

# 远红外可调谐喇曼激光器理论

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

本文用缀饰原子方法解出四能级系统远红外激光增益系数的解析表达式。结果表明,远红外增益谱一般由四个共振峰组成,取合适的失谐量,可能得到两个正的增益极大,并分别对应于喇曼增益和线中心增益。

关键词: 远红外激光器,可调谐激光器,喇曼激光器理论。

## 一、引 言

众所周知,运用激光泵浦技术可以在不同的光频谱区域(从紫外直至远红外),产生可调谐的相干辐射。迄今为止,这种光泵技术仍然是产生可调谐远红外激光最有效的方法。因此,光泵远红外激光器的动力学过程一直是该研究领域令人感兴趣的研究课题。

光泵远红外激光器的最基本工作原理可以用三能级系统与两个激光场的相互作用来描述<sup>[1]</sup>。但是,三能级系统是一个比较粗糙的近似,只适用于较小的泵浦失谐量(小于5 GHz)情形。近年来利用大失谐量(达30 GHz)泵浦产生可调谐远红外激光取得了很大进展<sup>[2~4]</sup>,促使我们必须考虑图1所示的四能级系统与两个激光场相互作用的双喇曼过程(double Raman process)。由于D. G. Biron等人<sup>[5]</sup>(1981)在处理过程中,做了过多的简化假设,使结果不够精确,而且在两个共振点附近趋于发散,他们还略去了泵浦场的AC Stark效应引起的调谐曲线的非线性以及系统的单光子吸收和双光子吸收引起增益曲线的局部压缩等重要效应。文献[5]运用信号流图方法研究了这些问题,但是所得到的结果用来分析光泵激光器还是不方便的,尤其是非线性调谐曲线要通过比较复杂的数值计算才能得到。本文运用缀饰原子方法(dressed-atom approach)<sup>[6]</sup>处理四能级系统与两个激光场的相互作用问题,用所得的结果来分析光泵激光器的各动力学过程就比较方便而且物理图象清晰。此外我们还得到了重要新结果——非线性调谐曲线方程,为分析光泵远红外激光器的调谐特性提供了方便。

## 二、缀饰态的密度矩阵运动方程

考虑图1所示的四能级系统与两个激光场 $E_p(\omega_p)$ 和 $E_s(\omega_s)$ 相互作用的跃迁过程。假设远红外场是个弱场,且 $\mu_{41} = \mu_{32} = 0$ 。

令:

收稿日期: 1986年11月28日

$$E(t) = \frac{1}{2} E_p \exp[i(\omega_p t + \varphi_p)] + \frac{1}{2} E_s \exp[i(\omega_s t + \varphi_s)] + c.c.$$

$$\begin{aligned} \rho_{21} &= P_{21} \exp(-i\omega_s t), \\ \rho_{31} &= P_{31} \exp(-i\omega_p t), \\ \rho_{32} &= P_{32} \exp[-i(\omega_p - \omega_s)t], \\ \rho_{43} &= P_{43} \exp(-i\omega_s t), \\ \rho_{42} &= P_{42} \exp(-i\omega_p t), \\ \rho_{41} &= P_{41} \exp[-i(\omega_p + \omega_s)t]. \end{aligned}$$

在旋波近似下, 四能级系统的约化密度矩阵方程可表示为<sup>[3, 6]</sup>:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = (i\hbar)^{-1} [H, P] + \dot{P}_{rel} + A \quad (1)$$

$$\text{其中: } H = \hbar \begin{bmatrix} -\delta_s & -\beta_{12} & -\beta_{13} & 0 \\ -\beta_{21} & 0 & 0 & -\beta_{24} \\ -\beta_{31} & 0 & \delta_{p1} - \delta_s & -\beta_{34} \\ 0 & -\beta_{42} & -\beta_{43} & \delta_{p2} \end{bmatrix}$$

$$\delta_s = \omega_{21} - \omega_s, \quad \delta_{p1} = \omega_{31} - \omega_p, \quad \delta_{p2} = \omega_{42} - \omega_p$$

$$\beta_{12} = \frac{\mu_{12} E_s}{2\hbar}, \quad \beta_{34} = \frac{\mu_{34} E_s}{2\hbar}, \quad \beta_{13} = \frac{\mu_{13} E_p}{2\hbar}, \quad \beta_{24} = \frac{\mu_{24} E_p}{2\hbar}.$$

