

# 激光三跃迁的量子统计

李 孝 申

(江西师范学院物理系)

## 提 要

本文把 Lamb 激光量子理论用于处理三模激光, 文中运用密度算符理论和微扰方法, 获得了四能级均匀展宽原子系统中三模激光运转的主方程, 并画出了几率流图。合理地考虑细致平衡原理, 进而得到了定态运动方程。并就不同条件下运转情况、量子统计性质等进行了讨论。尤其对光子数分布进行了数值计算, 得到了详细结果, 并进行了比较。此外, 考虑场密度算符的非对角元运动方程, 求得激光线宽表达式, 并就单模、双模和三模运转的情况进行了比较。

近年来, Lamb 的单模激光运转的量子理论<sup>[1]</sup> 已被推广至处理双模<sup>[2~4]</sup> 激光和二能级多模<sup>[5]</sup> 激光的运转情况。本文把 Lamb 的理论加以推广用来处理三模激光的运转和线宽等问题。

为了简化运算, 用微扰法。取至四级近似, 首先求得共上能级器能级三模激光场密度算符的运动方程, 然后在光子数表象中求得主方程和非对角元的方程, 从而讨论了运转特性及线宽等问题。

## 一、密度算符的运动方程

这是采用如图 1 所示的四能级激活原子模型。|a> 为共上能级, 各下能级 |b<sub>i</sub>> (i=1, 2, 3) 相互间的跃迁是禁戒的, 并假定各能级有相同的平均寿命 τ<sup>[4]</sup>。原子-场系统的哈密顿量为

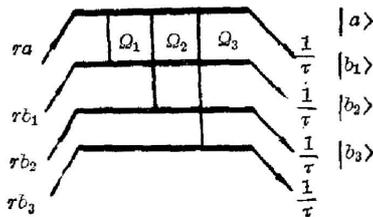


图 1 四能级原子系统

Fig. 1 The four-level atomic system

量为

$$H = \hbar \sum_{\alpha=a, b_i} \omega_{\alpha} A_{\alpha}^{\dagger} A_{\alpha} + \hbar \sum_{j=1}^3 \Omega_j \left( a_j^{\dagger} a_j + \frac{1}{2} \right) + V, \quad (1)$$

$$V = \hbar \sum_{i=1}^3 g_i a_i A_a^{\dagger} A_{b_i} + \text{H. C.}, \quad (2)$$

文中采用的符号含义与文献 [4] 相同。且所有讨论都将在相互作用绘景中进行。场密度算符  $\rho_f(t)$  随时间的变化由两部分组成, 即

$$\dot{\rho}_f(t) = \dot{\rho}_f^{(a)}(t) + \dot{\rho}_f^{(b)}(t), \quad (3)$$

(3) 式右边第一项代表激活原子的贡献, 第二项代表非激活腔损耗的影响。原子态矢量为

$$|a\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |b_1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |b_2\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |b_3\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

原子能级算符为

$$A_a^+ A_{b1} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad A_a^+ A_{b2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad A_a^+ A_{b3} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

在共振条件下 ( $\Omega_i = \omega_a - \omega_{b_i}$ ), 根据 (2) 式和 (5) 式, 有

$$V = \begin{pmatrix} 0 & g_1 a_1 & g_2 a_2 & g_3 a_3 \\ g_1 a_1^+ & 0 & 0 & 0 \\ g_2 a_2^+ & 0 & 0 & 0 \\ g_3 a_3^+ & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

取初始  $t$  时刻有

$$\begin{aligned} \rho_{a-f}^{(a)}(t) &= \rho_a^{(a)}(t) \otimes \rho_f(t) = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & & & 0 \\ & \rho_{b_1 b_1} & & \\ & & \rho_{b_2 b_2} & \\ & & & \rho_{b_3 b_3} \end{pmatrix} \otimes \rho_f(t) \\ &= \begin{pmatrix} \rho_{aa} \rho_f & & & 0 \\ & \rho_{b_1 b_1} \rho_f & & \\ & & \rho_{b_2 b_2} \rho_f & \\ & & & \rho_{b_3 b_3} \rho_f \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

