

## 中间态引入量子干涉的三光子共振非简并六波混频\*

孙江<sup>1)†</sup> 孙娟<sup>2)</sup> 王颖<sup>1)</sup> 苏红新<sup>1)</sup> 曹谨丰<sup>1)</sup>

1) (河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

2) (河北大学数学与计算机学院, 保定 071002)

(2011年11月21日收到; 2012年1月5日收到修改稿)

理论研究了五能级系统中三光子共振非简并六波混频(NSWM)由于中间能级加入耦合光场而产生的量子干涉效应. 分析了耦合光场对三光子共振NSWM信号以及频谱的影响. 研究发现, 在强耦合场作用下, NSWM的频谱出现了Autler-Townes分裂, 它反映的是两个缀饰态的能级, 量子干涉可以使NSWM信号被抑制或增强. 提出利用量子干涉对NSWM信号产生增强作用, 可以由耦合场产生的缀饰态代替原子固有能级, 成为三光子共振的中间态, 从而控制耦合场来选择三光子共振的中间态的位置.

关键词: 六波混频, 量子干涉, 缀饰态

PACS: 42.65.Hw, 42.50.Gy

## 1 引言

经过几十年的时间, 非线性光学中的多波混频光谱技术得到了全面的发展. 由于非线性极化率反映了介质的共振频率, 各种基于多波混频的非线性光谱学能够揭示物质结构相关的丰富的动力学信息<sup>[1-3]</sup>. 例如, 用于研究分子振动和转动模式的相干反斯托克拉曼散射(CARS)就是一种四波混频(FWM)技术. 我们提出的瑞利型非简并四波混频(NFWM)<sup>[4,5]</sup>可以在频率领域测量物质的超快纵向弛豫时间, 这种技术中激光脉冲宽度不会影响测量物质超快过程的时间分辨率, 我们采用脉冲宽度为5 ns的激光束测量到了CS<sub>2</sub>液体中17和220 fs的弛豫过程. 更高阶的混频技术可以测量更为复杂的物质结构, 获得更丰富的物质信息. 六波混频(SWM)已经在很多实验上获得实现<sup>[6,7]</sup>. 例如Trebino等<sup>[8]</sup>在Na原子中测量到了Na基态的超精细结构的次级谐波共振现象. 我们更进一步实验实现了四光子共振非简并八波混频<sup>[9]</sup>.

量子干涉作为量子机理的基本特性之一, 自

从Harris等<sup>[10]</sup>的先锋工作以来, 已经吸引了众多的关注. 电磁感应透明(EIT)作为量子干涉的典型现象, 其中的一个重要应用是能够增强非线性光学效应. 近年来, 基于电磁感应透明的多波混频的研究已经成为了非线性光学的一个研究热点, 引入了强耦合场的FWM过程被大量研究. 例如, Harris等<sup>[10]</sup>研究了在一个三能级系统中加入强耦合场后, FWM过程的转换效率问题. 他们发现对比于弱耦合场的情况, FWM的转换效率提高了几个数量级. 我们<sup>[11]</sup>也研究了级联四能级系统中, 双光子共振NFWM由于加入强耦合光场而产生的量子干涉效应, 发现引入量子干涉后的NFWM是一种新型的高分辨光谱学工具. 该技术不仅可以测量原子高激发态的线形、共振频率和横向弛豫, 而且可以测量两个高激发态间的固有偶极跃迁矩阵元.

最近, 基于电磁感应透明的多波混频研究开始向更高阶的混频方向发展, 加入强耦合场的SWM成为目前的研究热点. 例如, Wang等<sup>[12]</sup>研究原子相干引起的两个同时存在的SWM过程的抑制和增强, 发现在两个SWM信号间施加多个缀饰态时, 其中自缀饰效应引起了SWM信号的Autler-Townes

\* 国家自然科学基金青年科学基金(批准号: 10804025)、河北省自然科学基金(批准号: A2009000147)和河北省自然科学基金基地专项(批准号: 08B006, 08B008)资助的课题.

† E-mail: hdsunjiang@163.com

分裂 (AT 分裂), 外缀饰效应使 SWM 信号抑制或增强. Niu 等<sup>[13]</sup> 研究了在一个级联四能级多普勒展宽系统中的 SWM 现象, 发现通过将参与 SWM 过程的一束光改为强耦合光, 引入电磁感应透明, 可以在一定条件下克服多普勒效应对 SWM 谱线的影响.