在脉冲光泵激光器中, 可假设  $\tau_{ij} = \tau_{ii} = \tau^{[1, 8]}$ , 因此有<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} (\dot{P}_{rel})_{ij} &= -\tau^{-1} P_{ij}, \\ A_{ij} &= A_i \delta_{ij} (A_i = \rho_{ii}^0 / \tau). \end{aligned} \quad (2)$$

$\rho_{ii}^0 (i=1 \sim 4)$  表示系统处于热平衡时  $\rho_{ii}$  的值。为了简化问题, 可假设  $\beta_{13} = \beta_{24} = \beta_p$  和  $\beta_{12} = \beta_{34} = \beta_s$ <sup>[3, 6]</sup>。

在光泵激光器中, 泵浦场往往是很强的, 因此把泵浦场作为缀饰场是合适的, 引进四个半经典缀饰态为<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} |A\rangle &= \cos \theta_1 |11\rangle - \sin \theta_1 |13\rangle, & |B\rangle &= \cos \theta_2 |12\rangle - \sin \theta_2 |14\rangle, \\ |C\rangle &= \sin \theta_1 |11\rangle + \cos \theta_1 |13\rangle, & |D\rangle &= \sin \theta_2 |12\rangle + \cos \theta_2 |14\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

其中:

$$\begin{aligned} \sin \theta_i &= \left\{ \frac{1}{2} [1 + \delta_{pi} (\delta_{pi}^2 + 4\beta_p^2)^{-1/2}] \right\}^{1/2}, \\ \cos \theta_i &= \left\{ \frac{1}{2} [1 - \delta_{pi} (\delta_{pi}^2 + 4\beta_p^2)^{-1/2}] \right\}^{1/2}, \quad (i=1, 2), \end{aligned}$$

根据文献[6]中的变换规则对方程(1)进行变换, 得到了缀饰态的密度矩阵方程(表示成矩阵元形式)为:

$$\begin{aligned} \dot{P}_{AA} &= A_A - \tau^{-1} P_{AA} + 2\beta_s \alpha_1 \text{Im}(P_{AB}) - 2\beta_s \alpha_2 \text{Im}(P_{AD}), \\ \dot{P}_{BB} &= A_B - \tau^{-1} P_{BB} - 2\beta_s \alpha_1 \text{Im}(P_{AB}) = 2\beta_s \alpha_2 \text{Im}(P_{BC}), \\ \dot{P}_{CC} &= A_C - \tau^{-1} P_{CC} + 2\beta_s \alpha_1 \text{Im}(P_{CD}) - 2\beta_s \alpha_2 \text{Im}(P_{BC}), \\ \dot{P}_{DD} &= A_D - \tau^{-1} P_{DD} - 2\beta_s \alpha_1 \text{Im}(P_{CD}) + 2\beta_s \alpha_2 \text{Im}(P_{AD}), \end{aligned}$$

