

泵浦光涨落对共振荧光压缩 效应的影响*

姚 丹 郭光灿
(福建师范大学物理系) (中国科技大学物理系)

提 要

本文采用位相扩散模型研究由涨落的泵浦光驱动两能级原子产生共振荧光的统计特性。结果表明,随着泵浦光涨落大小变化,共振荧光的压缩效应,以及由零差探测得出的光场统计分布性质也随之变化。

一、引 言

近年来,泵浦光场涨落对双能级原子共振荧光的影响越来越引起人们的兴趣,压缩态是量子光学中重要的非经典光场^[1],共振荧光的压缩效应已为 Walls^[2]讨论过, Loudon^[3]采用零差测量模型得到荧光场与本振场的叠加场光子统计分布特性,但这些讨论仅限于理想泵浦光的情况,未计及真实泵浦光场存在涨落所带来的影响,本文将研究共振荧光的压缩特性和统计分布特性与泵浦光场涨落的关系。

二、位相涨落对原子算符期待值的影响

采用位相扩散模型,假设位相涨落是高斯分布,则泵浦场的正频部分和位相因子 $\varphi_L(t)$ 应满足的条件为

$$E_L^{(p)}(t) = \frac{1}{2} E_L(t) \exp\{-i[\omega_L t + \varphi_L(t)]\}, \quad (1)$$

$$\langle \dot{\varphi}_L(t) \rangle_{st} = 0, \quad (2)$$

$$\langle \dot{\varphi}_L(t) \varphi_L(t') \rangle_{st} = 2\Gamma_L \delta(t-t'), \quad (3)$$

式中 $2\Gamma_L$ 为激光的线宽, $\langle \rangle_{st}$ 表示对位相涨落的平均。引入位相涨落存在时的缓变原子算符**

$$\left. \begin{aligned} \sigma^- &= \hat{\sigma}^- \exp\{i[\omega_L t + \varphi_L(t)]\}, \quad \hat{\sigma}^- = |1\rangle\langle 2|, \\ \sigma^+ &= (\sigma^-)^+, \quad A_{ii} = |i\rangle\langle i|. \quad (i=1, 2) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

则系统的总哈密顿量为

收稿日期: 1986年12月9日; 收到修改稿日期: 1987年10月14日

* 中国科学院基金资助的课题。

** 文中缓变原子算符一律以黑体字符表示。

$$\hat{H} = \hbar\omega_0\hat{\sigma}_3 + \sum_{\lambda} \hbar\omega\hat{a}_{\lambda}^{\dagger}\hat{a}_{\lambda} + \sum_{\lambda} (g_{\lambda}\hat{a}_{\lambda} + g_{\lambda}^*\hat{a}_{\lambda}^{\dagger})(\hat{\sigma}^+ + \hat{\sigma}^-) + \frac{\hbar\Omega}{2} \{ \hat{\sigma}^+ e^{-i\omega_0 t + \varphi_L(t)} + \hat{\sigma}^- e^{i\omega_0 t + \varphi_L(t)} \}, \quad (5)$$

式中泵浦光场采用经典场形式。由海森堡运动方程可求出缓变原子算符在旋转波近似下的运动方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma^-}{dt} &= -\frac{i}{2}\Omega A_{22} + \frac{i}{2}\Omega A_{11} + [-i\delta\omega - \Gamma_2 + i\dot{\varphi}_L(t)]\sigma^-, \\ \frac{d\sigma^+}{dt} &= \frac{i}{2}\Omega A_{22} - \frac{i}{2}\Omega A_{11} + [i\delta\omega - \Gamma_2 - i\dot{\varphi}_L(t)]\sigma^+, \\ \frac{dA_{11}}{dt} &= \Gamma_1 A_{22} + \frac{i}{2}\Omega\sigma^- - \frac{i}{2}\Omega\sigma^+, \\ \frac{dA_{22}}{dt} &= -\Gamma_1 A_{22} - \frac{i}{2}\Omega\sigma^- + \frac{i}{2}\Omega\sigma^+, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

利用 $\dot{\varphi}_L(t)$ 满足的高斯分布, 可将对位相涨落求平均的效果等价于 $(-\Gamma_L)$, 代替所有的 $\pm i\dot{\varphi}_L(t)$ ^[4]。为方便起见取

$$\Gamma_1 = 2\Gamma_2 = \gamma. \quad (7)$$

假设原子初始处于基态 $|1\rangle$, 则

$$A_{11}(0) = |1\rangle\langle 1| = 1, \quad A_{22}(0) = \sigma^+(0) = \sigma^-(0) = 0. \quad (8)$$