然后采用文献[1]中的理论计算方法, 用微扰法求至四级近似可得(略去角标  $f$ )

$$\begin{aligned} \dot{\rho}^{(a)}(t) &= -\frac{1}{2} r_a \tau^2 \sum_{i=1}^3 g_i^2 (a_i a_i^+ \rho - a_i^+ \rho a_i) + \frac{1}{4!} r_a \tau^4 \left[ \left( \sum_{i=1}^3 g_i^2 a_i a_i^+ \right)^2 \rho + 3 \left( \sum_{i=1}^3 g_i^2 a_i a_i^+ \right) \right. \\ &\quad \times \rho \left( \sum_{i=1}^3 g_i^2 a_i a_i^+ \right) - 4 \sum_{i,j=1}^3 g_i^2 g_j^2 a_j^+ a_i a_i^+ \rho a_j \left. \right] - \frac{1}{2} \tau^2 \sum_{i=1}^3 r_{b_i} g_i^2 (a_i^+ a_i \rho - a_i \rho a_i^+) \\ &\quad + \frac{1}{4!} \tau^4 \sum_{i=1}^3 r_{b_i} g_i^2 \left[ a_i^+ a_i \left( g_i^2 a_i^+ a_i + \sum_{\substack{j=1 \\ (j \neq i)}}^3 g_j^2 a_j a_j^+ \right) \rho \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j=1}^3 g_j^2 (3 a_j^+ a_i \rho a_i^+ a_j - 4 a_j a_j^+ a_i \rho a_i^+) \right] + \text{H. C.}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中已用到 (6) 和 (7) 式, 并且  $r_a = r \rho_{aa}$ ,  $r_{b_i} = r \rho_{b_i b_i}$  和  $r$  分别是对能级  $|a\rangle$ , 能级  $|b_i\rangle$  和总四个能级的泵浦率。

作为对文献[1]相应项的推广, 有

$$\dot{\rho}^{(a)}(t) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 c_i (\rho a_i^+ a_i - a_i \rho a_i^+) + \text{H. C.}, \quad (9)$$

其中  $c_i$  为损耗参数。

由式 (3)、(8) 和 (9) 便得场密度算符的运动方程

$$\begin{aligned} \dot{\rho}(t) &= -\frac{1}{2} r_a \tau^2 \sum_{i=1}^3 g_i^2 (a_i a_i^+ \rho - a_i^+ \rho a_i) + \frac{1}{4!} r_a \tau^4 \left[ \left( \sum_{i=1}^3 g_i^2 a_i a_i^+ \right)^2 \rho \right. \\ &\quad \left. + 3 \left( \sum_{i=1}^3 g_i^2 a_i a_i^+ \right) \rho \left( \sum_{i=1}^3 g_i^2 a_i a_i^+ \right) - 4 \sum_{i,j=1}^3 g_i^2 g_j^2 a_j^+ a_i a_i^+ \rho a_j \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2} \tau^2 \sum_{i=1}^3 r_{bi} g_i^2 (a_i^\dagger a_i \rho - a_i \rho a_i^\dagger) + \frac{1}{4!} \tau^4 \sum_{i=1}^3 r_{bi} g_i^2 \left[ a_i^\dagger a_i \left( g_i^2 a_i^\dagger a_i + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^3 g_j^2 a_j a_j^\dagger \right) \rho \right. \\
& \left. + \sum_{j=1}^3 g_j^2 (3a_j^\dagger a_i \rho a_i^\dagger a_j - 4a_j a_j^\dagger a_i \rho a_i^\dagger) \right] - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 c_i (\rho a_i^\dagger a_i - a_i \rho a_i^\dagger) + \text{H. C.} \quad (10)
\end{aligned}$$

