中国激光

第14卷　第10期

双模双光子激光连续振荡过程的讨论

孙　松　庚

（南京通信工程学院）

提要：本文推广[6]的结果，用约化的光学Bloch方程的稳态解，讨论非简并双光子激光连续振荡过程，得到了双模双光子过程中激光物质的增益、色散和频率牵引等结果。与单模双光子的结果进行了比较，分析了两模之间的耦合对这些特性的影响。

Discussion on two-mode two-photon CW laser oscillation

Sun Songgen

(Institute of Nanjing Communication Engineering, Nanjing)

Abstract: The results in [6] and nondegenerate two photon CW laser oscillation process by means of the stationary state solution of reduced optical Bloch equation is discussed. The formulas on gain, saturation, dispersion and frequency pulling of the laser material are obtained. The results are compared with those of the monomode two-photon lasers. The effect of coupling between the two modes on the character is analysed.

一、引　　言

多光子和双光子过程的研究，近年来一直是很活跃的课题。实验上已成功地观察到双光子吸收[1]、自发辐射[2]和双光子受激辐射和放大[3]。[5]对任意场强下的单模双光子激光得到了双光子激光振荡的稳态条件。[6]运用光学布洛赫方程得到了单模双光子激光振荡过程中诸如激光物质的增益、频率牵引等结果。[7]讨论了双模双光子的光学瞬态效应。[8]以三能级近单光子共振双模双光子模型讨论了双光子激光的增益。

本文考虑多能态原子模型，用[7]的方法消去中间态，化为二能态问题，把[6]的结果推广到非简并双模情况。

二、双模双光子激光的光学Bloch方程

原子模型为多能态，$|a\rangle$、$|b\rangle$和中间态$|j\rangle$，中间态的布居近似为零。系统的哈密顿量为

$$H=E_a|a\rangle\langle a|+E_b|b\rangle\langle b|$$

收稿日期：1986年5月28日。

$$+\sum_j E_j|j\rangle\langle j|-\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{E}(z,\ t) \quad (1)$$

设

$$\boldsymbol{E}(z,\ t)=\hat{x}[E_1(t)\cos(\nu_1 t-k_1 z)+E_2(t)\cos(\nu_2 t-k_2 z)] \quad (2)$$

式中 $E_1(t)$、$E_2(t)$ 是慢变包络，$\hat{x}$ 为单位极化矢量，$\gamma_1+\gamma_2\approx\frac{E_b-E_a}{\hbar}=\omega_b-\omega_a$。薛定谔方程

$$i\hbar\frac{\partial|\psi(t)\rangle}{\partial t}=H|\psi(t)\rangle \quad (3)$$

在 γ_1 和 γ_2 相当不同的条件下，由 R. W. A. 忽略 $\exp[i(\omega_{ja}\pm\gamma_2)t]$，$\exp[i(\omega_{jb}\pm\gamma_1)t]$、$\exp[i(\omega_{ja}+\gamma_1)t]$ 和 $\exp[i\omega_{bj}+\gamma_2)t]$ 等迅速振荡项，[8]给出

$$\dot{C}_a(t)=\frac{i}{4\hbar}[k_{aa}C_a(t)E_1^2+k_{ab}C_b(t)E_1E_2e^{i\Omega t}] \quad (4.a)$$

和

$$\dot{C}_b(t)=\frac{i}{4\hbar}[k_{bb}C_b(t)E_2^2+k_{ab}C_a(t)E_1E_2e^{-i\Omega t}] \quad (4.b)$$

式中 $\Omega=\nu_1+\nu_2-\omega_{ba}-(k_1+k_2)z$，定义变量

$$R_1=C_a(t)C_b^*(t)e^{-i\Omega t}+C_a^*(t)C_a(t)e^{i\Omega t} \quad (5.a)$$

$$R_2=i(C_a^*(t)C_b(t)e^{i\Omega t}-C_a(t)C_b^*(t)e^{-i\Omega t}) \quad (5.b)$$

$$R_3=|C_b(t)|^2-|C_a(t)|^2 \quad (5.c)$$

有

$$\dot{R}_1=\tilde{\Omega}R_2-\frac{R_1}{T_2} \quad (6.a)$$

$$\dot{R}_2=-\tilde{\Omega}R_1+\omega_R R_3-\frac{R_2}{T_2} \quad (6.b)$$

$$\dot{R}_3=-\omega_R R_2-\frac{R_3-R_0}{T_1} \quad (6.c)$$

(4)－(6)式中

$$\tilde{\Omega}=\Omega+\gamma\omega_R,\ \Omega=\nu_1+\nu_2-\omega_{ba}-(k_1+k_2)z,$$