本文将在一个级联四能级系统中的三光子共振非简并六波混频 (NSWM) 过程的中间能级和另一个能级间加入强耦合光场来引入量子干涉, 理论研究这个五能级系统中中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM. 本文引入量子干涉的方法与基于电磁感应透明 (EIT) 的 SWM 不同. 一般基于 EIT 的 SWM, 强耦合光是参与 SWM 过程的光束之一, 其本质是一个 5 阶非线性过程; 而本文的结构中, 强耦合场并不参与 SWM 过程, 因此中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM 本质上是一个 7 阶非线性过程. 我们<sup>[9]</sup> 不久前提出了一种在  $(n+1)$  能级系统中的  $2n$  波混频技术, 该技术对相位匹配的要求不严格, 可以在很大频率范围内实现相位匹配. 采用该技术, 中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM 的相位匹配可以很容易实现, 并且由于各参与光束和原子跃迁频率的共振, NSWM 信号可以获得极大的增强.

## 2 基本理论

中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM 在本质上是一个 7 阶的非线性过程, 共有五束激光入射. 如图 1(a) 所示, 光束 1, 2 和 3 的频率分别为  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  和  $\omega_3$ , 光束 4 和 4' 具有相同的频率  $\omega_4$ . 光束 4' 与光束 4 之间有一个很小的夹角  $\theta$ . 光束 1 与光束 4 的传播方向相反. 光束 2, 3 和光束 4 重合, 并沿与光束 4 相同的方向入射到样品上.

考虑一个如图 1(b) 所示的五能级系统, 其

中  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$ ,  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$ ,  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$ ,  $|2\rangle$  和  $|4\rangle$  分别以频率  $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3, \Omega_4$  耦合. 首先考虑由  $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |4\rangle$  组成的级联四能级系统中的三光子共振 NSWM. 当频率  $\omega_1 \approx \Omega_1, \omega_2 \approx \Omega_2, \omega_4 \approx \Omega_4$  时, 光束 1 可以引起态  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$  的跃迁, 光束 2 可以引起态  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  的跃迁, 光束 4 可以引起态  $|2\rangle \rightarrow |4\rangle$  的跃迁. 在这个三光子共振 NSWM 中, 光束 1, 2, 4 感生出了一个  $|0\rangle \rightarrow |4\rangle$  态之间的原子相干. 光束 4' 和光束 2 可以探测这个三光子相干, 最终产生了沿光束 4' 几乎相反方向传播, 频率为  $\omega_1$  的 NSWM 信号光. 为了研究量子干涉, 加入频率  $\omega_3 \approx \Omega_3$ , 沿与光束 4 相同方向传播的强耦合光束 3, 使态  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  间发生耦合. 在缀饰态模型中, 耦合光引起态  $|3\rangle$  分裂为  $|+\rangle, |-\rangle$  两个缀饰态 (如图 1(c) 所示), 从而形成缀饰系统. 缀饰系统中的三光子共振 NSWM 信号是来自于  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |+\rangle \rightarrow |4\rangle$  和  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |-\rangle \rightarrow |4\rangle$  这两个通道间的量子干涉.

令  $\Delta_i = \Omega_i - \omega_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 表示原子的偶极跃迁频率与入射光频率的失谐量, 则这个五能级系统中相互作用的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H = & \hbar \Delta_1 |1\rangle \langle 1| \\ & + \hbar (\Delta_1 + \Delta_2) |2\rangle \langle 2| \\ & + \hbar (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3) |3\rangle \langle 3| \\ & + \hbar (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_4) |4\rangle \langle 4| \\ & - (\mu_1 E_1 |1\rangle \langle 0| + \mu_2 E_2 |2\rangle \langle 1| \\ & + \mu_3 E_3 |3\rangle \langle 2| + \mu_4 E_4 |4\rangle \langle 2| + \text{H.c.}), \quad (1) \end{aligned}$$

