

# 双光子共振泵浦四能级系统的单光子过程、喇曼过程和超喇曼过程

王长辛 傅恩生 王润文  
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文运用缀饰原子方法成功地求出了双光子共振泵浦四能级系统远红外增益系数的解析式,并详细讨论了系统的增益特性和 AC stark 效应。从理论上证明了受激超喇曼过程有可能产生高强度、频率稳定的远红外激光。

关键词: 单光子过程; 喇曼过程; 超喇曼过程。

## 一、引 言

近年来受激超喇曼散射三光子过程正成为光泵远红外激光领域令人感兴趣的研究课题。这是因为它有可能产生频率稳定且可调的远红外激光。在双光子泵浦  $\text{NH}_3$  气体分子的实验中已经观察到这种受激超喇曼散射<sup>[1,2]</sup>。由于受激超喇曼散射是个高阶非线性过程,理论处理非常繁琐,大多数理论工作是借助于计算机进行数值计算<sup>[3,4]</sup>。本文运用缀饰原子方法成功地求出了双光子共振泵浦四能级系统远红外增益系数的解析表达式和 AC stark 频移单光子共振、喇曼共振和超喇曼共振条件,为定性和定量地描述双光子共振泵浦四能级系统的增益特性和系统的 AC stark 效应提供了方便。

## 二、四能级缀饰原子密度矩阵方程

考虑图 1 所示的四能级系统与三个激光场的相互作用。我们假设远红外场  $E_3(\Omega_3)$  是弱场,泵浦场  $E_1(\Omega_1)$  和  $E_2(\Omega_2)$  可以是强场,其频率满足双光子共振泵浦  $\omega_{31} = \Omega_1 + \Omega_2$ 。大量均匀加宽的四能级原子(或分子)的运动规律遵从密度矩阵方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{uu}}{\partial t} &= -\frac{\rho_{uu} - \rho_{uu}^0}{T_1} + \frac{i}{\hbar} [\rho, H]_{uu}, \\ \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} &= -\frac{\rho_{ij}}{T_2} + \frac{i}{\hbar} [\rho, H]_{ij}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\rho_{uu}^0$  是热平衡时系统的  $\rho_{uu}$  值。 $H = H_0 - \mu \cdot E(t)$  表示系统的哈密顿量,  $\mu$  是分子的偶极跃迁矢量。我们假设能级 1-3, 2-4 和 1-4 之间是禁戒跃迁, 因此有  $\mu_{13} = \mu_{24} = \mu_{14} = 0$ <sup>[5,6]</sup>。 $E(t)$  表示激光场, 令:

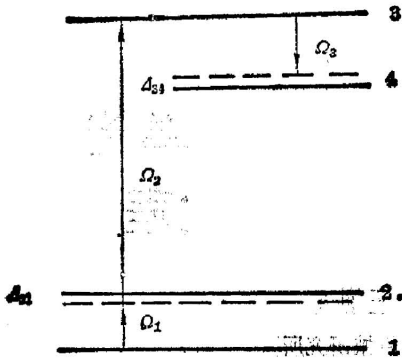


Fig. 1 Energy level scheme and transition processes

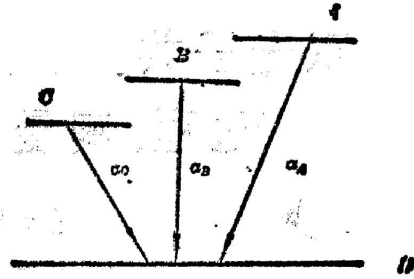


Fig. 2 Transition processes in Dressed molecule

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_1 \exp(i\Omega_1 t) + \frac{1}{2} \mathbf{E}_2 \exp(i\Omega_2 t) + \frac{1}{2} \mathbf{E}_3 \exp(i\Omega_3 t) + c \cdot c.$$

$$\rho_{21} = P_{21} \exp(-i\Omega_1 t), \quad \rho_{32} = P_{32} \exp(-i\Omega_2 t), \quad \rho_{31} = P_{31} \exp[-i(\Omega_1 + \Omega_2)t],$$

$$\rho_{34} = P_{34} \exp(-i\Omega_3 t), \quad \rho_{42} = P_{42} \exp[-i(\Omega_2 - \Omega_3)t], \quad \rho_{41} = P_{41} \exp[-i(\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega_3)t].$$