$$\omega_R=\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2$$

$$\gamma=\frac{k_{bb}E_2^2-k_{aa}E_1^2}{2k_{ab}E_1E_2},$$

$$k_{aa}=\frac{2}{\hbar}\sum_j|\mu_{ja}|^2\frac{\omega_{ja}}{\omega_{ja}^2-\nu_1^2}$$

$$k_{bb}=\frac{2}{\hbar}\sum_j|\mu_{bj}|^2\frac{\omega_{jb}}{\omega_{jb}^2-\nu_2^2},$$

$$k_{ab}=\frac{1}{\hbar}\sum_j\frac{\mu_{aj}\mu_{jb}}{\omega_{jb}+\nu_2}=\frac{1}{\hbar}\sum_j\frac{\mu_{aj}\mu_{jb}}{\omega_{ja}-\nu_1}$$

$$\omega_{ji}=\frac{E_j-E_i}{\hbar},\ (i=a,\ b),\ \mu_{ji}=\mu_{ij}^*,$$

$$\mu_{ij}=-e\langle i|\gamma|j\rangle$$

与单模双光子相对应，这里 $\omega_R=\frac{k_{ab}}{2\hbar}\times E_1E_2$ 为约化的 Rabi 频率，与 E_1E_2 的乘积成正比；$|C_a^0|^2$ 和 $|C_b^0|^2$ 为初始时刻系统中原子处在能级 $|a\rangle$、$|b\rangle$ 上的几率。$R_3^0=|C_b^0|^2-|C_a^0|^2$ 为几率差。在 (6) 式中引进了唯象的阻尼项，T_2 表示横向弛豫时间，T_1 表示纵向弛豫时间。

(6)式可表示成：

$$d\boldsymbol{B}/dt=\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{\beta}-\frac{\boldsymbol{i}R_1+\boldsymbol{j}R_2}{T_2}-\frac{\boldsymbol{k}(R_3-R_3^0)}{T_1} \quad (7)$$

式中 $\boldsymbol{B}=(R_1,\ R_2,\ R_3)$，$\boldsymbol{B}$ 为 Bloch 矢，是抽象三维空间中的矢量，其分量有明确的物理意义，$\boldsymbol{\beta}$ 为约化有效场。

$$\boldsymbol{P}=N\langle\psi|\boldsymbol{p}|\psi\rangle=NT_r(\rho\mu)$$
$$=N\left\{\left[\frac{1}{2}(1-R_3)k_{aa}E_1+\frac{1}{2}k_{ab}E_2R_1\right]\cdot\cos(\nu_1t-k_1z)+\left[\frac{1}{2}(1+R_3)k_{bb}E_2+\frac{1}{2}k_{ab}E_1R_1\right]\cos(\nu_2t-k_2z)\right\}$$
$$-\frac{1}{2}Nk_{ab}E_2R_2\sin(\nu_1t-k_1z)-\frac{1}{2}Nk_{ab}E_1R_2\sin(\nu_2t-k_2z) \quad (8)$$

与单模情况相同的是极化不仅与横向分量 R_1 和 R_2 有关，且与纵向分量 R_3 有关。不同的是在由模 1 引起的极化中包含有模 2 的贡献，同样对模 2 也是如此，这是两模间耦合的结果。

$$NR_3=N(|C_b|^2-|C_a|^2)$$
$$=N_a-N_b=\Delta N \qquad (9)$$

为任意时刻的布居差。

三、双光子过程激光物质的特性

对双模双光子激光有[7]

$$P=\varepsilon_0[x_1'E_1\cos(\nu_1 t-k_1 z)+x_2'E_2\cos(\nu_2 t-k_2 z)]-\varepsilon_0[x_1''E_1\sin(\nu_1 t-k_1 z)+x_2''E_2\sin(\nu_2 t-k_2 z)] \qquad (10)$$