## 二、主 方 程

对(10)式取光子数表象求对角矩阵元便得三模激光运转的主方程

$$\begin{aligned}
\dot{p}(n_1, n_2, n_3) = & -A_1(n_1+1)p(n_1, n_2, n_3) \left[ 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& -A_2(n_2+1)p(n_1, n_2, n_3) \left[ 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& -A_3(n_3+1)p(n_1, n_2, n_3) \left[ 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& +A_1 n_1 p(n_1-1, n_2, n_3) \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} n_1 - \sum_{i=2,3}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& +A_2 n_2 p(n_1, n_2-1, n_3) \left[ 1 - \frac{B_2}{A_2} n_2 - \sum_{i=1,3}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& +A_3 n_3 p(n_1, n_2, n_3-1) \left[ 1 - \frac{B_3}{A_3} n_3 - \sum_{i=1,2}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& +c_1(n_1+1)p(n_1+1, n_2, n_3) + c_2(n_2+1)p(n_1, n_2+1, n_3) \\
& +c_3(n_3+1)p(n_1, n_2, n_3+1) - c_1 n_1 p(n_1, n_2, n_3) \\
& -c_2 n_2 p(n_1, n_2, n_3) - c_3 n_3 p(n_1, n_2, n_3) \\
& +A'_1(n_1+1)p(n_1+1, n_2, n_3) \left[ 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& -A'_1 n_1 p(n_1, n_2, n_3) \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} n_1 - \sum_{i=2,3}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& +\frac{3}{4} A'_1(n_1+1) \frac{B_2}{A_2} n_2 p(n_1+1, n_2-1, n_3) \\
& +\frac{3}{4} A'_1(n_1+1) \frac{B_3}{A_3} n_3 p(n_1+1, n_2, n_3-1) \\
& -\frac{3}{4} A'_1 n_1 \frac{B_2}{A_2} (n_2+1) p(n_1, n_2, n_3) - \frac{3}{4} A'_1 n_1 \frac{B_3}{A_3} (n_3+1) p(n_1, n_2, n_3) \\
& +A'_2(n_2+1)p(n_1, n_2+1, n_3) \left[ 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& -A'_2 n_2 p(n_1, n_2, n_3) \left[ 1 - \frac{B_2}{A_2} n_2 - \sum_{i=1,3}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& +\frac{3}{4} A'_2(n_2+1) \frac{B_1}{A_1} n_1 p(n_1-1, n_2+1, n_3) \\
& +\frac{3}{4} A'_2(n_2+1) \frac{B_3}{A_3} n_3 p(n_1, n_2+1, n_3-1) \\
& -\frac{3}{4} A'_2 n_2 \frac{B_1}{A_1} (n_1+1) p(n_1, n_2, n_3) - \frac{3}{4} A'_2 n_2 \frac{B_3}{A_3} (n_3+1) p(n_1, n_2, n_3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + A_3'(n_3+1)p(n_1, n_2, n_3+1) \left[ 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& - A_3'n_3p(n_1, n_2, n_3) \left[ 1 - \frac{B_3}{A_3} n_3 - \sum_{i=1,2} \frac{B_i}{A_i} (n_i+1) \right] \\
& + \frac{3}{4} A_3'(n_3+1) \frac{B_1}{A_1} n_1 p(n_1-1, n_2, n_3+1) \\
& + \frac{3}{4} A_3'(n_3+1) \frac{B_2}{A_2} n_2 p(n_1, n_2-1, n_3+1) \\
& - \frac{3}{4} A_3'n_3 \frac{B_1}{A_1} (n_1+1) p(n_1, n_2, n_3) \\
& - \frac{3}{4} A_3'n_3 \frac{B_2}{A_2} (n_2+1) p(n_1, n_2, n_3), \tag{11}
\end{aligned}$$

其中  $A_k = r_k \tau^2 g_k^2$ ,  $B_k = \frac{1}{3} (g_k \tau)^2 A_k$ ,  $A'_k = r_{bk} (g_k \tau)^2$ , ( $k=1, 2, 3$ )。

(11)左右边共有 30 项, 它们中的每一项都被解释为流入或流出  $|n_1, n_2, n_3\rangle$  态的几率流, 这一点可由三维几率流图形象地表现出来, 如图 2 所示(每个带有数字的横线代表一个光子态, 每个箭头旁的数字对应主方程(11)式的右边。), 与文献[4]类似, 这里的第 15~18, 21~24 及 27~30 项反映了双光子过程, 即对某一下能级  $|b_i\rangle$  的泵浦可使原子从  $|b_i\rangle$  通过吸收模  $i$  的一个光子而跃迁至其上能级  $|a\rangle$ , 随后跃迁至另一下能级  $|b_j\rangle$  ( $i \neq j$ ), 同时辐射模  $j$  的一个光子。结果使模  $i$  受到损耗而模  $j$  得到增益。