其中  $E_1 = \varepsilon_1 e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}}, E_2 = \varepsilon_2 e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}}, E_3 = \varepsilon_3 e^{i\mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{r}}, E_4 = \varepsilon_4 e^{i\mathbf{k}_4 \cdot \mathbf{r}} + \varepsilon'_4 e^{i\mathbf{k}'_4 \cdot \mathbf{r}}$  是频率分别为  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$  的光束的场强,  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4, \mathbf{k}'_4$  和  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4, \varepsilon'_4$  分别是光束 1, 2, 3, 4, 4' 的波矢和振幅;  $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \mu_4$  分别是态  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$ , 态  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$ , 态  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$ , 态  $|2\rangle$  和  $|4\rangle$  之间的跃迁偶极矩阵元;  $\hbar = h/2\pi, h$  为普朗克常量.

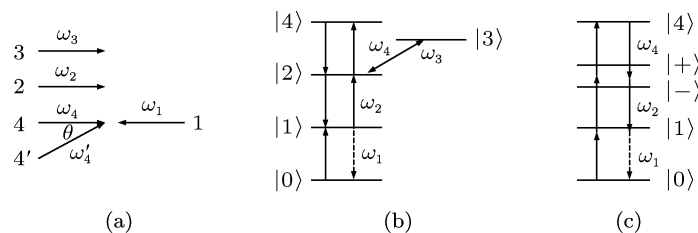


图 1 中间态引入量子干涉的 NSWM 原理图 (a) 光路图; (b) 能级图; (c) 缀饰态模型

中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM 的非线性极化强度正比于密度矩阵的非对角矩阵元  $\rho_{10}$ , 通过求解密度矩阵方程, 可以求得  $\rho_{10}$ . 密度矩阵方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}, \rho] + \left( \frac{d\rho}{dt} \right)_{\text{relax}}. \quad (2)$$

设  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_4$  和  $\varepsilon'_4$  很弱, 耦合光场  $\varepsilon_3$  可以为任意强度, 非对角矩阵元  $\rho_{10}$  可以通过以下微扰链计算:

$$\begin{array}{ccccccc} \rho_{00}^{(0)} & \rightarrow & \rho_{10}^{(1)} & \rightarrow & \rho_{20}^{(2)} & \rightarrow & \rho_{40}^{(4)} & \rightarrow & \rho_{20}^{(5)} & \rightarrow & \rho_{10}^{(7)} \\ & & & & \downarrow & & & & \downarrow & & \\ & & & & \rho_{30}^{(3)} & & & & \rho_{30}^{(6)} & & \end{array} \quad (3)$$

考虑到原子系统最初处于基态  $|0\rangle$ , 所以  $\rho_{00}^{(0)} = 1$ , 求解密度矩阵方程 (2), 稳态条件下, 得到

$$\begin{aligned} & \rho_{10}^{(7)}(\mathbf{r}) \\ &= \left\{ -iG_1G_2G_2^*G_4G_4^* [i(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3) + \Gamma_{30}]^2 \right. \\ & \quad \times e^{-i[\omega_1 t - (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}'_4) \cdot \mathbf{r}]} \left. \right\} \\ & \quad \times \left\{ (i\Delta_1 + \Gamma_{10})^2 [i(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_4) + \Gamma_{40}] \right\}^{-1} \\ & \quad \times \left\{ [i(\Delta_1 + \Delta_2) + \Gamma_{20}] [i(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3) \right. \\ & \quad \left. + \Gamma_{30}] + |G_3|^2 \right\}^{-2}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $G_1 = \mu_1 \varepsilon_1 / \hbar$ ,  $G_2 = \mu_2 \varepsilon_2 / \hbar$ ,  $G_3 = \mu_3 \varepsilon_3 / \hbar$ ,  $G_4 = \mu_4 \varepsilon_4 / \hbar$ ,  $G'_4 = \mu_4 \varepsilon'_4 / \hbar$ ,  $\Gamma_{n0}$  为能级  $|n\rangle$  和  $|0\rangle$  之间的横向弛豫速率. 由 (4) 式可以看出, NSWM 信号沿  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}'_4$  的方向传播, NSWM 信号强度  $I$  正比于  $|\rho_{10}^{(7)}(\mathbf{r})|^2$ , 即

$$I \propto |\rho_{10}^{(7)}(\mathbf{r})|^2. \quad (5)$$

### 3 数据分析与讨论

在建立了中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM 的理论模型后, 来研究耦合场对 NSWM 的影响.