由(8)和(10)得

$$\begin{cases} x_1'=\dfrac{N}{\varepsilon_0}\Big[\dfrac{1}{2}(1-R_3)k_{aa}+\dfrac{1}{2}k_{ab}\dfrac{E_2}{E_1}R_1\Big] & (11.\mathrm{a}) \\ x_2'=\dfrac{N}{\varepsilon_0}\Big[\dfrac{1}{2}(1+R_3)k_{bb}+\dfrac{1}{2}k_{ab}\dfrac{E_1}{E_2}R_1\Big] & (11.\mathrm{b}) \end{cases}$$

和

$$\begin{cases} x_1''=\dfrac{Nk_{ab}}{2\varepsilon_0}\dfrac{E_2}{E_1}R_2 & (12.\mathrm{a}) \\ x_2''=\dfrac{Nk_{ab}}{2\varepsilon_0}\dfrac{E_1}{E_2}R_2 & (12.\mathrm{b}) \end{cases}$$

由[9]: $G_i=\dfrac{2\nu_i}{C}x_i''$ 和 $n_i=1+\dfrac{1}{2}x_i'(i=1,2)$,求得模1、2的增益 G_i 和色散 n_i 分别为:

$$G_1=\frac{2\nu_1}{C}x_1''=\frac{N\nu_1k_{ab}}{C\varepsilon_0}\frac{E_2}{E_1}R_2$$
$$n_1=1+\frac{1}{2}x_1'=1+\frac{1}{2}\frac{N}{\varepsilon_0}\Big[\frac{1}{2}(1-R_3)k_{aa}+\frac{1}{2}k_{ab}\frac{E_2}{E_1}R_1\Big] \qquad (13.\mathrm{a})$$

和

$$G_2=\frac{2\nu_2}{C}x_2''=\frac{N\nu_2k_{ab}}{C\varepsilon_0}\frac{E_1}{E_2}R_2$$
$$n_2=1+\frac{1}{2}\frac{N}{\varepsilon_0}\Big[\frac{1}{2}(1+R_3)k_{bb}+\frac{1}{2}k_{ab}\frac{E_1}{E_2}R_1\Big] \qquad (13.\mathrm{b})$$

由(6)式得稳态条件下的 R_1、R_2、R_3

$$R_1=\frac{\omega_R\overline{\Omega}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}R_3^0 \qquad (14.\mathrm{a})$$
$$R_2=\frac{\omega_R T_2^{-1}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}R_3^0 \qquad (14.\mathrm{b})$$
$$R_3=\frac{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}R_3^0 \qquad (14.\mathrm{c})$$

与单模情况下的 R_1、R_2、R_3 形式相同,不过在双模时 $\tilde{\Omega}$ 中的 γ 是 $\dfrac{k_{bb}E_2^2-k_{aa}E_1^2}{2k_{ab}E_1E_2}$,而不是单模时的 $\gamma=\dfrac{k_{bb}-k_{aa}}{2k_{ab}}$,与 E_1、E_2 的强度均有关。$\Delta=\omega_R^2T_1T_2$,以 $(E_1E_2)^2$ 代替了 E_0^4。

$$G_1=\frac{\nu_1k_{ab}^2E_2^2}{2C\varepsilon_0\hbar}\frac{T_2^{-1}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\Delta N_0 \qquad (15.\mathrm{a})$$
$$G_2=\frac{\nu_2k_{ab}^2E_1^2}{2C\varepsilon_0\hbar}\frac{T_2^{-1}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\Delta N_0 \qquad (15.\mathrm{b})$$

和

$$n_1=1+\frac{1}{4\varepsilon_0}\Big[k_{aa}\Big(\frac{1}{R_3^0}-\frac{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\Big)+\frac{k_{ab}^2}{2\hbar}E_2^2\frac{\tilde{\Omega}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\Big]\Delta N_0 \qquad (15.\mathrm{c})$$
$$n_2=1+\frac{1}{4\varepsilon_0}\Big[k_{bb}\Big(\frac{1}{R_3^0}+\frac{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\Big)+\frac{k_{ab}^2}{2\hbar}E_1^2\frac{\tilde{\Omega}}{\tilde{\Omega}^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\Big]\Delta N_0 \qquad (15.\mathrm{d})$$