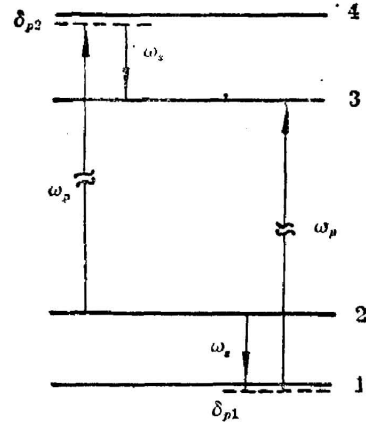


Fig. 1 Four-level system interacting with two laser fields

$$\begin{aligned}
\dot{P}_{AC} &= A_{AO} - (\tau^{-1} + i\omega_{AC})P_{AC} - i\beta_s\alpha_1(P_{AD} - P_{BC}) - i\beta_s\alpha_2(P_{AB} + P_{DC}), \\
\dot{P}_{BD} &= A_{BD} - (\tau^{-1} + i\omega_{BD})P_{BD} + i\beta_s\alpha_1(P_{AD} - P_{BC}) + i\beta_s\alpha_2(P_{BA} + P_{CD}), \\
\dot{P}_{AB} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{AB})P_{AB} - i\beta_s\alpha_1(P_{AA} - P_{BB}) - i\beta_s\alpha_2P_{AC} - i\beta_s\alpha_2P_{DB}, \\
\dot{P}_{CD} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{CD})P_{CD} - i\beta_s\alpha_1(P_{CC} - P_{DD}) + i\beta_s\alpha_2P_{CA} + i\beta_s\alpha_2P_{BD}, \\
\dot{P}_{AD} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{AD})P_{AD} + i\beta_s\alpha_2(P_{AA} - P_{DD}) - i\beta_s\alpha_1P_{AO} + i\beta_s\alpha_1P_{BD}, \\
\dot{P}_{CB} &= -(\tau^{-1} + i\omega_{CB})P_{CB} - i\beta_s\alpha_2(P_{CC} - P_{DD}) - i\beta_s\alpha_1P_{CA} + i\beta_s\alpha_1P_{DB}, \\
P_{\alpha\beta} &= P_{\beta\alpha}^*
\end{aligned} \tag{4}$$

在这里

$$\begin{aligned}
A_A &= \tau^{-1}(\rho_{11}^0 \cos^2 \theta_1 + \beta_{33}^0 \sin^2 \theta_1), & A_B &= \tau^{-1}(\rho_{22}^0 \cos^2 \theta_2 + \rho_{44}^0 \sin^2 \theta_2), \\
A_C &= \tau^{-1}(\rho_{11}^0 \sin^2 \theta_1 + \rho_{33}^0 \cos^2 \theta_1), & A_D &= \tau^{-1}(\rho_{22}^0 \sin^2 \theta_2 + \rho_{44}^0 \cos^2 \theta_2), \\
A_{AC} &= A_{CA} = \frac{1}{2}(\rho_{11}^0 - \rho_{33}^0) \sin 2\theta_1, & A_{BD} &= A_{DB} = \frac{1}{2}(\rho_{22}^0 - \rho_{44}^0) \sin 2\theta_2, \\
\omega_{AB} &= -\delta_s - \frac{1}{2}\Omega + \frac{1}{2}(\delta_{p1}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}(\delta_{p2}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, \\
\omega_{CD} &= -\delta_s - \frac{1}{2}\Omega - \frac{1}{2}(\delta_{p1}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}(\delta_{p2}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, \\
\omega_{AD} &= -\delta_s - \frac{1}{2}\Omega + \frac{1}{2}(\delta_{p1}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}(\delta_{p2}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, \\
\omega_{CB} &= -\delta_s - \frac{1}{2}\Omega - \frac{1}{2}(\delta_{p1}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}(\delta_{p2}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, \\
\omega_{AC} &= (\delta_{p1}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, & \omega_{BD} &= (\delta_{p2}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, \\
\alpha_1 &= \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \cos \theta_2, & \alpha_2 &= \sin \theta_1 \cos \theta_2 - \cos \theta_1 \sin \theta_2,
\end{aligned} \tag{5}$$

其中:

$$\Omega = \omega_{43} - \omega_{21} = \omega_{42} - \omega_{31}.$$

在弱远红外场 ( $\beta_s\tau \ll 1$ ) 限制下, 可以把方程(4)中的  $\beta_s\alpha_1$  和  $\beta_s\alpha_2$  ( $\alpha_1, \alpha_2 \leq 1$ ) 当作微扰。由于光泵激光器的工作可以近似地认为是处于稳定状态<sup>[1, 3]</sup>, 即  $\frac{\partial P_{\alpha\beta}}{\partial t} = 0$  ( $\alpha, \beta = A, B, C, D$ )。在稳态下求得方程(4)的零阶微扰为<sup>[3]</sup>:

$$P_{\alpha\beta}^{(0)} = \tau A_\alpha (\alpha = A, B, C, D), \quad P_{\alpha\beta}^{(0)} = \frac{A_{\alpha\beta}}{\tau^{-1} + i\omega_{\alpha\beta}} (\alpha\beta = AC, BD), \tag{6}$$