考虑耦合场对精确三光子共振 ( $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ) 处 NSWM 信号的影响, 图 2 为  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_2/\Gamma_{20} = 0.5$  (实线), 1 (虚线), 2 (点线), 3 (点虚线) 时的 NSWM 信号强度  $I$  与耦合光失谐  $\Delta_3$  的关系曲线. 这里把无耦合场时 NSWM 信号强度值归一为 1. 由图 2 可以看出, 当耦合光场的频率  $\omega_3$  与能

态  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  间固有跃迁频率  $\Omega_3$  接近时, NSWM 信号受到抑制. 耦合光场越强, NSWM 信号受到的抑制越明显. 将谱线中心凹陷的深度定义为  $F = [I(\Delta_3 \rightarrow \infty) - I(\Delta_3 = 0)]/I(\Delta_3 \rightarrow \infty)$ , 则可以得出  $F = 1 - [\Gamma_{30}^4 / (G_3^2 + \Gamma_{20}\Gamma_{30})]^4$ .

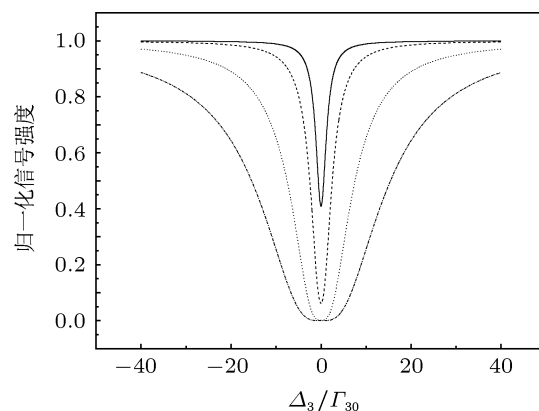


图 2 精确三光子共振时, NSWM 信号和耦合场失谐  $\Delta_3$  的关系曲线,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 0.5$  (实线), 1 (虚线), 2 (点线), 3 (点虚线)

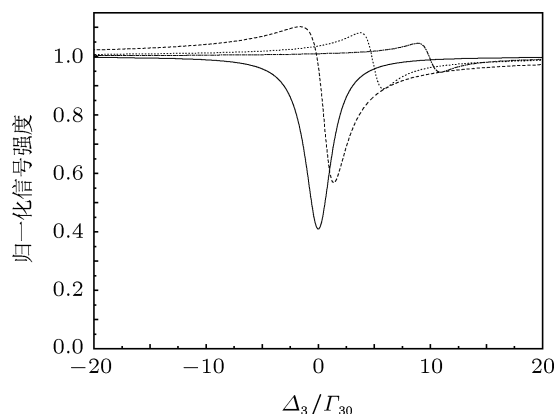


图 3  $\Delta_1 + \Delta_2$  失谐时, NSWM 信号强度和耦合场失谐  $\Delta_3$  的关系曲线,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 0.5$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$  (实线), 1 (虚线), 5 (点线), 10 (点虚线)

考虑三光子精确共振 ( $(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_4)/\Gamma_{30} = 0$ ), 但  $\Delta_1 + \Delta_2$  失谐时, 耦合场对 NSWM 信号的影响. 图 3 为弱耦合光场下, NSWM 信号强度  $I$  随耦合光失谐  $\Delta_3$  的变化曲线. 其中  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 0.5$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_4)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$  (实线), 1 (虚线), 5 (点线), 10 (点虚线). 这里将无耦合场时 NSWM 信号强度值归一为 1. 由图 3 可知, 当三光子共振, 但  $\Delta_1 + \Delta_2$  失谐时, 加入的耦合场不仅能够抑制, 而且还能够增强 NSWM 信号.