把上式代入方程(1), 在旋波近似下得到双光子共振泵浦四能级系统的约化密度矩阵方程为:

$$\dot{\rho}_{11} = -\frac{\rho_{11} - \rho_{11}^0}{T_1} - 2\beta_1 \text{Im}(P_{21}),$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\frac{\rho_{22} - \rho_{22}^0}{T_1} + 2\beta_1 \text{Im}(P_{21}) - 2\beta_2 \text{Im}(P_{32}),$$

$$\dot{\rho}_{33} = -\frac{\rho_{33} - \rho_{33}^0}{T_1} + 2\beta_2 \text{Im}(P_{32}) + 2\beta_3 \text{Im}(P_{34}),$$

$$\dot{\rho}_{44} = -\frac{\rho_{44} - \rho_{44}^0}{T_1} - 2\beta_3 \text{Im}(P_{34}),$$

$$\dot{P}_{21} = -\left(\frac{1}{T_2} + i\Delta_{21}\right)P_{21} - i\beta_1(\rho_{22} - \rho_{11}) + i\beta_2 P_{31},$$

$$\dot{P}_{32} = -\left(\frac{1}{T_2} + i\Delta_{32}\right)P_{32} - i\beta_2(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\beta_1 P_{31} + i\beta_3 P_{42},$$

$$\dot{P}_{31} = -\frac{1}{T_2} P_{31} - i\beta_3 P_{32} + i\beta_2 P_{21} + i\beta_3 P_{31},$$

$$\dot{P}_{34} = -\left(\frac{1}{T_2} + i\Delta_{34}\right)P_{34} - i\beta_3(\rho_{33} - \rho_{44}) + i\beta_2 P_{24},$$

$$\dot{P}_{42} = -\left[\frac{1}{T_2} - i(\Delta_{21} + \Delta_{34})\right]P_{42} - i\beta_2 P_{41} - i\beta_2 P_{43} + i\beta_3 P_{32},$$

$$\dot{P}_{41} = -\left(\frac{1}{T_2} - i\Delta_{34}\right)P_{41} - i\beta_1 P_{42} + i\beta_3 P_{31},$$

其中:

$$\Delta_{21} = \omega_{21} - \Omega_1, \quad \Delta_{32} = \omega_{32} - \Omega_2, \quad \Delta_{34} = \omega_{34} - \Omega_3,$$

$$\beta_1 = \frac{\mu_{21} E_1}{2\hbar}, \quad \beta_2 = \frac{\mu_{23} E_2}{2\hbar}, \quad \beta_3 = \frac{\mu_{34} E_3}{2\hbar}.$$

在推导方程(2)过程中运用了双光子共振泵浦条件  $\omega_{31} = \Omega_1 + \Omega_2$ 。为了运算的方便假设

$\beta_i (i=1, 2, 3)$  为实数, 这一假设并不影响最后的结果。

根据缀饰原子方法<sup>[7,8]</sup>, 把泵浦场  $E_1(\Omega_1)$  和  $E_2(\Omega_2)$  当作原子(或分子)的缀饰场, 引进四个半经典缀饰态。

$$\begin{aligned} |A\rangle &= \sin\theta \sin\varphi |1\rangle + \cos\varphi |2\rangle + \cos\theta \sin\varphi |3\rangle, \\ |B\rangle &= \cos\theta |1\rangle - \sin\theta |3\rangle, \\ |C\rangle &= \sin\theta \cos\varphi |1\rangle - \sin\varphi |2\rangle + \cos\theta \cos\varphi |3\rangle, \\ |D\rangle &= |4\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

其中:

$$\begin{aligned} \sin\theta &= \frac{\beta_1}{\sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}}, \quad \cos\theta = \frac{\beta_2}{\sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}}, \\ \sin\varphi &= \left\{ \frac{1}{2} [1 - \Delta_{21} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{-\frac{1}{2}}] \right\}^{\frac{1}{2}}, \\ \cos\varphi &= \left\{ \frac{1}{2} [1 + \Delta_{21} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{-\frac{1}{2}}] \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