其它零阶微扰项 = 0。

一阶微扰为:

$$\begin{aligned}
P_{AB}^{(1)} &= \frac{-i\beta_s\alpha_1(P_{AA}^{(0)} - P_{BB}^{(0)}) - i\beta_s\alpha_2(P_{AC}^{(0)} - P_{DB}^{(0)})}{\tau^{-1} + i\omega_{AB}}, \\
P_{CD}^{(1)} &= \frac{-i\beta_s\alpha_1(P_{CC}^{(0)} - P_{DD}^{(0)}) + i\beta_s\alpha_2(P_{CA}^{(0)} - P_{BD}^{(0)})}{\tau^{-1} + i\omega_{CD}}, \\
P_{AD}^{(1)} &= \frac{i\beta_s\alpha_2(P_{AA}^{(0)} - P_{DD}^{(0)}) - i\beta_s\alpha_1(P_{AC}^{(0)} - P_{BD}^{(0)})}{\tau^{-1} + i\omega_{AD}}, \\
P_{CB}^{(1)} &= \frac{-i\beta_s\alpha_2(P_{CC}^{(0)} - P_{DD}^{(0)}) - i\beta_s\alpha_1(P_{CA}^{(0)} - P_{DB}^{(0)})}{\tau^{-1} + i\omega_{CB}}
\end{aligned} \tag{7}$$

其它一阶微扰项 = 0

### 三、远红外增益特性和非线性调谐曲线方程

四能级系统的约化密度矩阵  $P$  和缀饰态密度矩阵  $P_D$  之间的变换关系为:

$$P = T^{-1} P_D T.$$

$T$  是一个  $4 \times 4$  么正变换方阵, 它由方程 (3) 决定<sup>[6]</sup>, 根据上式很容易求得:

$$P_{12} + P_{34} = \alpha_1 (P_{AB} + P_{CD}) + \alpha_2 (P_{CB} - P_{AD}). \quad (8)$$

因此图 1 所示的四能级系统的远红外增益可表示为<sup>[3, 5]</sup>:

$$\begin{aligned} G(\omega_s) &= \frac{2N_v \mu_s^2 \omega_s}{\epsilon_0 \eta c \hbar \beta_s} \operatorname{Im}(P_{12} + P_{34}) \\ &= \frac{2N_v \mu_s^2 \omega_s}{\epsilon_0 \eta c \hbar \beta_s} \operatorname{Im}[\alpha_1 (P_{AB} + P_{CD}) + \alpha_2 (P_{CB} - P_{AD})], \end{aligned} \quad (9)$$

$N_v$  表示单位体积内工作气体的分子数,  $\eta = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$ . 把 (7) 式代入 (9) 式, 并利用 (5)、(6) 两式, 经过代数化简得到远红外场的小信号增益为:

$$\begin{aligned} G(\omega_s) &= -G_0 \left[ \frac{\alpha_1^2 (r_{13}^0 \sin^2 \theta_1 - r_{24}^0 \sin^2 \theta_2 + r_{34}^0)}{1 + \left(-\delta_s - \frac{1}{2} \Omega - \gamma_1 + \gamma_2\right)^2 \tau^2} + \frac{\alpha_1^2 (r_{13}^0 \cos^2 \theta_1 - r_{24}^0 \cos^2 \theta_2 + r_{34}^0)}{1 + \left(-\delta_s - \frac{1}{2} \Omega + \gamma_1 - \gamma_2\right)^2 \tau^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha_2^2 (r_{13}^0 \sin^2 \theta_1 - r_{24}^0 \cos^2 \theta_2 + r_{34}^0)}{1 + \left(-\delta_s - \frac{1}{2} \Omega - \gamma_1 - \gamma_2\right)^2 \tau^2} + \frac{\alpha_2^2 (r_{13}^0 \cos^2 \theta_1 - r_{24}^0 \sin^2 \theta_2 + r_{34}^0)}{1 + \left(-\delta_s - \frac{1}{2} \Omega + \gamma_1 + \gamma_2\right)^2 \tau^2} + R \right], \end{aligned} \quad (10)$$

其中:

$$\begin{aligned} G_0 &= \frac{2N_v \mu_s^2 \omega_s \tau}{\epsilon_0 \eta c \hbar}, \quad r_{ij}^0 = \rho_{ii}^0 - \rho_{jj}^0, \quad (i, j = 1, 2, 3, 4), \\ \gamma_1 &= \frac{1}{2} (\delta_{p1}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \gamma_2 = \frac{1}{2} (\delta_{p2}^2 + 4\beta_p^2)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