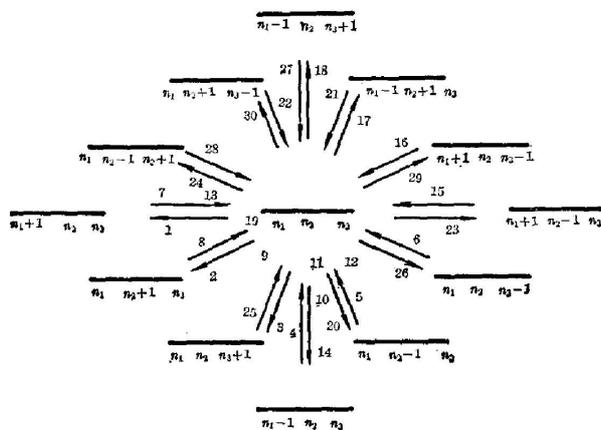


图 2 三模激光的三维几率流图

Fig. 2 Probability flow diagram in three dimensions for the three-mode laser

### 三、定态特性及光子统计分布

为简单起见, 我们在各下能级无泵浦的条件下讨论问题, 即  $A'_i = 0$ 。这里注重考虑模间的影响, 故不妨以模 1 为例, 讨论其它模的存在对其运转特性带来的影响, 因而忽略关联<sup>[2]</sup>由(11)式得\*

\* 采用这一步骤的目的在于使下面的一系列讨论更为直观。

$$\begin{aligned} \dot{p}(n_1) = \sum_{n_2, n_3} \dot{p}(n_1, n_2, n_3) = & -A_1(n_1+1) \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1}(n_1+1) - \sum_{i=2,3} \frac{B_i}{A_i}(\bar{n}_i+1) \right] p(n_1) \\ & + A_1 n_1 \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} n_1 - \sum_{i=2,3} \frac{B_i}{A_i}(\bar{n}_i+1) \right] p(n_1-1) - C_1 n_1 p(n_1) + C_1(n_1+1) p(n_1+1), \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $\bar{n}_i$  表示模  $i$  的平均光子数。(12)式的右边含有四项, 每一项可解释为流入或流出  $|n_1\rangle$  态的几率流。此过程可用一维几率流图表示, 如图 3 所示。图中箭头旁的数字表示(12)式右边项的序数。

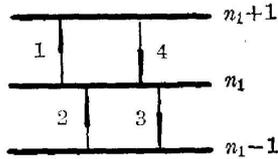


图 3 一维几率流图  
Fig. 3 Probability flow diagram in one dimension

合理地运用细致平衡原理, 并根据文献 [4, 6] 相同的步骤, 求得(12)式的定态解和阈值条件

$$p(n_1) = \mathcal{N}^{-1} \prod_{i=1}^{n_1} \frac{A_1}{C_1} \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} l - \sum_{i=2,3} \frac{B_i}{A_i}(\bar{n}_i+1) \right], \quad (13)$$

$$\frac{A_1}{C_1} \left[ 1 - \sum_{i=2,3} \frac{B_i}{A_i}(\bar{n}_i+1) \right] = 1. \quad (14)$$

从(14)可知, 阈值条件随参加运转的模数的增加而增高, 当不考虑其它模的影响时, 模 1 有最低阈值条件为

$$\frac{A_1}{C_1} = 1. \quad (15)$$

此外还可知阈值不但与参数  $(A_1/C_1)$  有关, 而且还与其它两个模的强度有关, 该强度越大阈值越高。

从(13)式还可求得阈值以上最可几光子数  $n_{1p}$ , 即

$$n_{1p} = \frac{1}{B_1} \left\{ A_1 \left[ 1 - \sum_{i=2,3} \frac{B_i}{A_i}(\bar{n}_i+1) \right] - C_1 \right\}. \quad (16)$$