为简单起见, 在(2)式中令  $T_1 = T_2 = \tau^{[6]}$ 。运用缀饰变换(3)式<sup>[7,8]</sup>, 对方程(2)进行变换, 得到图2所示的四能级缀饰原子(或分子)的密度矩阵方程:

$$\begin{aligned} \dot{P}_{AA} &= A_A - \tau^{-1} P_{AA} - i\alpha_A (P_{AD} - P_{DA}), \\ \dot{P}_{BB} &= A_B - \tau^{-1} P_{BB} - i\alpha_B (P_{BD} - P_{DB}), \\ \dot{P}_{CC} &= A_C - \tau^{-1} P_{CC} - i\alpha_C (P_{CD} - P_{DC}), \\ \dot{P}_{DD} &= A_D - \tau^{-1} P_{DD} + i\alpha_A (P_{AD} - P_{DA}) + i\alpha_B (P_{BD} - P_{DB}) + i\alpha_C (P_{CD} - P_{DC}), \\ \dot{P}_{AB} &= A_{AB} - (\tau + i\omega_{AB}) P_{AB} - i\alpha_B P_{AD} + i\alpha_A P_{DB}, \\ \dot{P}_{AC} &= A_{AC} - (\tau^{-1} + i\omega_{AC}) P_{AC} - i\alpha_C P_{AD} + i\alpha_A P_{DC}, \\ \dot{P}_{BC} &= A_{BC} - (\tau^{-1} + i\omega_{BC}) P_{BC} - i\alpha_C P_{BD} + i\alpha_B P_{DC}, \\ \dot{P}_{AD} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{AD}) P_{AD} - i\alpha_A (P_{AA} - P_{DD}) - i\alpha_B P_{AB} - i\alpha_C P_{AC}, \\ \dot{P}_{CD} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{CD}) P_{CD} + i\alpha_C (P_{CC} - P_{DD}) - i\alpha_A P_{CA} - i\alpha_B P_{CB}, \\ \dot{P}_{BD} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{BD}) P_{BD} - i\alpha_B (P_{BB} - P_{DD}) - i\alpha_A P_{BA} - i\alpha_C P_{BC}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中:

$$\begin{aligned} \omega_{AB} &= \frac{1}{2} \Delta_{21} + \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \omega_{AD} &= \frac{1}{2} \Delta_{21} + \Delta_{34} + \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \omega_{AC} &= (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \omega_{CD} &= \frac{1}{2} \Delta_{21} - \Delta_{34} + \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \omega_{BC} &= -\frac{1}{2} \Delta_{21} + \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \omega_{BD} &= \Delta_{34}, \\ A_A &= \tau^{-1} [(\rho_{11} \sin^2\theta + \rho_{33} \cos^2\theta) \sin^2\varphi + \rho_{22} \cos^2\varphi], \\ A_B &= \tau^{-1} (\rho_{11} \cos^2\theta + \rho_{33} \sin^2\theta), \\ A_C &= \tau^{-1} [(\rho_{11} \sin^2\theta + \rho_{33} \cos^2\theta) \cos^2\varphi + \rho_{22} \sin^2\varphi], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Delta_D &= \tau^{-1} \rho_{44}^i, \\ \Delta_{AB} &= \Delta_{BA} = \frac{1}{2} \tau^{-1} (\rho_{11}^i - \rho_{33}^i) \sin 2\theta \sin \varphi, \\ \Delta_{CB} &= \Delta_{BC} = \frac{1}{2} \tau^{-1} (\rho_{11}^i - \rho_{33}^i) \sin 2\theta \cos \varphi, \\ \Delta_{AC} &= \Delta_{CA} = \frac{1}{2} \tau^{-1} (\rho_{11}^i \sin^2 \theta - \rho_{22}^i + \rho_{33}^i \cos^2 \theta) \sin 2\varphi, \\ \alpha_A &= \beta_3 \cos \theta \sin \varphi, \quad \alpha_B = -\beta_3 \sin \theta, \quad \alpha_C = \beta_3 \cos \theta \cos \varphi. \end{aligned}$$