三光子共振 NSWMM 过程中, 各参与光束的频率和原子固有跃迁频率的共振, 可以使 NSWMM 信号获得极大增强. 当三光子共振, 但  $\Delta_1 + \Delta_2$  失谐很大时, NSWMM 得不到能级  $|2\rangle$  的共振增强, NSWMM 信号变得非常微弱. 但是加入强耦合场后, 当满足条件  $\Delta_1 + \Delta_2 = \lambda_-$  或  $\Delta_1 + \Delta_2 = \lambda_+$  时, NSWMM 可以获得强耦合光场所引起的缀饰态之一的共振增强, 其中

$$\lambda_{\pm} = \frac{\Delta_3}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_3^2 + 4|G_3|^2} \quad (6)$$

分别是缀饰态  $|+\rangle$  和  $|-\rangle$  的本征值. 图 4 为强耦合场下, NSWMM 信号强度  $I$  随耦合光失谐  $\Delta_3$  的变化曲线. 其中  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 50$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_4)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 20$ (实线), 30(虚线), 50(点线), 80(点虚线). 可以看到当  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 50$  时, NSWMM 信号被增强了  $3.9 \times 10^5$  倍.

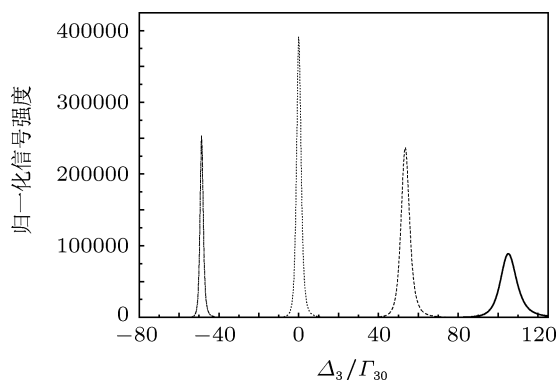


图 4 强  $\Delta_1 + \Delta_2$  失谐时的 NSWMM 信号强度和耦合场失谐  $\Delta_3$  的关系曲线,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 50$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_4)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 20$ (实线), 30(虚线), 50(点线), 80(点虚线)

耦合场对三光子共振 NSWMM 的  $I-\Delta_1$  频谱的影响如图 5 所示, 其中  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 5$ (实线), 6(虚线), 7(点线), 8(点虚线). 这里将无耦合光场时 NSWMM 信号最大值归为 1. 可以看到, 随着耦合光强度的增加, NSWMM 频谱的信号强度迅速下降, 并且形成三峰结构. 左右两个边峰是 AT 分裂, 分别对应 NSWMM 通道  $\rho_{00}-\rho_{10}-\rho_{-0}-\rho_{40}$  和  $\rho_{00}-\rho_{10}-\rho_{+0}-\rho_{40}$ , 它们中间的信号峰对应于 NSWMM 通道  $\rho_{00}-\rho_{10}-\rho_{20}-\rho_{40}$ . 三个信号峰分别获得了态  $|-\rangle$ ,  $|+\rangle$ ,  $|1\rangle$  和  $|4\rangle$  的共振增强, 因此比无耦合场时获得  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  和  $|4\rangle$  这三个能态共振增强的 NSWMM 信号弱了几个数量级.

耦合场对三光子共振 NSWMM 的  $I-\Delta_2$  频谱的影响如图 6 所示, 其中,  $\Delta_1/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 10$ (实线), 15(虚线), 20(点线), 30(点虚线). 这里将无耦合光场时 NSWMM 信号最大值归为 1. 可以看出当存在强耦合场时, NSWMM 的  $I-\Delta_2$  频谱分裂成了两个分离的峰, 这是 AT 分裂. 两个分离峰的频率差为  $2G_3$ , 对应 NSWMM 通道  $\rho_{00}-\rho_{10}-\rho_{-0}-\rho_{40}$  和  $\rho_{00}-\rho_{10}-\rho_{+0}-\rho_{40}$ . 根据  $G_3 = \mu_3 \varepsilon_3 / \hbar$ , 当测量出耦合光场的  $\varepsilon_3$  后, 可以得到跃迁偶极矩阵元  $\mu_3$ .