(10) 式的前四项直观地表明, 远红外增益谱线一般由四个共振峰组成。由图 2 可知, 当泵浦场的失谐量取某些值时, 有可能获得两个正的增益极大, 它们分别对应于四能级系统的喇曼增益和线中心增益。如果  $\omega_p$  接近  $\omega_{21}$  (如  $\delta_{p1}\tau = 0, -20, -50$ ), 远红外发射频率比较靠近  $\omega_{21}$ ; 如果  $\omega_p$  接近  $\omega_{42}$  (如  $\delta_{p1}\tau = -600, -580, -550$ ), 远红外发射频率则比较靠近  $\omega_{43}$ 。因此通过改变泵浦场频率  $\omega_p$ ,  $\omega_{21}$  和  $\omega_{43}$  附近的可调谐远红外辐射相互交替补充, 扩大远红外激光的调谐范围。

如果  $\delta_{p1} = -\frac{1}{2} \Omega$ , 则有  $\gamma_1 = \gamma_2$ , (10) 式中第一项和第二

项合并为一项, 增益谱线退化为三个负共振峰结构 (如图 2 中  $\delta_{p1}\tau = -300$ ), 这一现象可以用双光子吸收和喇曼跃迁之间的相互竞争效应来解释 (详见后面)。(10) 式中的最后一项  $R$  (见附录) 表示各共振峰之间量子力学相干, 我们对  $R$  进行了数值分析, 结果表明在强泵浦场 ( $\beta_p \tau \gg 1$ ) 时,  $R$  对增益的贡献比前面四项小两个数量级以上。在脉冲光泵远红外激光器实验中, 典型的泵浦强度为  $\beta_p \tau = 15 \sim 60$ <sup>[3]</sup>, 在这种情况下, 远红外增益 (10) 式的前四项就是

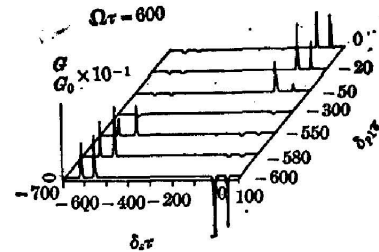


Fig. 2 The negative gain peaks except  $\delta_{p1}\tau = -600$  are labeled

一个非常好的近似结果,可以很方便地用来进行各种数值分析。

由(10)式很容易得到四个共振峰的位置为:

$$\delta_s \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau - \frac{1}{2} (\delta_{p1}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} (\delta_{p2}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (11a)$$

$$\delta_s \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau + \frac{1}{2} (\delta_{p1}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} (\delta_{p2}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (11b)$$

$$\delta_s \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau - \frac{1}{2} (\delta_{p1}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2} (\delta_{p2}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}, \quad (11c)$$

$$\delta_s \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau + \frac{1}{2} (\delta_{p1}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} (\delta_{p2}^2 \tau^2 + 4 \beta_p^2 \tau^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (11d)$$

与三能级系统的两个共振条件<sup>[1]</sup>相比较,四能级系统的共振条件(11a)~(11d)要更复杂些。对于泵浦场的 R 支跃迁( $\Omega > 0$ ),方程(11a)表示 AC stark 频移喇曼共振,而方程(11c)表示 AC stark 频移双光子吸收共振。如果 $|\delta_{p1}|, |\delta_{p2}| \gg \beta_p$ ,取 $\delta_{p1}$ 为负, $\delta_{p2}$ 为正,由方程(11a)、(11b)略去泵浦场的 AC stark 效应,分别得到 $\omega_{32} = \omega_p - \omega_s$ 和 $\omega_{41} = \omega_p + \omega_s$ ,这就是人们熟知的无 AC stark 频移喇曼共振和双光子吸收共振条件。如果取 $\delta_{p1}$ 为正(或 $\delta_{p2}$ 为负),当 $|\delta_{p1}|$ (或 $|\delta_{p2}|$ )还比较小时,原来在 $R(J)$ 上的泵浦跃迁就转换到 $R(J+1)$ [或 $R(J-1)$ ]上

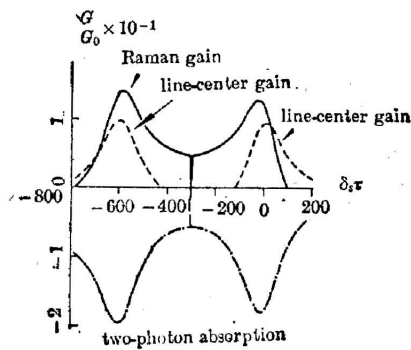


Fig. 3 Raman gain, line-center gain and two-photon absorption curve ( $\Omega \tau = 600, \beta_p \tau = 55$ )