显然,在模1、2相应的 G 和 n 的表达式中有对称性,$G_1/G_2=\dfrac{\nu_1}{\nu_2}\dfrac{E_2^2}{E_1^2}$,与该模的强度成反比,与该模的频率成正比。这是简并双光子过程没有的。这里涉及的是纯双光子过程,G_i 中没有与该模振幅成正比的项,而在级联三能级双光子过程中有与该模振幅成正比的项[8]。

当 $\Delta=\omega_R^2T_1T_2=\Big(\dfrac{k_{ab}E_1E_2}{2\hbar}\Big)^2T_1T_2\ll1$,且 $\gamma\to0$ 时

$$G_1=\frac{\nu k_{aa}^2}{2\hbar\varepsilon_0C}E_2^2\frac{T_2^{-1}}{\Omega^2+T_2^{-2}}\Delta N_0 \qquad (16.\mathrm{a})$$
$$G_2=\frac{\nu_2k_{ab}^2}{2\hbar\varepsilon_0C}E_1^2\frac{T_2^{-1}}{\Omega^2+T_2^{-2}}\Delta N_0 \qquad (16.\mathrm{b})$$

$$n_1=1+\frac{1}{4\varepsilon_0}\left[k_{aa}\left(\frac{1}{R_3^0}-1\right)+\frac{k_{ab}^2}{2\hbar}E_2^2\frac{\Omega}{\Omega^2+T_2^{-2}}\right]\Delta N_0 \quad (16.c)$$

$$n_2=1+\frac{1}{4\varepsilon_0}\left[k_{bb}\left(\frac{1}{R_3^0}+1\right)+\frac{k_{ab}^2}{2\hbar}E_1^2\frac{\Omega}{\Omega^2+T_2^{-2}}\right]\Delta N_0 \quad (16.d)$$

$$\Delta N=\Delta N_0 \quad (16.e)$$

为小信号近似下的增益、色散和布居差的表达式。色散除和另一模的强度有关，这是双模影响，还出现了 $k_{aa}\left(\frac{1}{R_3^0}-1\right)$ 和 $k_{bb}\left(\frac{1}{R_3^0}+1\right)$ 的项，这是系统处在初始时刻时原子占据几率对色散的影响。

当 Δ 与 1 相比不能忽略时，G 和 ΔN 的值比小信号时小。$\Delta=\left(\frac{k_{ab}E_1E_2}{2\hbar}\right)^2T_1T_2$ 描述了饱和效应的特性，称双模饱和参数，其条件由 $\Delta\geqslant1$ 给出。设 $T_1=T_2$，则

$$\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2\geqslant T_2^{-1}。$$

饱和的实现取决于二模的强度，而不是某一模的强度。当 $E_2>E_1$，$\nu_1>\nu_2$ 时 $G_1>G_2$。

四、均匀增宽时的 G 和 n

对静止原子或Doppler频率可忽略时，$\tilde{\Omega}=\nu_1+\nu_2-\omega_{ba}+\gamma\omega_R$，由(16)式得均匀增宽小信号增益系数为：

$$G_h^{i0}=\frac{\pi k_{ab}^2\nu_i}{2\varepsilon_0C\hbar}E_j^2\Delta N_0 g_h(\nu_1+\nu_2,\ \omega_{ba}) \quad (17)$$

式中 $i,\ j=1,\ 2\quad i\neq j$

$$g_h(\nu_1+\nu_2,\ \omega_{ba})=\frac{1}{2\pi}\times\frac{\Delta\nu}{\left(\frac{\nu_1+\nu_2}{2}-\frac{\omega_{ba}}{2}+\frac{\gamma k_{ab}E_1E_2}{4\hbar}\right)^2+\Delta\nu^2}$$

