 $\Delta_1=0$ 处对应于不同相对相位 $\Delta\Phi$ 的(a1)~(a6)、(c1)~(c6) Δ_3 -PT和(b1)~(b6)、(d1)~(d6) Δ_3 -FWM信号强度关系曲线;(e)图(d6)的80倍放大图

Fig.6 (a1)~(a6), (c1)~(c6) Δ_3 -PT signal intensity and (b1)~(b6), (d1)~(d6) Δ_3 -FWM signal intensity relation curves with $\Delta_1=0$ at different relative phases $\Delta\Phi$; (e) eighty times magnification of Fig(d6)

上面介绍了多种信号的明暗态转换,据此就有可能构成AND和OR门以实现全光开关,并且可能在波长方面构成THz多通道路由^[27]。

4 结 论

当外加耦合光场处于正常空间配置时,基于缀饰态模型,若探测场与被扫描缀饰场产生的缀饰态共振将导致明态,而探测场与被扫描缀饰场共振则导致暗态。通过改变探测场失谐,可以实现信号的明态和暗态之间相互转换,其可以作为探测缀饰效应的一种非常灵敏有效的方法。当外加耦合光场处于非正常空间配置时,此时需要在相应缀饰项中引入一个相位因子,所以,通过改变相对相位可以使缀饰效应在相消和相涨之间相互转换,从而实现信号的明暗态转换。研究结果在光学通信、量子信息处理和光电器件方面具有潜在的应用价值。需要着重指出的是,理论模拟用的是铷85原子的真实参数,但可以预见所有分析及结论亦有可能应用于固体介质(例如掺镨的YSO晶体)中,更有利于光器件的集成开发。

参 考 文 献

- 1 S E Harris. Electromagnetically induced transparency[J]. Physics Today, 1997, 50(7): 36-42.
- 2 J Gea-Banacloche, Y Li, S Jin, *et al.*. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously

- broadened media: Theory and experiment[J]. Phys Rev A, 1995, 51(1): 576–584.
- 3 A Imamoglu, S E Harris. Lasers without inversion–interference of dressed lifetime–broadened states[J]. Opt Lett, 1989, 14(24): 1344–1346.
- 4 Fu Zhenxing, Liu Birui. Electromagnetically induced absorption and transparency of four–level system driven by radio–frequency field in $\text{Eu}^{3+}\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(12): 3615–3621.
伏振兴, 刘碧蕊. $\text{Eu}^{3+}\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中射频场耦合四能级系统的电磁感应吸收和透明[J]. 光学学报, 2010, 30(12): 3615–3621.
- 5 M O Scully, S Y Zhu, A Gavrielides. Degenerate quantum–beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing[J]. Phys Rev Lett, 1989, 62(24): 2813–2816.
- 6 L V Hau, S E Harris, Z Dutton, *et al.*. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. Nature, 1999, 397: 594–598.
- 7 D Budker, D F Kimball, S M Rochester, *et al.*. Nonlinear magneto–optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation[J]. Phys Rev Lett, 1999, 83(9): 1767–1770.
- 8 C Liu, Z Dutton, C H Behroozi, *et al.*. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. Nature, 2001, 409: 490–493.
- 9 Li Yongfang, Fan Rong, Liu Juan, *et al.*. Study on kinetic characteristic and imaging pattern of ionized photoelectrons[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(2): 551–556.
李永放, 樊荣, 刘娟, 等. 电离光电子动力学特征及其成像图谱[J]. 光学学报, 2010, 30(2): 551–556.
- 10 P R Hemmer, D P Katz, J Donoghue, *et al.*. Efficient low–intensity optical phase conjugation based on coherent population trapping in sodium[J]. Opt Lett, 1995, 20(9): 982–984.
- 11 Y P Zhang, P Y Li, H B Zheng, *et al.*. Observation of Autler–Townes splitting in six–wave mixing[J]. Opt Express, 2011, 19(8): 7769–7777.
- 12 Du Yingjie, Yang Zhanying, Bai Jintao. High order nonlinear characteristics for electromagnetically induced transparency media[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0627001.
杜英杰, 杨战营, 白晋涛. 电磁感应透明介质的高阶非线性特性[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0627001.
- 13 Y Wu, L Deng. Ultraslow optical solitons in a cold four–state medium[J]. Phys Rev Lett, 2004, 93(14): 143904.
- 14 Y P Zhang, M Xiao. Generalized dressed and doubly–dressed multi–wave mixing [J]. Opt Express, 2007, 15(12): 7182–7189.
- 15 B Lu, W H Burkett, M Xiao. Nondegenerate four–wave mixing in a double–Lambda system under the influence of coherent population trapping[J]. Opt Lett, 1998, 23(10): 804–806.
- 16 H Wang, D Goorskey, M Xiao. Enhanced Kerr nonlinearity via atomic coherence in a three–level atomic system[J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(7): 073601.
- 17 J Sun, Z C Zuo, X Liu, *et al.*. Two–photon resonant four–wave mixing in a dressed atomic system[J]. Phys Rev A, 2004, 70(5): 053820.
- 18 M D Lukin, S F Yelin, M Fleischhauer, *et al.*. Quantum interference effects induced by interacting dark resonances[J]. Phys Rev A, 1999, 60(4): 3225–3228.
- 19 M Yan, E G Riskey, Y F Zhu. Observation of doubly dressed states in cold atoms[J]. Phys Rev A, 2001, 64(1): 013412.
- 20 G Wasik, W Gawlik, Zachorowski J, *et al.*. Competition of dark states: Optical resonances with anomalous magnetic field dependence[J]. Phys Rev A, 2001, 64(5): 051802.
- 21 A Joshi, M Xiao. Generalized dark–state polaritons for photon memory in multilevel atomic media[J]. Phys Rev A, 2005, 71(4): 041801.
- 22 Y P Zhang, B Anderson, Xiao M. Coexistence of four–wave, six–wave and eight–wave mixing processes in multi–dressed atomic systems[J]. J Phys B, 2008, 41(4): 045502.
- 23 Y P Zhang, Z Q Nie, Z G Wang, *et al.*. Evidence of Autler–Townes splitting in high–order nonlinear processes[J]. Opt Lett, 2010, 35(20): 3420–3422.
- 24 U Khadka, Y P Zhang, M Xiao. Control of multitransparency windows via dark–state phase manipulation[J]. Phys Rev A, 2010, 81(2): 023830.
- 25 Scully M O, Zubairy M S. Quantum Optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- 26 K H Hahn, D A King, S E Harris. Nonlinear generation of 104.8–nm radiation within an absorption window in Zinc[J]. Phys Rev Lett, 1990, 65(22): 2777–2779.
- 27 C J Jin, S H Fan, S Z Han, *et al.*. Reflectionless multichannel wavelength demultiplexer in a transmission resonator configuration [J]. IEEE J Quantum Electronics, 2003, 39(1): 160–165.