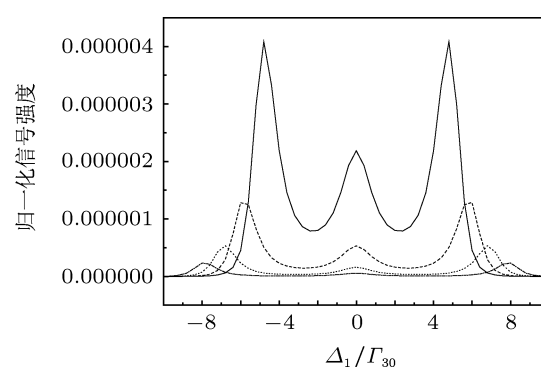


图 5 NSWMM 的信号强度随  $\Delta_1/\Gamma_{30}$  变化曲线,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 5$ (实线), 6(虚线), 7(点线), 8(点虚线)

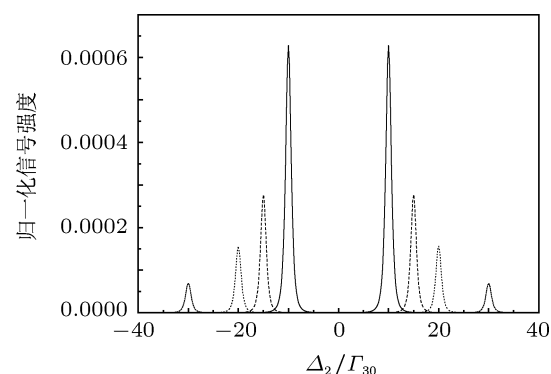


图 6 NSWMM 的信号强度随  $\Delta_2/\Gamma_{30}$  变化曲线,  $\Delta_1/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 10$ (实线), 15(虚线), 20(点线), 30(点虚线)

耦合场对三光子共振 NSWMM 的  $I-\Delta_4$  频谱的影响如图 7 所示, 其中  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 0$ (实线), 0.5(虚线), 1.0(点线), 1.2(点虚线). 将无耦合场时 NSWMM 信号强度的最大值归为 1. 由图 7 可以看出, 耦合场的加入对 NSWMM 的整个  $I-\Delta_4$  频谱产生了抑制.

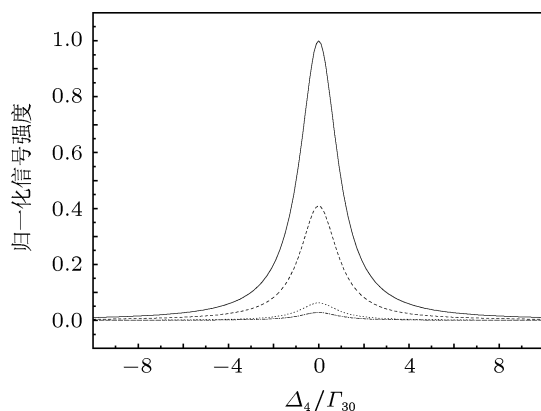


图7 NSWM 的信号强度随  $\Delta_4/\Gamma_{30}$  的变化曲线,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $G_3/\Gamma_{30} = 0$  (实线), 0.5 (虚线), 1.0 (点线), 1.2 (点虚线)

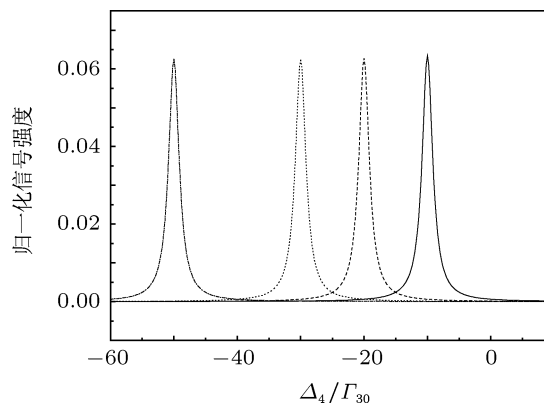


图8 NSWM 信号强度随  $\Delta_4/\Gamma_{30}$  的变化曲线,  $\Delta_1/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ ,  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 10$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 10$  (实线);  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 20$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 20$  (虚线);  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 30$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 30$  (点线),  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 50$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 50$  (点虚线)