为均匀增宽的Lorentz线型函数，与 E_1E_2 有关；$\Delta\nu=\Delta\left(\frac{\nu_1+\nu_2}{2}\right)=T_2^{-1}$ 是增益曲线的半最大值半宽度，当 $k_{aa}E_1^2=k_{bb}E_2^2$ 即 $\gamma=0$ 时，线型函数与 E_1、E_2 无关。在 $\nu_1+\nu_2-\omega_{ba}+\gamma\omega_R=0$ 时发生共振。令 $\tilde{\omega}_{ba}=\nu_1+\nu_2+\gamma\omega_R$，有

$$G_h^{i0}(\tilde{\omega}_{ba})=\frac{k_{ab}^2\nu_i}{2\varepsilon_0C\hbar\Delta\nu}E_j^2\Delta N_0$$

$$(i\neq j;\quad i,\ j=1,\ 2)。\quad (18)$$

与单模比较，共振发生在 $\nu_1+\nu_2=\omega_{ba}-\frac{k_{bb}E_2^2-k_{aa}E_1^2}{2k_{ab}E_1E_2}$，不是单模时的 $2\nu=\omega_{ba}-\frac{k_{bb}-k_{aa}}{2\hbar}E_0^2$。可见双模时共振较单模易产生。均匀增宽大信号增益系数为

$$G_h^i=G_h^{i0}(\tilde{\omega}_{ba})\frac{(2\Delta\nu)^2}{\tilde{\omega}+(2\Delta\nu)^2(1+\Delta)} \quad (19)$$

这里 $i=1,\ 2,\ \Delta\nu=\Delta\left(\frac{\nu_1+\nu_2}{2}\right)$，增益曲线等效半宽度为 $\delta(\nu_1+\nu_2)=\Delta(\nu_1+\nu_2)/(1+\Delta)^{\frac{1}{2}}$，与 E_1E_2 有关；其饱和效应受 $\nu_1+\nu_2$ 的影响，当 $\nu_1+\nu_2$ 偏离 $\omega_{ba}-\gamma\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2$ 越大时，饱和效应越弱。$\nu_1+\nu_2=\omega_{ba}-\gamma\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2$ 时，

$$G_h^i(\tilde{\omega})=G_h^{i0}/(1+\Delta)\quad (i=1,\ 2) \quad (20)$$

均匀增宽谱线的激光物质在 $\nu_1+\nu_2=\omega_{ba}-\gamma\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2$ 附近的色散关系由(16)式可得

$$n_h^1(\nu_1+\nu_2)=1+\frac{1}{4\varepsilon_0}\left\{k_{aa}\left[\frac{1}{R_3^0}-\frac{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}}{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\right]+\frac{k_{ab}^2}{2\hbar}E_2^2\frac{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})}{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\right\}\times\Delta N_0 \quad (21.a)$$

和

$$n_h^2(\nu_1+\nu_2)=1+\frac{1}{4\varepsilon_0}\left\{k_{bb}\left[\frac{1}{R_3^0}+\frac{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-1}}{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\right]+\frac{k_{ab}^2}{2\hbar}E_1^2\frac{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})}{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}\right\}\times\Delta N_0 \quad (21.b)$$

这里设 $\gamma\to0$，由此得增益系数和色散的关系

$$n_h^1(\nu_1+\nu_2)=1+\frac{C(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})}{2(2\nu_1)\Delta(\nu_1+\nu_2)}\times(1-B_1E_2^{-2})G_h^1(\nu_1+\nu_2) \quad (22.a)$$

和

$$n_h^2(\nu_1+\nu_2)=1+\frac{C(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})}{2(2\nu_2)\Delta(\nu_1+\nu_2)}\times(1-B_2E_1^{-2})G_h^2(\nu_1+\nu_2) \qquad (22.b)$$

式中

$$B_1=\frac{2k_{aa}\hbar}{k_{ab}^2}\left[(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}-\frac{1}{R_3^0}\frac{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2}\right]$$

和

$$B_2=\frac{-2k_{bb}\hbar}{k_{aa}^2}\left[(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}+\frac{1}{R_3^0}\frac{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2+T_2^{-2}(1+\Delta)}{(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba})^2}\right]$$

在阈值条件下，由色散引起的线性频率牵引为

$$\nu_1'-2\nu_1=\frac{\Delta\nu_c}{\Delta((\nu_1+\nu_2)/2)}\left(\frac{\omega_{ba}}{2}-\frac{\nu_1+\nu_2}{2}\right)(1-B_1E_2^{-2}) \qquad (23.a)$$

和 $$\nu_2'-2\nu_2=\frac{\Delta\nu_c}{\Delta\left(\frac{\nu_1+\nu_2}{2}\right)}\left(\frac{\omega_{ba}}{2}-\frac{\nu_1+\nu_2}{2}\right)(1-B_2E_1^{-2}) \qquad (23.b)$$