通过引进缀饰变换(3)式,把图1所示的四能级系统与三光场的相互作用转化为图2所示的四能级缀饰原子(或分子)和弱远红外场的相互作用。由于 $\alpha_A$ 、 $\alpha_B$ 和 $\alpha_C$ 正比于 $\beta_3$ ,而且比例系数是小于或等于1,因此在弱远红外场近似下,无论泵浦场多强,均可以运用微扰方法求解缀饰态的密度矩阵元方程(4)。在这里的四能级原子(或分子)指的是四能级原子(或分子)与两个泵浦场及其相互作用构成的整个系统。原来的单光子过程、喇曼过程和超喇曼过程<sup>[3]</sup>,在缀饰原子图像中全部归结为单光子过程<sup>[7]</sup>(见图2)。

### 三、远红外增益系数的解析表达式

在光泵远红外激光器中,可以近似地把四能级系统的工作看作是稳定状态,即 $\frac{\partial P_{\alpha\beta}^{(0)}}{\partial t} = 0$  ( $\alpha, \beta = A, B, C$  或  $D$ )。在稳态近似下求得方程(4)的零阶微扰和一阶微扰结果<sup>[7]</sup>为:

$$\begin{aligned} P_{\alpha\alpha}^{(0)} &= \tau \Delta \alpha \quad (\alpha = A, B, C \text{ 或 } D), \\ P_{\alpha\beta}^{(0)} &= \frac{\Delta \alpha \beta}{\tau^{-1} + i\omega \alpha \beta} \quad (\alpha \beta = AB, AC, BC), \\ \text{其它零阶微扰项} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

和

$$\begin{aligned} P_{AD}^{(1)} &= -\frac{i\alpha_A(P_{AA}^{(0)} - P_{DD}^{(0)}) + i\alpha_B P_{AB}^{(0)} + i\alpha_C P_{AC}^{(0)}}{\tau^{-1} + i\omega_{AD}}, \\ P_{CD}^{(1)} &= -\frac{i\alpha_C(P_{CC}^{(0)} - P_{DD}^{(0)}) + i\alpha_A P_{CA}^{(0)} + i\alpha_B P_{CB}^{(0)}}{\tau^{-1} + i\omega_{CD}}, \\ P_{BD}^{(1)} &= -\frac{i\alpha_B(P_{BB}^{(0)} - P_{DD}^{(0)}) + i\alpha_A P_{BA}^{(0)} + i\alpha_C P_{BC}^{(0)}}{\tau^{-1} + i\omega_{BD}}, \end{aligned} \quad (7)$$

其它一阶微扰项=0。在上两式中 $P_{\alpha\beta}^{(0)}$ 和 $P_{\alpha\beta}^{(1)}$ 分别表示方程(4)的零阶微扰和一阶微扰(相对 $\beta_3$ 而言)。

根据缀饰变换(3)式<sup>[7,8]</sup>,我们可以把矩阵元 $\tilde{\rho}_{34}$ 表示为: $P_{34} = (\sin \varphi P_{AD} + \cos \varphi P_{CD}) \cos \theta - P_{BD} \sin \theta$ 。因此图1所示的光泵四能级系统的远红外增益系数可表示为<sup>[3]</sup>:

$$\begin{aligned} G(\Omega_3) &= -\frac{2N_v \mu_{43} \omega_{34}}{v_g \epsilon_0 E_3} \text{Im}(P_{34}) \\ &= -\frac{2N_v \mu_{43} \omega_{34}}{v_g \epsilon_0 E_3} \{ \cos \theta [\sin \varphi \text{Im}(P_{AD}) + \cos \varphi \text{Im}(P_{CD})] - \sin \theta \text{Im}(P_{BD}) \}, \end{aligned} \quad (8)$$

在这里 $N_v$ 表示单位体积内工作物质的分子数, $v_g$ 是介质中的光速。

把(6)式和(7)式代入(8)式并利用(5)式,经过代数化简后立即得到:

$$G(\Omega_3) = G_0 \left\{ \cos^2 \theta \left[ \frac{(r_{13}^2 \sin^2 \theta - r_{23}^2) \cos^4 \varphi + r_{24}^2 \cos^4 \varphi}{1 + (\gamma - \Omega)^2 \tau^2} + \frac{(r_{13}^2 \sin^2 \theta - r_{23}^2) \sin^4 \varphi + r_{24}^2 \sin^2 \varphi}{1 + (\gamma + \Omega)^2 \tau^2} \right] + \sin^2 \theta \frac{r_{13}^2 \cos^2 \theta + r_{24}^2}{1 + \Delta_{34}^2 \tau^2} + R \right\}, \quad (9)$$