去<sup>[3]</sup>,无法满足 $|\delta_{p1}|, |\delta_{p2}| \gg \beta_p$ ,因此只能在 $\delta_{p1}$ 为负、 $\delta_{p2}$ 为正时,才能推导出无 AC stark 效应的喇曼共振和双光子吸收共振条件。方程(11c)和(11d)表示 AC stark 频移线中心共振,与前面类似,略去 AC stark 效应后,由(11c)和(11d)分别得到 $\omega_s = \omega_{43}$ 和 $\omega_s = \omega_{21}$ ,即远红外发射频率确实是处在中心频率 $\omega_{43}$ 或 $\omega_{21}$ 附近。因此把满足共振条件(11c)或(11d)的远红外增益称为线中心增益。

把四个共振条件(11a)~(11d)分别代入(10)式,很容易得到图3所示的喇曼增益(实线),线中心增益(虚线)和双光子吸收曲线(点画线)。由于四能级系统中振动基态(1→2)和激发态(3→4)的单光子吸收,导致了

了在 $\delta_{p1} = 0$ 的喇曼增益稍小于 $\delta_{p2} = 0$ 处的喇曼增益<sup>[3]</sup>。如果 $\delta_{p1} \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau$ ,运用关系式 $\delta_{p2} = \delta_{p1} + \Omega$ ,方程(11a)和(11b)同时变成为 $\delta_s \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau$ ,这意味着系统中的喇曼跃迁和双光子吸收处于相同的共振条件下,从而导致了喇曼增益的急剧下降,在 $\delta_{p1} \tau = -\frac{1}{2} \Omega \tau$ 处产生一个非常窄的凹陷;同时双光子吸收曲线也出现类似的现象,但是凹陷方向与喇曼增益相反。

对于泵浦场的 P 支或 Q 支跃迁( $\Omega < 0$ )<sup>[3]</sup>,方程(11a)变为 AC stark 频移双光子吸收共振;而方程(11b)则表示 AC stark 频移喇曼共振。方程(11c)和(11d)仍然表示 AC stark 频移线中心共振。如果要过渡到无 AC stark 效应情形,必须取 $\delta_{p1}$ 为正, $\delta_{p2}$ 为负,才能满足 $|\delta_{p1}|, |\delta_{p2}| \gg \beta_p$ ,这一点与 $\Omega > 0$ 时不同。远红外增益特性可类似于 $Q > 0$ 情形进行讨论,

在此就不再重复了。

当远红外增益  $G$  取正的峰值(极大)时, 信号场失谐量随泵浦场失谐量变化的关系曲线称为调谐曲线。文献[2]略去了泵浦场的 AC stark 效应, 得到了线性调谐曲线, 但只适用于  $|\delta_{p1}|, |\delta_{p2}| \gg \beta_p$  情形。文献[5]通过数值计算得到了一组非线性调谐曲线。实际上, 当  $\Omega > 0$  时, 由方程(11a)、(11c)和(11d)可直接得到非线性调谐曲线如图 4 所示。由图 4 可知, 泵浦场越强 ( $\beta_p \tau$  越大), 调谐曲线在  $\delta_{p1} \tau = 0$  和  $\delta_{p2} \tau = 0$  处的间断区也越大, 调谐曲线的非线性特性越显著。当  $\Omega < 0$  时, 由方程(11b)~(11d)直接给出非线性调谐曲线。因此把方程(11a)~(11d)称为非线性调谐曲线方程, 泵浦场的  $R$  支  $P$  支或  $Q$  支跃迁的调谐曲线及其特性均能简便地用这些非线性方程来描述。

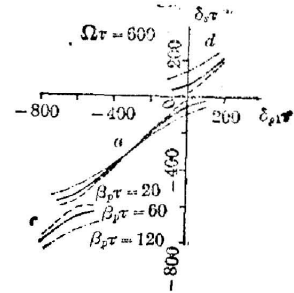


Fig. 4 Nonlinear frequency-tuning curves.