采用三光子共振 NSWM 技术研究复杂原子或分子结构时, 中间共振能级  $|2\rangle$  的选取是实验的一个难点, 要求激光器的相应输出波长  $\omega_2$  必须满足  $\omega_2 \approx \Omega_2$ , 才能获得明显的 NSWM 信号. 中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM, 可以将引入一个强耦合场所产生的缀饰态  $|+\rangle$  或  $|-\rangle$  代替中间态  $|2\rangle$ . 根据 (6) 式, 缀饰态的位置可以通过耦合场的强度  $G_3$  和失谐  $\Delta_3$  控制, 从而拓宽了研究范围. 图 8 为  $\Delta_2$  失谐条件下, 通过控制耦合场的强度  $G_3$  获得的三光子共振 NSWM 的  $I-\Delta_4$  频谱, 其中  $\Delta_1/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_3/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Gamma_{10}/\Gamma_{30} = \Gamma_{20}/\Gamma_{30} = \Gamma_{40}/\Gamma_{30} = 1$ , 当  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 10$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 10$  (实线); 当  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 20$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 20$  (虚线); 当  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 30$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 30$  (点线); 当  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 50$  时  $G_3/\Gamma_{30} = 50$  (点虚线). 将无耦合场三光子精确共振时 ( $\Delta_1/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_2/\Gamma_{30} = 0$ ,  $\Delta_4/\Gamma_{30} = 0$ ) NSWM 信号强度的归为 1. 可以发现采用缀饰态来代替三光子共振 NSWM 中的态  $|2\rangle$ , NSWM 的信号减弱了一个数量级. 但注意到 NSWM 信号是沿  $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_4 - \mathbf{k}'_4$  的方向传播的相干光, 并且获得了 3 个能态的共振增强作用, 因此 NSWM 信号仍然易于测量.

与我们以前研究的顶能级引入量子干涉的双光子共振 NFWM 相同, 中间态引入量子干涉的 NSWM 中同样观察到了量子干涉引起的 NSWM 信号的抑制和增强 (如图 2 和图 3 所示). 这是通过加入强耦合场来引入量子干涉的多波混频的共同特征. 但是不同的引入量子干涉的能级位置, 使多波混频具有不同的特性. 首先, 强耦合场对多

波混频频谱的影响不同. 顶能级引入量子干涉的双光子共振 NFWM 的  $I-\Delta_1$  和  $I-\Delta_2$  频谱都发生了 AT 分裂形成双峰结构, 两个峰反映的是两个缀饰态的能级. 而中间态引入量子干涉后, 三光子共振 NSWM 的频谱变得更加复杂:  $I-\Delta_1$  频谱为图 5 所示的三峰结构, 两个边峰对应着两个缀饰态的能级, 中间的信号峰对应着固有能级  $|2\rangle$ ;  $I-\Delta_2$  频谱的双峰结构为 AT 分裂, 可以用来得到跃迁偶极矩矩阵元  $\mu_3$ ;  $I-\Delta_3$  频谱并不发生分裂, 强耦合场的作用只是使整个频谱受到抑制. 其次, 强失谐时, 不同位置引入的量子干涉对混频信号的增强程度不同. 例如, 当  $G_3/\Gamma_{30} = 50$ ,  $(\Delta_1 + \Delta_2)/\Gamma_{30} = 50$  时, 顶能级引入量子干涉的 NFWM 信号被增强了 650 倍, 而中间态引入量子干涉的 NSWM 信号被增强了  $3.9 \times 10^5$  倍. 最后, 不同位置引入的量子干涉具有不同的光谱学目的. 在级联四能级  $|0\rangle-|1\rangle-|2\rangle-|3\rangle$  系统中, 双光子共振 NFWM 发生在能级  $|0\rangle-|1\rangle-|2\rangle$  中. 在 NFWM 的顶能级  $|2\rangle$  和另一个能级  $|3\rangle$  中加强耦合场来引入量子干涉的光谱学目的是研究能级  $|3\rangle$  的光谱特性. 该技术能够以纯光学的方法获得高激发态  $|3\rangle$  的线形、共振频率和横向弛豫  $\Gamma_{30}$ , 以及  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  间的固有偶极跃迁矩阵元  $\mu_3$ . 图 1(b) 所示的能级系统内的中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM, 在可以测量能级  $|3\rangle$  的线形、共振频率、横向弛豫  $\Gamma_{30}$  和偶极跃迁矩阵元  $\mu_3$  的基础上, 更重要的作用是研究 NSWM 的顶能级  $|4\rangle$  的光谱信息. 引入量子干涉的目的是解决中间共振能级  $|2\rangle$  的选取问题. 由耦合场产生的缀饰态  $|+\rangle$  (或  $|-\rangle$ ) 代替原子、分子的

真实能级  $|2\rangle$ , 成为三光子共振的中间态, 有效地拓宽了研究范围.

