

关于双光子激光损耗机制的研究*

彭金生 · 李高翔

华中师范大学物理系, 武汉 430070

1991年8月12日收到

本文利用非相对论量子电动力学理论, 分别研究热光场和真空辐射场与级联三能级原子的双光子作用过程, 阐明在双光子激光中, 原子的热损耗所起的重要作用, 损耗过程体现为双光子跃迁损失, 并证明忽略热噪声影响的条件, 给出产生双光子激光对腔 Q 值的量级要求。

PACC: 4250; 4255; 3280

一、引 言

近期对双光子 Jaynes-Cummings (缩写为 J-C)模型的研究表明^[1-4], 在一定条件下, 可以用等效双光子 J-C 模型描述级联双光子 J-C 模型, 这时系统主要发生的是双光子跃迁。以往的许多双光子激光理论从等效双光子激光模型出发, 假设原子的损耗过程展现为单光子跃迁过程^[5,6]。那么, 在双光子激光中, 激活原子的损耗过程究竟是基于单光子跃迁过程还是双光子跃迁过程损耗? 这是一个值得探讨的问题。同时, 单光子激光的 Lamb-Scully 理论的出发点^[7]是认为激活原子的损耗主要由于真空起伏, 因而可忽略热光场的影响。那么, 双光子激光的 Lamb-Scully 理论^[1-3]也可以这样处理吗? 这些都是关于双光子激光损失机制需要研究的问题。

本文利用非相对论量子电动力学理论, 分别研究热光场和真空辐射场与级联三能级原子的双光子作用过程, 证明激活原子的热噪声损耗起着不可忽视的重要作用, 而且原子损耗过程表现为双光子跃迁损失过程。文中着重分析双光子激光损耗过程中, 使真空起伏起主要作用而能忽略光场影响的条件, 并通过同单光子激光理论比较, 给出产生双光子激光对腔的 Q 值的更高量级要求。

二、单模热光场同级联三能级原子的双光子作用

考虑如图 1 所示的级联三能级原子模型, 其中能级 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 及 $|1\rangle$ 与 $|3\rangle$ 之间的单光子跃迁分别与频率为 ω 的单模辐射场相联系, $|3\rangle$ 与 $|1\rangle$ 间的单光子跃迁是电偶极禁戒的。在旋波近似下, 原子与场相互作用系统的 Hamiltonian 可写为

$$H = H_0 + V, \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助的课题。

其中

$$H_0 = \sum_{i=1,2,3} \omega_i c_i^\dagger c_i + \omega a^\dagger a, \quad (\hbar = 1), \quad (2)$$

$$V = g_1 (a c_3^\dagger c_2 + a^\dagger c_2^\dagger c_3) + g_2 (a c_2^\dagger c_1 + a^\dagger c_1^\dagger c_2), \quad (3)$$

其中 a 和 $a^\dagger$ 分别表示辐射场的湮没和产生算符; g_1, g_2 为光场与原子的耦合常数; $c_i^\dagger, c_i (i = 1, 2, 3)$ 分别对应原子第 i 能级的产生和湮没算符, 它们满足^[8,9]

$$c_i c_j^\dagger = 0, \quad (i \neq j); \quad c_i c_i^\dagger c_i = c_i,$$

ω 为单模辐射场的频率, ω_i 为原子第 i 能级的本征频率. 为计算简单起见, 仅考虑双光子共振情况, 即

$$\omega_3 - \omega_1 = 2\omega.$$

在相互作用绘景中, 系统的相互作用 Hamiltonian 变为

$$V^I = g_1 (a c_3^\dagger c_2 e^{i\Delta t} + a^\dagger c_2^\dagger c_3 e^{-i\Delta t}) + g_2 (a c_2^\dagger c_1 e^{-i\Delta t} + a^\dagger c_1^\dagger c_2 e^{i\Delta t}), \quad (4)$$

其中

$$\Delta = \omega - (\omega_2 - \omega_1) = \omega_3 - \omega_2 - \omega, \quad (\Delta \ll \omega).$$

如果初始时刻 $t = 0$ 时, 原子处在高能态 $|3\rangle$, 辐射场处于 $\sum_n F_n(0) |n\rangle$, 那么 t 时刻, 系统的态矢可写为

$$|\phi_{At}^I(t)\rangle = \sum_n a_n(t) |3, n\rangle + b_{n+1}(t) |2, n+1\rangle + c_{n+2}(t) |1, n+2\rangle. \quad (5)$$