其中:  $G_0 = \frac{N \nu \mu_{43}^2 \omega_{34} \tau}{\epsilon_0 \hbar \nu \rho}, \quad \gamma = \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}},$

$$r_{ij}^2 = \rho_{ii}^0 - \rho_{jj}^0 (i, j = 1 \sim 4), \quad \Omega = \Delta_{34} + \frac{1}{2} \Delta_{21} = \Delta_{34} - \frac{1}{2} \Delta_{32}.$$

(9)式的第三项表明,在强泵浦场下,由于系统的 AC stark 效应,增益谱线分裂成三个共振峰,它们分别对应于系统的单光子过程、喇曼过程和超喇曼过程,相应的三个共振频率为:

$$\left. \begin{aligned} \Omega_3 &= \omega_{34} + \frac{1}{2} \Delta_{21} - \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \Omega_3 &= \omega_{34} + \frac{1}{2} \Delta_{21} + \frac{1}{2} (\Delta_{21}^2 + 4\beta_1^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}, \\ \Omega_3 &= \omega_{34}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(10)式第一式和第二式分别表示交流斯塔克频移单光子共振和喇曼共振条件,(10)式第三式则表示超喇曼共振条件。由(10)式第三式超喇曼共振条件可以看出,超喇曼散射不受 AC stark 效应的影响,即泵浦场拉比频率  $\beta_1$  和  $\beta_2$  以及泵浦失谐量  $\Delta_{21} = -\Delta_{32}$  的变化,并不能改变超喇曼增益的共振频率。而单光子或喇曼增益的共振频率则与  $\beta_1, \beta_2$  和  $\Delta_{21}$  有关,即表现出较强的 AC stark 频移。因此利用双光子共振泵浦四能级系统的超喇曼散射可以获得频率稳定的远红外激光。(9)式中的最后一项  $R$  (具体形式见附录)表示各增益峰重叠而引起的相干,在强泵浦场时, $R$  对增益的贡献很小。

#### 四、分析和讨论

下面运用(9)式和(10)式讨论几种比较典型的情况。为了讨论方便,假设  $\hbar\omega_{21}, \hbar\omega_{34} \ll KT$ , 因此  $\rho_{11}^0 \approx \rho_{22}^0, \Delta_{33}^0 \approx \rho_{44}^0$ 。

首先考虑完全共振泵浦情形,即  $\Delta_{21} = -\Delta_{32} = 0$ 。此时根据(3)式有  $\sin \varphi = \cos \varphi = \frac{\sqrt{2}}{2}$ 。

由图3可以看出,在弱泵浦场( $\beta_2 \tau = 0.1$ )时,增益谱线未出现 AC stark 分裂,随着  $\beta_1 \tau$  由零逐渐的增大,增益曲线反而逐渐下降,这种反常行为可以用第一泵浦场  $E(\Omega_1)$  (即  $\beta_1$ ) 产生的 AC stark 分裂来解释。因为在第一泵浦场  $E_1$  的作用下,能级2分裂为两个分量,分裂值正比于泵浦场的拉比频率  $\beta_1$ 。因此由能级2到能级3的吸收线也分裂为两条,它们不再与第二泵浦场  $E(\Omega_2)$  共振,从而降低了第二泵浦场的效率,导致增益系数的下降。

如果令  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ ,由图4可知,当  $\beta \tau < 1$  时,增益曲线只有一个峰,而且增益的大小随  $\beta$  的增加而增加;但是,当  $\beta \tau > 1$  时,增益曲线开始分裂成三个共振峰, $\beta$  值越大,三个峰分得也越开,即 AC stark 效应越强。

在强泵浦场下,把  $\sin \varphi = \cos \varphi = \frac{\sqrt{2}}{2}$  代入(9)式,并略去最后一项  $R$  (次要项),得到完全共振泵浦下的远红外增益为:

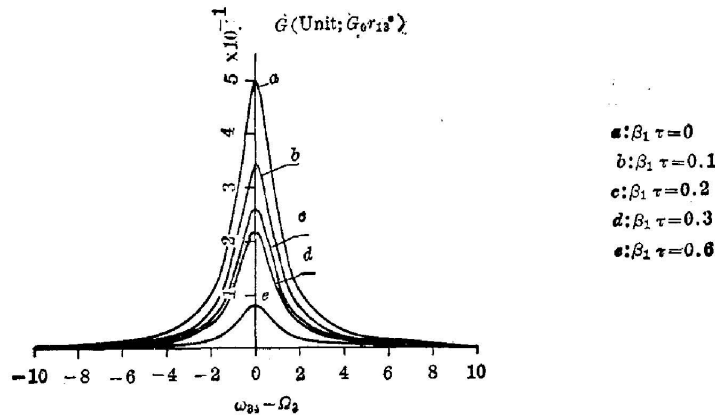


Fig. 3 Dependence of system gain coefficients on pumping Rabi frequency  $\beta_1$  when weakly pumped

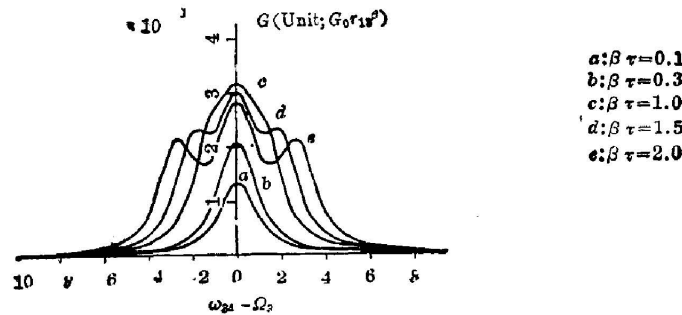


Fig. 4 A-C stark splitting of gain spectrum when  $\Delta_{21}=0$  and  $\beta_1=\beta_2=\beta$

$$G(\Omega_2) = G_0 r_{13}^2 \left\{ \frac{1}{4} \cos^2 \theta (1 + \sin^2 \theta) \left[ \frac{1}{1 + (\gamma_A - \Delta_{24})^2 \tau^2} + \frac{1}{1 + (\gamma_A + \Delta_{24})^2 \tau^2} \right] + \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{1 + \Delta_{24}^2 \tau^2} \right\} \quad (11)$$

其中:  $\gamma_A = (\beta_1^2 + \beta_2^2)^{\frac{1}{2}}$ 。(11)式表明,在强泵浦场时,系统的单光子增益和喇曼增益对称地分布在超喇曼增益的两侧,此时三个增益峰分别处在  $\Delta_{24} = \pm \sqrt{\beta_1^2 + \beta_2^2}$  和  $\Delta_{24} = 0$ 。左右两边增益峰的峰值由  $\cos^2 \theta (1 + \sin^2 \theta)$  决定,因此随着  $\beta_1$  的增加,峰值的大小随之递减,而且由于 A-C stark 效应,两个峰愈来愈向两旁移动。超喇曼增益的峰值由  $\sin^2 \theta \cos^2 \theta$  决定,因此  $\beta_1 = \beta_2$  时,超喇曼增益取得最大值。其结果正如图 5 所示,当  $\beta_1 < \beta_2$  时,超喇曼增益随  $\beta_1$  的增大而增大;当  $\beta_1 > \beta_2$  时,超喇曼增益则随  $\beta_1$  的增大而减小。在  $\beta_1 = \beta_2$  时,超喇曼增益最大。

现在讨论双光子共振泵浦情形(即  $\Delta_{21} = -\Delta_{32} \neq 0$ )。假设  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ , 此时有  $\sin \theta = \cos \theta = \frac{\sqrt{2}}{2}$ , 在强泵浦场时, (9) 式的前三项可表示为:

$$G(\Omega_2) = \frac{1}{2} G_0 r_{13}^2 \left[ \frac{\cos^2 \varphi \left(1 - \frac{1}{2} \cos^2 \varphi\right)}{1 + (\gamma - \Omega)^2 \tau^2} + \frac{\sin^2 \varphi \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi\right)}{1 + (\gamma + \Omega)^2 \tau^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \Delta_{31}^2 \tau^2} \right] \quad (12)$$

