

(a)



(b)

图 2

定等离子体分布是关于加热激光轴对称以后, 用阿贝尔变换处理上述照片, 得到距靶中心 $160 \mu\text{m}$ 处密度分布如图 3 所示, 它更清楚地表明了这种凹陷

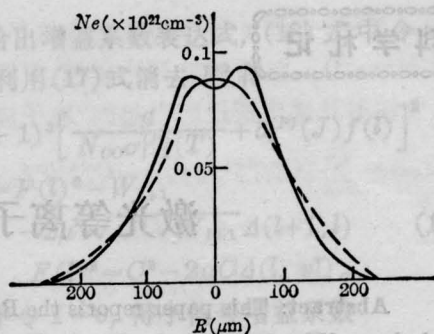


图 3

实线: $\Delta t=500 \text{ ps}$; 虚线: $\Delta t=760 \text{ ps}$

的形成和消失。

作者衷心感谢本所六路激光装置运行组的帮助和提供方便。

参 考 文 献

- [1] R. Benatter et al.; Rev. Sci. Instrum., 1979, **50**, 1583.

(中国科学院上海光机所 江志明 孟绍贤
徐至展 张伟清
林礼煌

1986年3月31日收稿)

多光子光学双稳性中的荧光辐射问题

Abstract: A quantum mechanics model used to describe a n -photon transition within an atomic system is presented, and a semiclassical approach is used to obtain Maxwell-Bloch equations so as to describe the multi-photon optical bistability system. From these equations the conclusions can be easily derived as follows: under stationary conditions, the fluorescence intensity of multi-photon optical bistability is proportional to N or $N - \frac{1}{2n-1}$ in the cooperative region and is proportional to N in the single atom region.

假定一个光学环腔内充满由 N 个二能级原子组成的介质, 二能级原子同共振的腔场模发生作用, 忽略其间变化。 n 光子同诸原子的相互作用能够被一个等效的、考虑了诸中间态累加作用的哈密顿量所表示, 原子和场模的衰减由同库的相互作用来表示。那么, 在电偶极和旋波近似下的全部哈密顿量为^[1]:

$$H = \sum_{j=1}^5 H_j,$$

$$H_1 = \tilde{n}\omega_0 a^\dagger a + \frac{1}{2} n\tilde{n}\omega_0 \sum_{\mu=1}^N \sigma_{\mu}^{\pm}$$

$$H_2 = i\tilde{n} \sum_{\mu=1}^N [g e^{-ik \cdot r_{\mu}} (a^\dagger)^n \sigma_{\mu}^- - g^* e^{ik \cdot r_{\mu}} a^n \sigma_{\mu}^+],$$

$$H_3 = \sum_{\mu=1}^N (\sigma_{\mu}^{\pm} \Gamma_A + \sigma_{\mu}^- \Gamma_A^{\dagger}) \quad (1)$$

$$H_4 = a^\dagger \Gamma_F + a \Gamma_F^{\dagger}$$

$$H_5 = i\tilde{n}(a^\dagger \varepsilon e^{-i\omega_0 t} - a \varepsilon^* e^{i\omega_0 t})$$

式中 a, a^+ 是场的玻色算符, $\sigma_{\mu}^{\pm}, \sigma^z$ 是第 μ 个原子的原子算符, ω_0 是腔的共振频率, 而且 $n\omega_0$ 等于原子的共振频率。相干的外驱动场具有相同的 ω_0 , 其模是 $\varepsilon; \Gamma_{\downarrow}, \Gamma_{\uparrow}^{\pm}$ 是原子的库算符, 用来表示相干泵浦和辐射衰减; Γ_r, Γ_r^{\pm} 是描述腔模衰减的库算符。 g 是场模和原子间耦合的 n 光子矩阵元。

上述系统能够用腔模算符 a 、全部原子的极化

$$J^+ = \sum_{\mu=1}^N \sigma_{\mu}^+ e^{ik \cdot r_{\mu}}$$

和全部原子的(粒子数)反转

$$J^z = \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^N \sigma_{\mu}^z$$

来描述。采用半经典近似, 即使经典变量 $\alpha = \langle a \rangle$, $\alpha^* = \langle a^+ \rangle$, $\nu^* = \langle J^- \rangle$, $\nu = \langle J^+ \rangle$ 和 $D = \langle J^z \rangle$, 那么在零涨落的极限下, 假定所有的相关函数都能够被分解, 那么上述系统就能够用 Maxwell-Bloch 方程来描述:

$$\dot{\nu} = -\gamma_{\parallel} \nu + 2g\alpha^n D$$

$$\dot{D} = -\gamma_{\perp} (D - D_0) - g[(\alpha^*)^n \nu + \alpha^n \nu^*] \quad (2)$$

$$\dot{\alpha} = -K(\alpha - E) + ng\nu(\alpha^*)^{n-1}$$

式中 γ_{\perp} 和 γ_{\parallel} 分别是原子极化和反转的衰减速率; K 是腔场的衰减速率, $E = \varepsilon/K$, 同驱动场模成比例; $D = \frac{1}{2}(N_2 - N_1)$; D_0 是反转量, 在不考虑同场的任何作用的情况下由原子的相干泵浦来决定。当 $D_0 = -\frac{1}{2}N$ 时, (2) 描述 n 光子光学双稳性系统。