利用相互作用绘景中的 Schrödinger 方程, 不难求得

$$a_n(t) = BV_1(n) \left[\frac{\exp\left[i\left(\frac{\Delta}{2} - \gamma(n)\right)t\right] - 1}{\Delta/2 - \gamma(n)} - \frac{\exp\left[i\left(\frac{\Delta}{2} + \gamma(n)\right)t\right] - 1}{\Delta/2 + \gamma(n)} \right] + F_n(0), \quad (6a)$$

$$b_{n+1}(t) = B[e^{-i(\frac{\Delta}{2} - \gamma(n))t} - e^{-i(\frac{\Delta}{2} + \gamma(n))t}], \quad (6b)$$

$$c_{n+2}(t) = BV_2(n) \left\{ \frac{\exp\left[i\left(\frac{\Delta}{2} - \gamma(n)\right)t\right] - 1}{\Delta/2 - \gamma(n)} - \frac{\exp\left[i\left(\frac{\Delta}{2} + \gamma(n)\right)t\right] - 1}{\Delta/2 + \gamma(n)} \right\}, \quad (6c)$$

其中

$$V_1(n) = g_1 \sqrt{n+1}, \quad V_2(n) = g_2 \sqrt{n+2}, \quad (7)$$

$$\gamma(n) = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + V_1^2(n) + V_2^2(n)}, \quad (8)$$

$$B = -\frac{V_1(n)F_n(0)}{2\gamma(n)}. \quad (9)$$

这样, 就可以确定任意时刻系统的密度矩阵 $\rho^I(t)$

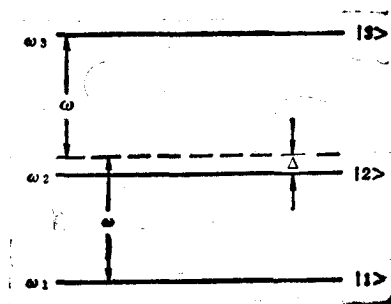


图 1

$$\rho^1(t) = |\phi_{Af}^1(t)\rangle\langle\phi_{Af}^1(t)|$$

$$= \sum_{n,k} \begin{pmatrix} a_k a_n^* |k\rangle\langle n| & a_k b_{n+1}^* |k\rangle\langle n+1| & a_k c_{n+2}^* |k\rangle\langle n+2| \\ b_{k+1} a_n^* |k+1\rangle\langle n| & b_{k+1} b_{n+1}^* |k+1\rangle\langle n+1| & b_{k+1} c_{n+2}^* |k+1\rangle\langle n+2| \\ c_{k+2} a_n^* |k+2\rangle\langle n| & c_{k+2} b_{n+1}^* |k+2\rangle\langle n+1| & c_{k+2} c_{n+2}^* |k+2\rangle\langle n+2| \end{pmatrix}, \quad (10)$$

式中所有的参数已由(6)–(9)式完全确定,利用(10)式,可方便地求出原子的粒子布居数随时间的演化.由方程(6)–(10)得

$$\langle c_3^\dagger c_3(t) \rangle = \sum_n \rho_{nn}(0) \left\{ 1 - \frac{2V_1^2(n)}{\gamma(n)} \left[\frac{\sin^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta}{2} - \gamma(n) \right) t}{\gamma(n) - \Delta/2} \right. \right.$$

$$+ \left. \frac{\sin^2 \frac{1}{2} (\gamma(n) + \Delta/2) t}{\gamma(n) + \Delta/2} \right\} + \frac{V_1^2(n)}{\gamma^2(n)} \left[\frac{\sin^2 \frac{1}{2} (\Delta/2 - \gamma(n)) t}{(\gamma(n) - \Delta/2)^2} \right.$$

$$+ \frac{\sin^2 \frac{1}{2} (\Delta/2 - \gamma(n)) t}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} + \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta}{2} + \gamma(n) \right) t}{(\gamma(n) + \Delta/2)^2}$$

$$\left. \left. + \frac{\sin^2 \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta}{2} + \gamma(n) \right) t}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} - \frac{\sin^2 \gamma(n) t}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} \right] \right\}, \quad (11)$$