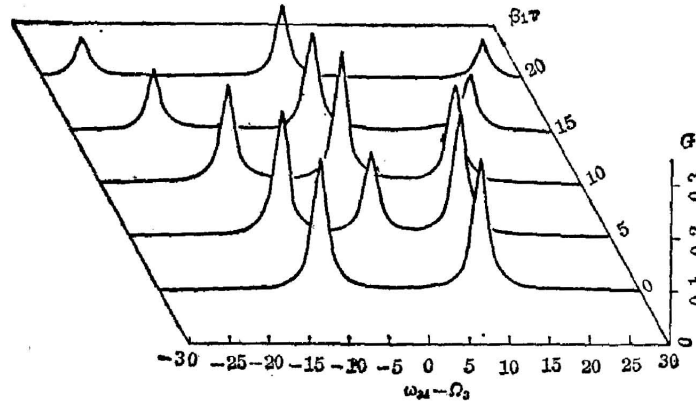


Fig. 5 Dependence of system gain coefficients on pumping Rabi frequency  $\beta_1$  when strongly pumped

由于  $\sin \varphi$  和  $\cos \varphi$  的值与泵浦场对能级 2 的失谐量  $\Delta_{21}$  (即  $-\Delta_{32}$ ) 有关, 因此  $\Delta_{21} \neq 0$  时, 单光子增益和喇曼增益是不相等的。图 6 表明, 当  $\Delta_{21} < 0$  (即  $\Delta_{32} > 0$ ) 时, 左边的增益峰大于右边的增益峰,  $|\Delta_{21}|$  的值越大, 两者相差也越大, 因此增益曲线是不对称的。  $\Delta_{21} > 0$  的情况与之相反。但是, 无论  $\Delta_{21}$  取什么值, 超喇曼增益的大小以及共振频率均不受影响, 因此受激超喇曼散射有可能产生频率稳定的远红外激光。

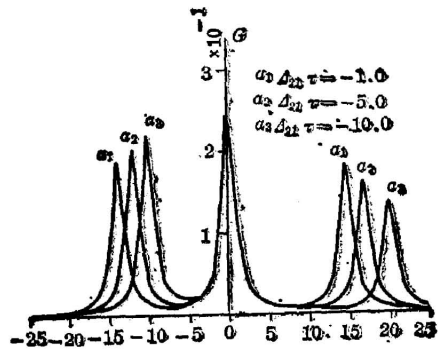


Fig. 6 Dependence of system gain  $G$  on pumping detuning  $\Delta_{21}$  when strongly pumped ( $\beta_1\tau = \beta_2\tau = 10.0$ )

在图 1 所示的双光子共振泵浦四能级系统的跃迁过程中, 如果不存在第一泵浦场, 问题就归结为三能级系统与两个激光场的相互作用。令  $\beta_1 = 0$ , 根据 (3) 式有:

$$\sin \theta = 0, \quad \sin \varphi = \left\{ \frac{1}{2} [1 + \Delta_{32} (\Delta_{32}^2 + 4\beta_2^2)^{-\frac{1}{2}}] \right\}^{\frac{1}{2}},$$

$$\cos \theta = 1, \quad \cos \varphi = \left\{ \frac{1}{2} [1 - \Delta_{32} (\Delta_{32}^2 + 4\beta_2^2)^{-\frac{1}{2}}] \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

把上式代入 (9) 式, 立即得到光泵三能级系统的小信号增益为:

$$G(\Omega_0) = \frac{1}{4} G_{or23}^0 \frac{\beta_2^2}{\gamma_c^2} \left\{ \frac{1}{1 + (\gamma_0 - \Omega)^2 \tau^2} + \frac{1}{1 + (\gamma_0 + \Omega)^2 \tau^2} + \frac{2(\gamma_0^2 - \Omega^2) \tau^2 (1 + 2\gamma_0^2 \tau^2) - 2}{(1 + 4\gamma_0^2 \tau^2) [1 + (\gamma_0 - \Omega)^2 \tau^2] [1 + (\gamma_0 + \Omega)^2 \tau^2]} \right\},$$

其中:  $\gamma_c = \frac{1}{2} (\Delta_{32}^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}$ 。上式表明, 在强泵浦场 ( $\beta_2\tau > 1$ ) 时, 三能级系统的远红外增益谱线分裂成两个峰, 相应的两个共振条件为  $\Delta_{34} = \frac{1}{2} \Delta_{32} \pm \frac{1}{2} (\Delta_{32}^2 + 4\beta_2^2)^{\frac{1}{2}}$ 。上式与 R. L. Panock 和 R. J. Temkim 1977 年所报道的结果一样<sup>[6]</sup>。这也说明了本文中的缀饰原子方