显然, 定态下的最可几光子数随参加运转模数的减少而增加(如图 4 所示), 当其它模不存在时, 便有最大值

$$(n_{1p})_{\max} = (A_1 - C_1) / B_1. \quad (17)$$

(15)和(17)均回到了单模理论所得的结果<sup>[1]</sup>。

现在比较一下单模, 双模和三模运转下模 1 的光子统计分布性质。(13)式是三模运转时的光子数几率分布。在(13)式中令  $B_2=B_3=0$  得单模运转时光子数几率分布

$$p_s(n_1) = \mathcal{N}_s^{-1} \prod_{i=1}^{n_1} \frac{A_1}{C_1} \left( 1 - \frac{B_1}{A_1} l \right). \quad (18)$$

令  $B_3=0$ , 得双模运转时光子数几率分布

$$p_d(n_1) = \mathcal{N}_d^{-1} \prod_{i=1}^{n_1} \frac{A_1}{C_1} \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} l - \frac{B_2}{A_2}(\bar{n}_2+1) \right]. \quad (19)$$

借助于电子计算机, 这里绘出了(13), (18)和(19)式所代表的光子统计分布曲线, 并进行比较, 如图 4 和图 5 所示。图 4(使用参数:  $A_1=1.2$ ,  $C_1=1.0$ ,  $B_1=0.00075$ ,  $B_2/A_2=0.001$ ,  $B_3/A_3=0.0006$ )表示阈值以上的分布曲线, 它随模数的增加而向左移动, 即光场偏离相干态而向热平衡态接近。图 5(使用的参数:  $A_1=1.0$ ,  $C_1=1.0$ ,  $B_1=0.00075$ ,  $B_2/A_2=0.0005$ ,  $B_3/A_3=0.00067$ )表示阈值以下的分布曲线, 显然, 光子统计分布随模数的增加而更陡地趋于零。总之, 不论阈值以上或阈值以下, 参加运转的模数增加可导致光子数大的几率减小, 光子数小的几率增大, 使光强减弱, 这便反映了模竞争。

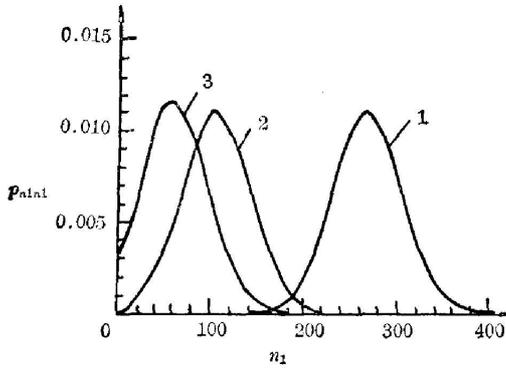


图 4 模 1 光子数几率对光子数的关系曲线  
Fig. 4 Graphs of photon number probabilities versus photon number for model

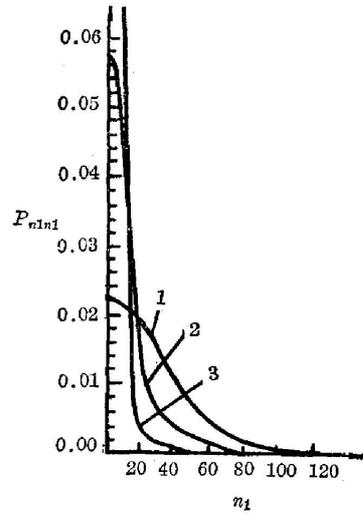


图 5 模 1 光子数几率对光子数的关系曲线  
Fig. 5 Graphs of photon number probabilities versus photon number for model

#### 四、密度算符的非对角元和激光的线宽

这里仍考虑下能级无泵浦(即  $r_{b1}=0$ )的情况。我们知道,通过考虑场密度矩阵的非对角元  $\rho_{n_1, n_1+1}$  随时间的衰变可确定模  $i$  电场强度平均值随时间衰变的规律<sup>[2,5]</sup>,进而用 Fourier 变换,便可求得模  $i$  的线宽。本文仍以模 1 为例,对(10)式在光子数表象求非对角元便得