$$\langle c_2^\dagger c_2(t) \rangle = \sum_n \rho_{nn}(0) \frac{V_1^2(n)}{2\gamma^2(n)} [1 - \cos \gamma(n)t], \quad (12)$$

$$\langle c_1^\dagger c_1(t) \rangle = \sum_n \rho_{nn}(0) \frac{V_1^2(n)V_2^2(n)}{2\gamma^2(n)} \left[\frac{1}{(\gamma(n) - \Delta/2)^2} + \frac{1}{(\gamma(n) + \Delta/2)^2} \right.$$

$$+ \left. \frac{1}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} \right] - \frac{V_1^2(n)V_2^2(n)}{2\gamma^2(n)} \rho_{nn}(0) \left\{ \cos \left(\frac{\Delta}{2} - \gamma(n) \right) t \right.$$

$$\cdot \left[\frac{1}{(\gamma(n) - \Delta/2)^2} + \frac{1}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} \right] + \cos \left(\frac{\Delta}{2} + \gamma(n) \right) t$$

$$\cdot \left[\frac{1}{(\gamma(n) + \Delta/2)^2} + \frac{1}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} \right] - \left. \frac{\cos 2\gamma(n)t}{V_1^2(n) + V_2^2(n)} \right\}, \quad (13)$$

式中 $\rho_{nn}(0)$ 为辐射场的初始密度矩阵元,它表示具有 n 个光子的概率为 $\rho_{nn}(0)$,对于热光场

$$\rho_{nn}(0) = e^{-n\omega/kT} (1 - e^{-\omega/kT}), \quad (14)$$

式中 k 为 Boltzmann 常数, T 为温度.在常温下, $\omega/kT \approx 80^{[7]}$.考虑到 $\Delta^2 \gg g_1^2(n+1) + g_2^2(n+2)$ 及 $g_1 = g_2 = g$ 成立时,(11)–(13)式简化为

$$\langle c_1^\dagger c_1 \rangle \approx \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \frac{3g^2}{\Delta} t - \frac{2g^4}{\Delta^4} \cos \Delta t, \quad (15a)$$

$$\langle c_2^\dagger c_2 \rangle \approx \frac{2g^2 n}{\Delta^2} (1 - \cos \Delta t), \quad (15b)$$

$$\langle c_3^\dagger c_3 \rangle \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \frac{3g^2}{\Delta} t + \frac{2g^2 n}{\Delta^2} \cos \Delta t, \quad (15c)$$

其中 $\bar{n}$ 为热光场的平均光子数。从(15)式中可以看出,热光场的作用是使原子能级粒子布居数呈现余弦振荡。对于 $\Delta^2 \gg g^2$ 的情况, $\langle c_3^\dagger c_3 \rangle$, $\langle c_1^\dagger c_1 \rangle$ 的振荡频率要比 $\langle c_2^\dagger c_2 \rangle$ 的小得多,其振幅要比 $\langle c_2^\dagger c_2 \rangle$ 的大得多,这表明在 $\Delta^2 \gg g^2(n+1) + g^2(n+2)$ 及 $g_1 = g_2 = g$ 成立时,中间能级对粒子布居数的影响可以忽略,此时热光场与原子的作用主要是双光子过程。

在理想双光子激光模型^[1-3]中,激活原子被看成为 N 个全同的处在上能态的三能级原子,如果忽略原子间的电偶极相互作用,那么每个激活原子受热光场的影响可以用(15a)和(15c)式描述,在 $\Delta^2 \gg g^2(n+1) + g^2(n+2)$ 及 $g_1 = g_2 = g$ 成立时,等效双光子激光模型^[5,6]可以用级联双光子激光模型描述。因此,在等效双光子激光模型中,原子受热库的损耗应为双光子损失过程而不是通常假定的单光子损失^[5,6]。由(15a)–(15c)式还可得知,激活原子处在上能级 $|3\rangle$ 的寿命为

$$\tau_3 = \frac{\pi\Delta}{3g^2}. \quad (16)$$

三、真空场对原子双光子辐射的影响

为比较热噪声与量子噪声对原子寿命的影响,再来研究真空辐射场对原子的双光子辐射的作用。由于在 $\Delta^2 \gg g^2(n+1) + g^2(n+2)$ 及 $g_1 = g_2 = g$ 成立时,等效双光子 J-C 模型与级联双光子 J-C 模型精确等价^[1-4]。下面,从等效 Hamiltonian 出发,讨论真空辐射场对原子的双光子辐射的影响。