法以及主要结果是正确的。文献[6]对光泵三能级系统做了较详细的讨论,在此就不再加以论叙了。

## 五、结 论

以上我们对双光子共振泵浦四能级系统的远红外增益特性和谱线的 AC stark 分裂进行了分析和讨论,结果表明:

(1) 远红外增益谱线一般由三个共振峰组成,它们分别对应于系统的单光子过程、喇曼过程和超喇曼过程;

(2) 当泵浦场的拉比频率  $\beta_1$  和  $\beta_2$  相等时,四能级系统的超喇曼增益取最大值,而且能够超过单光子增益和喇曼增益;

(3) 双光子共振泵浦四能级系统的受激超喇曼散射不受 AC stark 效应的影响,因此有可能产生频率稳定的远红外激光;

(4) 如果不存在第一泵浦场( $\beta_1=0$ ),从本文立即得到光泵三能级系统的远红外小信号增益。

## 附 录 (Appendix)

远红外增益系数解析表达式(9)中的最后一项  $B$  的具体形式为:

$$B = -\frac{1}{4}(\tau_{13}^2 \sin^2 \theta - \tau_{23}^2) \sin^2 2\varphi \cos^2 \theta \frac{2(\gamma^2 - \Omega^2)\tau^2(1+2\gamma^2\tau^2) - 2}{(1+4\gamma^2\tau^2)[1+(\gamma-\Omega)^2\tau^2][1+(\gamma+\Omega)^2\tau^2]} \\ - \frac{1}{4} \tau_{13}^2 \sin 2\theta \left\{ \sin^2 \varphi \frac{\Delta_{34}(\Omega+\gamma)\tau^2 + \left[2 + \left(\gamma + \frac{1}{2}\Delta_{21}\right)^2\tau^2\right] + 2}{(1+\Delta_{34}^2\tau^2) \left[1 + \left(\gamma + \frac{1}{2}\Delta_{21}\right)^2\tau^2\right] [1+(\gamma+\Omega)^2\tau^2]} \right. \\ \left. + \cos^2 \varphi \frac{\Delta_{34}(\Omega-\gamma)\tau^2 \left[2 + \left(\gamma - \frac{1}{2}\Delta_{21}\right)^2\tau^2\right] + 2}{(1+\Delta_{34}^2\tau^2) \left[1 + \left(\gamma - \frac{1}{2}\Delta_{21}\right)^2\tau^2\right] [1+(\gamma-\Omega)^2\tau^2]} \right\}.$$

## 参 考 文 献

- [1] G. D. Willenber, C. O. Weiss; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**, No. 2 (Jul), 133.
- [2] G. D. Willenber; *Opt. Lett.*, 1981, **6**, No. 8 (Aug), 372.
- [3] D. J. Kim *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **QE-16**, No. 3 (Mar), 300.
- [4] G. D. Willenber *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 12 (Dec), 2060.
- [5] S. J. Penchowski *et al.*; *Phys. Rev.*, 1979, **A20**, No. 1 (Jan), 529.
- [6] R. L. Panock *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1977, **QE-13**, No. 6 (Jun), 425.
- [7] P. R. Benman *et al.*; *Phys. Rev.*, 1982, **A25**, No. 5 (May), 2667.
- [8] Ning Lu *et al.*; *Phys. Rev.*, 1986, **A33**, No. 6 (Jun), 3956.



## Single-photon Raman and super-Raman processes in two-photon resonantly pumped four-level system

WANG CHANGXIN, FU ENSHENG AND WANG RUNWEN

*(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)*

(Received 25 September 1986; revised 30 December 1986)

### Abstract

In this paper, the dressed-atom approach is successfully used to derive the analytic solution of FIR gain coefficient for two-photon resonantly pumped four-level system. The gain characteristics and AC stark effect of the system are discussed in detail. It is theoretically proved that the stimulated super-Raman process can lead to high power and frequency stable FIR lasers.

**Key Words:** single-photon process; Raman process; super-Raman process.