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{n_1, n_1+1} = & - \left\{ A_1 \left( n_1 + \frac{3}{2} \right) \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} \left( n_1 + \frac{3}{2} \right) - \sum_{i=2}^3 \frac{B_i}{A_i} (\bar{n}_i + 1) \right] \right. \\ & + \frac{1}{8} B_1 - C_1 \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) \left. \right\} \rho_{n_1, n_1+1} + A_1 [n_1 (n_1 + 1)]^{\frac{1}{2}} \left[ 1 - \frac{B_1}{A_1} \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) \right. \\ & - \left. \sum_{i=2}^3 \frac{B_i}{A_i} (\bar{n}_i + 1) \right] \rho_{n_1-1, n_1} + C_1 [(n_1 + 1) (n_1 + 2)]^{\frac{1}{2}} \rho_{n_1+1, n_1+2} \\ = & - \left\{ \left[ \mathcal{A}' - B_1 \left( n_1 + \frac{3}{2} \right) \right] \left( n_1 + \frac{3}{2} \right) + \frac{1}{8} B_1 - C_1 \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) \right\} \rho_{n_1, n_1+1} \\ & + \left[ \mathcal{A}' - B_1 \left( n_1 + \frac{1}{2} \right) \right] [n_1 (n_1 + 1)]^{\frac{1}{2}} \rho_{n_1-1, n_1} + C_1 [(n_1 + 1) (n_1 + 2)]^{\frac{1}{2}} \rho_{n_1+1, n_1+2}, \end{aligned} \quad (20)$$

其中已忽略了关联<sup>[2]</sup>,并令  $\mathcal{A}' = A_1 \left[ 1 - \sum_{i=2}^3 \frac{B_i}{A_i} (\bar{n}_i + 1) \right]$ 。接下来只要作对应  $\mathcal{A}' \rightarrow \mathcal{A}$ ,  $B_1 \rightarrow \mathcal{B}$ ,  $n_1 \rightarrow n$  和  $C_1 \rightarrow \nu/Q$ , (20)式便与文献[1]292页中的(40)式完全相同\*。这样,考虑模 1 足够高地处于阈值以上时,我们可采用与文献[1]完全相同的步骤,求得三模运转下模 1 的线宽为

\* 原文(40)式中的一项“ $(-\mathcal{B}/8)$ ”有误,应为“ $(\mathcal{B}/8)$ ”。

$$D_3 \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\mathcal{A}'}{n_{1p}} = \frac{B_1}{2} \cdot \frac{A_1 \left[ 1 - \sum_{i=2}^3 \frac{B_i}{A_i} (\bar{n}_i + 1) \right]}{A_1 \left[ 1 - \sum_{i=2}^3 \frac{B_i}{A_i} (\bar{n}_i + 1) \right] - C_1}, \quad (21)$$

其中已用到了(16)式。显然,当模3不存在时,从(21)式便得(模1和模2)双模运转下模1的线宽为

$$D_2 \approx \frac{B_1}{2} \frac{A_1 \left[ 1 - \frac{B_2}{A_2} (\bar{n}_2 + 1) \right]}{A_1 \left[ 1 - \frac{B_2}{A_2} (\bar{n}_2 + 1) \right] - C_1}; \quad (22)$$

同理,单模运转下模1的线宽为

$$D_1 \approx \frac{B_1}{2} \cdot \frac{A_1}{A_1 - C_1}, \quad (23)$$

这便回到在文献[1, 5]中,仅考虑单模运转时的结果。

不难看出,当 $A_1$ 固定时,有 $D_1 < D_2 < D_3$ ,即线宽随参加运转的模数的增加而变宽。这反映了多模运转下激光固有有线宽的特点,并与模间的影响紧密相关。由于三模激光跃迁享有公共的上能级,此上能级的公共布居使得这三种跃迁发生竞争和耦合,其对线宽的影响是使线宽增宽,使激光偏离相干态。