描述多模辐射场与具有相同宇称的二能级原子的双光子作用系统的 Hamiltonian,在旋波近似下可表示为

$$H = H_0 + V \quad (17)$$

$$H_0 = \sum_i \omega_i a_i^\dagger a_i + \omega_0 S_z, \quad (18)$$

$$V = \sum_i \varepsilon_i (a_i^2 S_+ + a_i^{*2} S_-), \quad (19)$$

其中 $a_i^\dagger, a_i$ 分别为频率为 ω_i 的辐射场的产生和湮没算符, ω_0 为原子的双光子跃迁本征频率, ε_i 为光场与原子的耦合常数, $S_z, S_\pm$ 为原子的赝自旋算符,它们满足

$$[S_+, S_-] = 2S_z, \quad [S_z, S_\pm] = \pm S_\pm.$$

在相互作用绘景中,系统的相互作用 Hamiltonian 变为

$$V^I(t) = \sum_i \varepsilon_i \{ a_i^2 S_+ \cdot \exp[-i(2\omega_i - \omega_0)t] + a_i^{*2} S_- \cdot \exp[i(\omega_i - \omega_0)t] \}. \quad (20)$$

令任意时刻 t , 描述原子-场耦合系统的态矢为

$$|\psi^I(t)\rangle = \sum_{a=b} \sum_{n_1} \sum_{n_2} \cdots \sum_{n_i=0}^{\infty} \cdots C_{a2n_1n_2\cdots n_i} |\alpha, n_1, n_2, \cdots, n_i, \cdots\rangle. \quad (21)$$

本征右矢(21)式表示这样一个态,其中原子处于能级 a (a 或 b), 场的第一个模含有 n_1 个光子,第二个模含有 n_2 个光子,场具有无限多个模式,因此对于光子数求和的和式数目是无限多,而每一个单独的求和又是从 $0 \rightarrow \infty$ 。利用相互作用绘景中的 Schrödinger 方

程, 不难得到

$$C_{a, n_1, \dots, n_r, \dots}(t) = -i \sum_r \varepsilon_r \sqrt{n_r(n_r - 1)} \exp[i(2\omega_r - \omega_0)t] \delta_{ab} C_{a, n_1, \dots, n_r-2, \dots} \\ + \sqrt{(n_r + 1)(n_r + 2)} \exp[-i(2\omega_r - \omega_0)t] \delta_{ab} C_{b, n_1, \dots, n_r+2, \dots} \quad (22)$$

为考虑真空辐射场与原子的双光子辐射的作用, 假设在 $t = 0$ 时刻, 原子处在高能态 $|a\rangle$, 而场的任一模式中都不含有光子, 即

$$C_{a, 0_1, 0_2, \dots, 0_r, \dots}(0) = C_{a, (0)}(0) = 1, \quad (23)$$

而其它所有概率幅均等于零. 在时间过程中, 对每一个 s , 概率幅满足

$$C_{b, 0_1, \dots, 0_s, \dots}(t) = C_{b, (2_s)}(t). \quad (24)$$

一般而言, 它具有不为零的值. 因此(22)式化为

$$\dot{C}_{a, (0)} = -i \sum_r \varepsilon_r \exp[-i(2\omega_r - \omega_0)t] \sqrt{2} C_{b, (2_r)}, \\ \dot{C}_{b, (0)} = -i \varepsilon_s \exp[i(2\omega_s - \omega_0)t] \sqrt{2} C_{a, (0)}.$$

从而

$$\dot{C}_{a, (0)}(t) = - \sum_r 2\varepsilon_r^2 \int_0^t dt' \exp[i(2\omega_r - \omega_0)(t - t')] C_{a, (0)}(t'). \quad (25)$$

过渡到连续谱极限, 并忽略虚部, 不难得到

$$\dot{C}_{a, (0)}(t) = - \frac{1}{2} \gamma_2 C_{a, (0)}(t), \quad (26)$$

其中衰变速率为

$$\gamma_2 = 4\pi\varepsilon^2 \mathcal{D}(\omega_0), \quad (27)$$

其中 $\mathcal{D}(\omega_0)$ 为辐射场频率为 ω_0 的态密度.