## 4 结论

本文理论研究了中间态引入量子干涉的三光子共振 NSWM. 该技术是研究较复杂结构原子、分子高激发态的有效光谱学工具. 此方法由于涉及到五能级系统中的三光子共振激发, 因此, 能够以

极高的灵敏度来研究高激发态. 当入射激光具有窄线宽时, 此技术可以消除多普勒效应对谱线的影响. 这是由于当光束的频率  $\omega_1$  在  $|0\rangle$  到  $|1\rangle$  跃迁的多普勒线宽内时, 只有某一特定速度的原子可以被激发而对信号产生贡献. 本技术可以由耦合场产生的缀饰态  $|+\rangle$  (或  $|-\rangle$ ) 代替原子、分子的真实能级  $|2\rangle$ , 成为三光子共振的中间态. 因此, 三光子共振的中间态位置可以通过耦合场来进行控制, 扩大了研究物质的测量范围.

- 
- [1] Yin J C, Xiao X S, Yang C X 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3986 (in Chinese) [尹经禅, 肖晓晟, 杨昌喜 2010 物理学报 **59** 3986]
  - [2] Hui Z Q, Zhang J G 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074220 (in Chinese) [惠战强, 张建国 2011 物理学报 **60** 074220]
  - [3] Yang L, Li X Y, Wang B S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4933 (in Chinese) [杨磊, 李小英, 王宝善 2008 物理学报 **57** 4933]
  - [4] Fu P M, Jiang Q, Mi X, Yu Z H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 113902
  - [5] Sun J, Jiang Q, Yu Z H, Mi X, Fu P M 2003 *Opt. Comm.* **223** 187
  - [6] Gibson G, Luk T S, McPherson A 1991 *Phys. Rev. A* **43** 371
  - [7] Zuo Z C, Sun J, Mi X, Yu Z H, Jiang Q, Wu L A, Fu P M 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1664
  - [8] Trebino R, Rahn L A 1987 *Opt. Lett.* **12** 912
  - [9] Zuo Z C, Sun J, Liu X, Jiang Q, Fu G S, Wu L A, Fu P M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 193904
  - [10] Harris S E, Field J E, Lmamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
  - [11] Sun J, Zuo Z C, Mi X, Yu Z H, Jiang Q, Wang Y B, Wu L A, Fu P M 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053820
  - [12] Wang Z G, Zhang Y P, Chen H X, Wu Z K, Fu Y X, Zheng H B 2011 *Phys. Rev. A* **84** 013804
  - [13] Niu J Y, Wang R Q, Wang B B, Wu L A, Fu P M 2009 *J. Phys. B* **42** 175505

# The three-photon resonant nondegenerate six-wave mixing via quantum interference in the middle level\*

Sun Jiang<sup>1)†</sup> Sun Juan<sup>2)</sup> Wang Ying<sup>1)</sup> Su Hong-Xin<sup>1)</sup> Cao Jin-Feng<sup>1)</sup>

1) (College of Physical Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

2) (College of Mathematics and Computer Science, Hebei University, Baoding, 071002, China)

(Received 21 November 2011; revised manuscript received 5 January 2012)

## Abstract

We study the quantum interference in three-photon resonant nondegenerate six-wave mixing (NSWM) of a five-level system in which the middle level of six-wave mixing and other levels are coupled by a strong laser field. The coupling field-dependence of the NSWM signal intensity, and the spectrum of the NSWM with a coupling field, are discussed. We find that in the presence of a strong coupling field, the three-photon resonant NSWM spectrum exhibits Autler-Townes splitting, which reflects the levels of the dressed states. It also leads to either suppression or enhancement of the NSWM signal. Due to the enhancement of NSWM signal caused by quantum interference, the dressed state created by a coupling field can replace the atom intrinsic level and serve as the middle level of three-photon resonance. Thus the middle level of three-photon resonance can be controlled by a coupling field.

**Keywords:** six-wave mixing, quantum interference, dressed state

**PACS:** 42.65.Hw, 42.50.Gy

---

\* Project support by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804025) and the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. A2009000147, 08B006, 08B008).

† E-mail: hdsunjiang@163.com