#### 四、小 结

本文运用缀饰原子法成功地求出了四能级系统的远红外增益系数, 首先给出了完整的远红外增益谱, 结果与三能级系统不同, 四能级系统的增益谱一般由四个共振峰组成。这是由于在四能级系统中, 既存在单光子发射和喇曼跃迁(能级 2→能级 4→能级 3 和能级 2→能级 1→能级 3), 也存在单光子吸收和双光子吸收(能级 1→能级 2→能级 4 和能级 1→能级 3→能级 4), 它们在不同条件下相互竞争, 此强彼弱, 从而导致远红外增益谱既有正的共振峰, 也有负的共振峰(即吸收)。

我们还得到了用其它方法难以得到的非线性调谐曲线方程, 为描述光泵远红外激光器的调谐特性提供了依据。此外, 我们运用不同的共振条件将喇曼增益、线中心增益和双光子吸收区分开来, 物理图象清晰。本文的结果用于光泵激光器的数值分析也是很方便的。

附录:

远红外增益系数(10)式中的最后一项  $R$  的具体形式由下式给出:

$$R = \frac{2\alpha_1 \alpha_2 r_{13}^0 \sin 2\theta_1 \left( \delta_s + \frac{1}{2} \Omega \right) \left\{ \gamma_2 - 2\gamma_1 + \gamma_1 \left[ (\gamma_1 - \gamma_2)^2 - \left( \delta_s + \frac{1}{2} \Omega \right)^2 \right] \tau^2 \right\} \tau}{(1 + 4\gamma_1^2 \tau^2) \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2} \Omega - \gamma_1 + \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right] \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2} \Omega + \gamma_1 - \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right]}$$

$$- \frac{2\alpha_1 \alpha_2 r_{24}^0 \sin 2\theta_2 \left( \delta_s + \frac{1}{2} \Omega \right) \left\{ 2\gamma_2 - \gamma_1 + \gamma_2 \left[ \left( \delta_s + \frac{1}{2} \Omega \right)^2 - (\gamma_1 - \gamma_2)^2 \right] \tau^2 \right\} \tau}{(1 + 4\gamma_2^2 \tau^2) \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2} \Omega - \gamma_1 + \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right] \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2} \Omega + \gamma_1 - \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right]}$$

$$+ \frac{2\alpha_1 \alpha_2 r_{13}^0 \sin 2\theta_1 \left( \delta_s + \frac{1}{2} \Omega \right) \left\{ 2\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_1 \left[ \left( \delta_s + \frac{1}{2} \Omega \right)^2 - (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \right] \tau^2 \right\} \tau}{(1 + 4\gamma_1^2 \tau^2) \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2} \Omega - \gamma_1 - \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right] \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2} \Omega + \gamma_1 + \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right]}$$

$$\frac{2\alpha_1\alpha_2r_{24}^0 \sin 2\theta_2 \left(\delta_s + \frac{1}{2}\Omega\right) \left\{ -\gamma_1 - 2\gamma_2 + \gamma_2 \left[ (\gamma_1 + \gamma_2)^2 - \left(\delta_s + \frac{1}{2}\Omega\right)^2 \right] \tau^2 \right\} \tau}{(1 + 4\gamma_2^2\tau^2) \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2}\Omega - \gamma_1 - \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right] \left[ 1 + \left( -\delta_s - \frac{1}{2}\Omega + \gamma_1 + \gamma_2 \right)^2 \tau^2 \right]^0}$$

## 参 考 文 献

- [1] R. L. Panock *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1977, **QE-13**, No. 6 (Jun), 450.  
 [2] DDG. Biron *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-11**, No. 10 (Oct), 2146.  
 [3] B. G. Danly *et al.*; *Infrared and Millimeter*, 1984, **12**, (Academic Press, New York), 195.  
 [4] A. De Martino *et al.*; *Opt. Commun.*, 1978, **27**, No. 3 (Dec), 262.  
 [5] 林贻堃等;《光学学报》, 1982, **2**, No. 3 (May), 210.  
 [6] P. R. Berman *et al.*; *Phys. Rev.*, 1982, **A-25**, No. 5 (May), 2667.

## Theory of FIR tunable Raman lasers

WANG CHANGXIN, FU ENSHENG AND WANG RUNWEN

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

(Received 28 November 1986)

## Abstracts

In this paper, we use the dressed-atom approach to derive the analytical expression of the gain of a FIR laser with a four-level system. The results indicate that the FIR laser gain spectrum generally consists of four peaks. For some ranges of pump detunings, it is possible to obtain two positive gain maxima: one at the Raman frequency and the other at the line center frequency.

**Key Words:** FIR laser; tunable laser; Raman laser theory.