由于原子自发辐射的衰变速率^[7]为

$$\gamma_1 = 2\pi g^2 \mathcal{D}(\omega_0), \quad (28)$$

其中 g 为二能级原子与场的单光子过程的耦合常数. 考虑到在光频范围内 γ_1 随频率的变化可以忽略^[10], 并注意到 $\varepsilon = g_1 g_2 / \Delta^2 = g^2 / \Delta^{2[3, 4]}$, 因此

$$\gamma_2 = \frac{2g^2}{\Delta^2} \gamma_1. \quad (29)$$

由于 $\Delta^2 \gg g_1^2(n+1) + g_2^2(n+2)$, 因此 $\gamma_2 \ll \gamma_1$. 这表明对于真空辐射场与原子的双光子作用过程而言, 原子的双光子衰变速率远比原子自发辐射的单光子衰变速率小. 这时, 真空起伏对原子寿命的影响

$$\tau_{\infty} = \frac{1}{\gamma_2} = \frac{\Delta^2}{2g^2\gamma_1}. \quad (30)$$

由于 $\gamma_2 \ll \gamma_1$, 因此在双光光激光理论^[1-3, 5, 6]中, 不能认为激活原子受真空起伏的作用使得在激光能级间的衰变因子为 γ_1 , 而应该为 γ_2 . 我们知道, 在单光子激光理论^[7]中, 由于真空起伏导致的量子噪声对原子的损耗作用远大于热噪声对原子的损耗作用, 因此可忽略热噪声对激活原子的损耗. 但在双光子激光中, 由于 $\gamma_2 \ll \gamma_1$, 不能断定量子噪声

对原子的损耗作用仍大于热噪声的作用, 而应该分析热光场和真空起伏对原子的损耗究竟谁占主要地位。

四、讨 论

我们知道, 如果在 $\Delta^2 \gg g_1^2(n+1) + g_2^2(n+2)$ 及 $g_1 = g_2$ 成立时, 级联双光子 J-C 模型可以用等效双光子 J-C 模型来描述, 这时, 原子处在中间能级的寿命远比处在上、下能级的寿命短, 因此发生的跃迁主要是双光子过程^[1-4]。即在等效双光子激光模型中, 真空辐射场和热光场均主要导致原子发生双光子跃迁。因此在等效双光子激光模型中, 为使热噪声对处在上能态的原子寿命的影响比真空起伏的影响小, 应满足

$$\tau_{\text{热}} > \tau_{\text{真}}.$$

如果取 $\tau_{\text{热}} \gg \tau_{\text{真}}$, 此时影响上能级原子寿命的因素将主要是真空起伏, 从而可以忽略热噪声的影响, 这时, 对激活原子的损耗占主导地位的才是真空起伏的影响, 如果取适当的差频量 Δ , 使之满足这一条件, 此时

$$\Delta \ll \frac{2\pi}{3} \gamma_1. \quad (31)$$

这表明在 $g\sqrt{n+1} \ll \Delta \ll \frac{2\pi}{3} \gamma_1$ 及 $g_1 = g_2 = g$ 成立时, 不仅能保证级联双光子激光模型与等效双光子激光模型等价, 而且还能忽略热光场对激活原子的损耗, 使得真空起伏对激活原子的损耗起主要作用。只有在这种情况下, 才能运用 Lamb-Scully 理论处理双光子激光。

我们知道, 为保证能够得到稳定输出的激光, 须使原子变量为快变模, 而场变量应为慢变模。即原子变量的衰变因子 γ 必须远大于场的衰变因子 γ'/Q , 即

$$\gamma \gg \gamma'/Q \quad (32)$$

现在以双光子微激光器 (micromaser) 为例, 实践上是否满足 $\tau_{\text{热}} > \tau_{\text{真}}$ 的条件。如果取^[11]

$$\Delta = 3.9 \times 10^7 \text{ Hz} \ll \frac{2\pi}{3} \gamma_1, \quad g = 7 \times 10^5 \text{ s}^{-1}, \quad \gamma_1 = 10^8 \text{ Hz}$$

$$Q = 2 \times 10^8, \quad \gamma' = 68.415 \text{ GHz}.$$

利用(16),(30)式可得

$$\tau_{\text{热}} \approx 8 \times 10^{-5} \text{ s}, \quad \tau_{\text{真}} \approx 1.6 \times 10^{-5} \text{ s}, \quad \tau_{\text{热}}/\tau_{\text{真}} = 5 \gg 1, \quad Q/\gamma' \approx 4.7 \times 10^{-4} \text{ s}.$$