式中 $\Delta\nu_c$ 为无源腔的半宽度，ν' 是有源腔的纵模频率。在均匀展宽情况下与单模相比，模的频率牵引与二模频率之和及另一模的强度有关。表明了模间耦合对频率牵引的作用。

五、非均匀展宽时的 G

对运动原子，Doppler 频率不能忽略时应考虑具有各种速度的全部原子对增益的贡献。设处于高、低能级上的原子具有相同的热运动的速度分布，由(16)得非均匀增宽小信号增益系数

$$G_{1nh}^i=\frac{\pi k_{ab}^2\nu_i}{2\hbar\varepsilon_0 C}E_j^2\Delta N_0 g(\nu_1+\nu_2,\ \omega_{ba}) \qquad (24)$$

式中 $i,\ j=1,\ 2;\ i\neq j$

$$g(\nu_1+\nu_2,\ \omega_{ba})=\frac{1}{\Delta\omega_d}\left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}\times\exp\left[-(\nu_1+\nu_2-\omega+\gamma\omega_R)^2\frac{\ln^2}{\Delta\omega_d^2}\right]$$

是非均匀增益宽谱线的高斯型线型函数，而

$$\Delta\omega_d=\frac{(\omega_{ba}-\gamma\omega_R)}{C}\left(\frac{2k_BT\ln 2}{m}\right)^{1/2} \qquad (25)$$

为 Doppler 半宽度，与均匀增宽相比，$\Delta\omega_d$ 与 E_1^2、E_2^2、k_{bb} 和 k_{aa} 有关，随 $k_{bb}E_2^2-k_{aa}E_1^2$ 增加减小的几率大于均匀增宽时相应的减小几率。两模的非均匀增宽谱线的 Gauss 型线型函数相同，且 $G_1/G_2=G_h^1/G_h^2=\frac{\nu_1}{\nu_2}\frac{E_2^2}{E_1^2}$，增益之比同于均匀增宽时的增益之比。$k_B$ 为波尔兹曼常数，T 为绝对温度，m 为原子质量。

在 $\frac{\nu_1+\nu_2}{2}=\frac{\omega_{ba}}{2}-\frac{k_{bb}E_2^2-k_{aa}E_1^2}{4\hbar}$ 时，

$$G_{inh}^{i0}(\widetilde{\omega}_{ba})=\frac{k_{ab}^2\nu_i}{2\hbar\varepsilon_0 C}\frac{E_j^2}{\Delta\omega_d}(T_1\ln 2)^{1/2}\Delta N_0 \qquad (26)$$

式中 $i,\ j=1,\ 2;\ i\neq j$。

由(15)式求得 Doppler 极限近似下的非均匀增宽大信号增益系数为

$$G_{inh}^i(\nu_1+\nu_2)=\frac{G_{inh}^{i0}(\widetilde{\omega}_{ba})}{(1+\Delta)^{1/2}}\times e^{-\left[\left(\nu_1+\nu_2-\omega_{ba}+\gamma\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2\right)^2/\Delta\omega_d^2\right]\ln 2} \qquad (27)$$

在 $\nu_1+\nu_2=\omega_{ba}-\gamma\frac{k_{ab}}{2\hbar}E_1E_2$ 时

$$G_{inh}^i(\widetilde{\omega}_{ba})=G_{inh}^{i0}(\widetilde{\omega}_{ba})/(1+\Delta)^{1/2} \qquad (28)$$

参考文献

[1] S. Yatsiv *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1965, **15**, 614.
[2] M. Lipeles *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1965, **15**, 690.
[3] B. Nikolaus *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 3, 171.
[4] J. Y. Gao *et al.*; *J O S A*, 1984, **B1**, 606.
[5] 汪志诚;《光学学报》, 1983, **3**, No. 1, 36.
[6] 孙松庚;《中国激光》, 待发表
[7] M. D'souZa; *Phys, Rev. A*, 1980, **22**, 1185.
[8] M. D. Reid *et al.*; "Coherence and Quantum Optics", New York, 1984, 905.
[9] 周炳焜; "激光原理", 国防工业出版社(1981).