在稳态情况下, 即 $\dot{\nu} = \dot{D} = \dot{\alpha} = 0$ 时有:

$$D = D_0 \left[1 + \left(\frac{|\alpha|^2}{n_0} \right)^n \right]^{-1}, \quad (3)$$

$$\nu = 2g \frac{D_0}{\gamma_{\perp}} \left[1 + \left(\frac{|\alpha|^2}{n_0} \right)^n \right]^{-1} \alpha^n, \quad (4)$$

式中 $n_0 = \left(\frac{\gamma_{\parallel} \gamma_{\perp}}{4g^2} \right)^{\frac{1}{n}}$

$$\text{令 } x = \left(\frac{4g^2}{\gamma_{\parallel} \gamma_{\perp}} \right)^{\frac{1}{2n}} |\alpha|,$$

$$y = \left(\frac{4g^2}{\gamma_{\parallel} \gamma_{\perp}} \right)^{\frac{1}{2n}} |E|,$$

$$\text{且 } C_n = ng^2 N \left(\frac{\gamma_{\parallel} \gamma_{\perp}}{4g^2} \right)^{\frac{n-1}{n}},$$

那么有:

$$y = x \left(1 + \frac{C_n x^{2(n-1)}}{1+x^{2n}} \right) \quad (5)$$

$$\text{由于 } D = \frac{1}{2}(N_2 - N_1), \quad \frac{N_2 + N_1}{2} = \frac{N}{2},$$

那么有:

$$N_2 = \frac{1}{2} N \left(\frac{x^{2n}}{1+x^{2n}} \right) \quad (6)$$

在存在光学双稳性的条件下, y 应有极小值 y_m 和极大值 y_M 。

① 对于 $y < y_m$, (5) 式有一个稳定的平衡态解。当 $n=1$ 时, $x_1 \approx y/c_1 \ll 1$; 当 $n > 1$ 时, $x_1 \approx y$ 或 $x_1 \approx (y/c_1)^{\frac{1}{2n-1}} \ll 1$ 。把这些结果代入(6)有:

当 $n=1$ 时 $N_2 \propto N$; 当 $n > 1$ 时, $N_2 \propto N$ 或 $N_2 \propto N^{-\frac{1}{2n-1}}$ 。

② 对于 $y_m < y < y_M$, (5) 式有二个稳定的平衡态解。当 $n=1$ 时,

$$x_1 \approx y \left[\frac{c_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{c_1}{2} \right)^2 - y^2} \right],$$

$$x_3 \approx \frac{1}{2} y (1 + \sqrt{1 - 4c_1/y^2});$$

当 $n > 1$ 时, $x_1 \approx (c_n/y)^{-\frac{1}{2n-1}}$ 或 $x_1 = y$,

$$x_3 \approx \frac{1}{2} y (1 + \sqrt{1 - 4c_n/y^2}).$$

把这些结果代入(6)有:

当 $n=1$ 时, $N_2 \propto N^{-1}$ 或 N ; 当 $n > 1$ 时, $N_2 \propto N$ 或 $N^{-\frac{1}{2n-1}}$ 。

③ 对于 $y > y_M$, 无论是 $n=1$ 或 $n > 1$, $x_3 \approx y$, 因此 $N_2 \propto N$ 。

上面的分析表明, 当 $n=1$ 时, 由于荧光强度 $I_{cf} \propto N_2$, 故 $I_{cf} \propto N$ 或 N^{-1} , 此即文献[2]的结果; 当 $n > 1$ 时, 由于荧光强度 $I_{cf} \propto N_2$, 故 $I_{cf} \propto N$ 或 $N^{-\frac{1}{2n-1}}$ 。显然多光子光学双稳性中的荧光强度在合作区正比于 N 或 $N^{-\frac{1}{2n-1}}$, 在单原子区正比于 N 。

参 考 文 献

- [1] Margaret Reid et al.; *Phys. Rev. A*, 1981, **24**, 2029.
 [2] R. Bonifacio, L. A. Lugiato; *Opt. Commun.*, 1976, **19**, 172.

(哈尔滨工业大学 马爱群

秦汝虎 李明星

1986年5月5日收稿)