从这种情况可以发现, 热噪声与量子噪声相比, 量子噪声对激活原子的寿命起主要影响, 并且实验结果与理论期望相符^[11,12]。

可是, 对于拟议的双光子激光情况则不同, 如果 g, γ' 取典型值^[13]

$$g \approx 10^5 \text{ s}^{-1}, \quad \gamma' \approx 10^{14} \text{ Hz},$$

为忽略热噪声对原子寿命的影响, 取^[11]

$$\Delta \approx 10^7 \text{ Hz} \ll \frac{2}{3} \pi \gamma_1,$$

利用(16),(30)式可得

$$\tau_m \approx 10^{-3} \text{s}, \quad \tau_n \approx 10^{-4} \text{s}.$$

此时虽能忽略热噪声对原子寿命的影响,但为满足(32)式,须有

$$\gamma/Q \ll 2g^2\gamma_1/\Delta^2,$$

即

$$Q \gg \left(\frac{2g^2\gamma_1}{\Delta^2} \right)^{-1} \gamma \approx 10^{10}. \quad (33)$$

可以看到,即使频差 Δ 取微激射器的典型参考值,仍可发现对激光腔的品质因素要求很高.而一般单光子激光腔的品质因素只有 $Q \approx 10^3$,远不能满足这一要求.因而至今未从实验上获得稳定输出的双光子激光^[3].本文结论表明,要从实验上获得稳定输出的双光子激光,必须提高腔的品质因素 Q ,使之达到 10^{10} 以上.

总之,我们利用非相对论量子电动力学理论,分别研究了原子与热光场和真空辐射场的双光子作用过程.结果表明:在等效双光子激光理论中,激活原子受热库的损耗应为双光子跃迁过程.只有在 $g\sqrt{n+1} \ll \Delta \ll \frac{2\pi}{3}\gamma_1$ 及 $g_1 - g_2 = g$ 成立时,与量子噪声相比,才可以忽略热噪声对激活原子的损耗,此时才能运用 Lamb-Scully 理论处理双光子激光.最后,还须指出为使实验上获得稳定的双光子激光,激光腔的品质因素须甚优于单光子激光腔.

作者之一 彭金生感谢 Abdus Salam 教授及 ICTP (ITALY) 对本项研究的支持,并感谢 F. Persico 教授和 C. Leonardi 教授的有益讨论.

- [1] S. Y. Zhu, M. O. Scully, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 5433.
- [2] N. Lu, S. Y. Zhu, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 5735.
- [3] A. W. Boone, S. Swain, *Phys. Rev.*, **A41**(1990), 343.
- [4] A. W. Boone, S. Swain, *Opt. Commun.*, **73**(1989), 47.
- [5] M. D. Reid, K. J. McNeil, D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A24**(1981), 2029.
- [6] M. D. Reid, D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A28**(1983), 232.
- [7] M. Sargent, III, M. O. Scully, W. E. Lamb, Jr., *Laser Physics* (Addison-Wesley), (1974).
- [8] 彭金生,中国科学(A辑),**(3)**(1988),331.
- [9] 彭金生、黄湘友、刘武,物理学报,**38**(1989),1545.
- [10] G. Compagno, F. Persico, *Phys. Rev.*, **A22**(1982), 2108.
- [11] M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 154.
- [12] L. Davidovich, J. M. Raimond, M. Brune, S. Haroche, *Phys. Rev.*, **A36**(1987), 3771.

A STUDY ON DISSIPATION MECHANISM IN TWO-PHOTON LASER

PENG JIN-SHENG LI GAO-XIANG

Department of Physics Huazhong Normal University, Wuhan 430070

(Received 12 August 1991)

ABSTRACT

In this work, we have respectively investigated two-photon processes of a cascade three-level atom interacting with thermal and vacuum radiation fields by means of non-relativistic QED. We verified the important role of atomic thermal loss and two-photon transition loss in the dissipation processes. We proved the condition under which the thermal fluctuation can be neglected, and discussed the character of laser cavity in which the two-photon laser can be produced.

PACC: 4250; 4255; 3280