## 五、结 论

由于三模激光同时运转,使得阈值条件,光子统计性质及线宽等既与单模运转时<sup>[1, 5]</sup>不同,又有别于双模运转<sup>[2~4]</sup>时的情况。从密度算符的对角元出发,我们可以得出模间的耦合使激光偏离相干态的结论,这一点可从图4和图5直接看出。此外,从密度算符的非对角元出发,联系线宽进行分析,我们又一次从另一角度得出上述结论。

由于采用了微扰法,这里的讨论便仅限于激光场不太强的场合,然而求至四级近似,在一定程度上确能反映多模运转的光子统计等的许多特点。文献[8]报告了三模激光的实验结果,本文与之大致相符。至于强场的情况,就必须对密度算符运动方程精确地求解,关于这一问题将另文探讨。

承蒙谭维翰同志提出宝贵意见,作者在此谨表谢意。

## 参 考 文 献

- [1] M. Sargent, M. O. Scully, W. E. Lamb; *Laser Physics* (Addison-Wesley, 1974), Chap. 16~17.
- [2] S. Singh, M. S. Zubairy; *Phys. Rev. (A)*, 1980, **21**, No. 1 (Jan), 231.
- [3] 朱诗尧; *光学学报*, 1982, **2**, No. 4 (Jul), 289.
- [4] 朱诗尧, 苏大春; *Phys. Rev. (A)*, 1982, **25**, No. 6 (Jun), 3196.
- [5] M. O. Scully, W. E. Lamb; *Phys. Rev.*, 1967, **159**, No. 2, 208.
- [6] 朱诗尧等; *Phys. Rev. (A)*, 1982, **26**, No. 4, 2266.
- [7] K. J. Mc Neil, D. F. Walls; *J. Phys. (A)*, 1975, **8**, No. 1, 104.
- [8] K. Otsuka; *IEEE J. Q. E.*, 1978, **QE-14**, No. 12 (Dec), 1007.

## The quantum statistics of three-transition in the laser

LI XIAOSHEN

(Department of Physics, Jiangxi Teachers College, Nanchang)

(Received 28 May 1983, revised 8 September 1983)

### Abstract

The radiation density operator theory and perturbation method are used to obtain the master equation of the three-mode laser operation in a homogeneously broadened medium consisting of four-level atoms by means of a generalization of the Lamb fully quantum-mechanical theory. Meanwhile diagrams of probability flow are drawn. By considering and reasonably understanding the principle of detailed balance, the equations of motion in steady states are obtained. The operation characteristics and the quantum-statistical properties of the laser under different conditions are discussed. Especially the calculations of the photon number distributions are carried out numerically, so that the results are given in detail and the comparison is easily carried out. Furthermore, by taking into account the equation of motion for the off-diagonal elements of the radiation density operator, the laser line-widths in different cases of single-mode, two-mode and three-mode are given and compared.

## 第二届全国颜色光学学术交流会

中国光学学会颜色光学专业委员会委托山东纺织工学院筹备的第二届全国颜色光学学术交流会于1983年12月2~4日在青岛举行。

来自全国13个省市近60个单位的80多位代表参加了会议,中国光学学会理事长王大珩教授专程来青岛参加会议,并作了重要讲话。本届学术交流会宣讲和交流了学术论文52篇。论文涉及到纺织、丝绸、印刷、交通信号、摄影、照明、心理、计算机配色和军事伪装等领域。特别对颜色仪器的研制,颜色的测试原理及技术,光源显色指数与色温计算等问题,进行了深入的探讨。通过交流,搞颜色理论的同志看到了实践应用的价值;而搞实践应用的同志也看到了理论的推导作用。

颜色光学是一门新兴学科,通过交流说明我国对颜色的测试正由目测转向仪表测试,部份测试设备的研制已经开始应用微型电子计算机技术。因此,尽管我国的颜色光学起步较迟,与世界先进水平相比,还有不小的差距,但是,与会代表们有信心在较短时间内赶上先进行列,使这一学科能更好地为我国的四化建设服务。

会议期间,颜色光学专业委员会举行了会议,讨论了有关事宜。

会议决定,一年后召开第三届颜色光学学术交流会。

(黎 凤)