利用拉普拉斯(Laplace)变换的方法求得方程组的解为

$$\langle A_{22}(t) \rangle_{st} = \frac{[\Omega(\Gamma_2 + \Gamma_1)/2]}{\Gamma_1\delta\omega^2 + \Gamma_1(\Gamma_2 + \Gamma_1)^2 + \Omega^2(\Gamma_2 + \Gamma_1)} + \sum_{i+j+k=3}^3 \frac{[\Omega^2(S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L)/2] \exp(S_i t)}{S_i(S_i - S_j)(S_j - S_k)}, \quad (9)$$

$$\langle A_{11}(t) \rangle_{st} = 1 - \langle A_{22}(t) \rangle_{st}, \quad (10)$$

$$\langle \sigma^-(t) \rangle_{st} = \frac{[i\Gamma_1\Omega(-i\delta\omega + \Gamma_2 + \Gamma_L)/2]}{\Gamma_1\delta\omega^2 + \Gamma_1(\Gamma_2 + \Gamma_L)^2 + \Omega^2(\Gamma_2 + \Gamma_L)} + \frac{i}{2}\Omega \frac{\exp[-(i\delta\omega + \Gamma_2 + \Gamma_L)t]}{i\delta\omega + \Gamma_2 + \Gamma_L} - \frac{i}{2}\Omega^3 \sum_{i+j+k=3}^3 \frac{(S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L)\exp(S_i t)}{S_i(S_i - S_j)(S_j - S_k)(S_k - S_i)}, \quad (11)$$

$$\langle \sigma^+(t) \rangle_{st} = \frac{[i\Gamma_1\Omega(i\delta\omega + \Gamma_2 + \Gamma_L)/2]}{\Gamma_1\delta\omega^2 + \Gamma_1(\Gamma_2 + \Gamma_L)^2 + \Omega^2(\Gamma_2 + \Gamma_L)} + \frac{i}{2}\Omega \frac{\exp[(i\delta\omega + \Gamma_2 + \Gamma_L)t]}{i\delta\omega - \Gamma_2 - \Gamma_L} + \frac{i}{2}\Omega^3 \sum_{i+j+k=3}^3 \frac{(S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L)\exp(S_i t)}{S_i(S_i - S_j)(S_j - S_k)(S_k - S_i)}, \quad (12)$$

(11)式中的 $S_4 = -i\delta\omega - \Gamma_2 - \Gamma_L$, (12)式中的 $S_4 = i\delta\omega - \Gamma_2 - \Gamma_L$, 式中 S_i ($i=1, 2, 3$) 为下列特征方程的根

$$S^3 + [\Gamma_1 + 2(\Gamma_2 + \Gamma_L)]S^2 + [(\Gamma_2 + \Gamma_L)^2 + \delta\omega^2 + \Omega^2 + 2\Gamma_1(\Gamma_2 + \Gamma_L)]S + \Gamma_1\delta\omega^2 + \Gamma_1(\Gamma_2 + \Gamma_L)^2 + \Omega^2(\Gamma_2 + \Gamma_L) = 0 \quad (13)$$

三、稳态情况下涨落对压缩特性的影响

稳态情况即 $t \rightarrow \infty$, 采用无量纲参量表示

$$\left. \begin{aligned} \langle \tilde{\sigma}_1 \rangle_{st} &= -\frac{(\sqrt{2}/2)z\delta}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]}, \\ \langle \tilde{\sigma}_2 \rangle_{st} &= \frac{(\sqrt{2}/2)z(1+\rho)}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]}, \\ \langle \tilde{\sigma}_3 \rangle_{st} &= -\frac{[\delta^2 + (1+\rho)^2]/2}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

式中 $z = (\sqrt{2}\Omega/\gamma)$, $\delta = 2(\omega - \omega_0)/\gamma$, $\rho = (2\Gamma_L/\gamma)$,

Ω 为拉比频率, γ 是原子的自然线宽。引入表征光场压缩性质的参数 F_1, F_2 ,

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \langle (\Delta\sigma_1)^2 \rangle_{st} - \frac{1}{2} |\langle \sigma_3 \rangle_{st}|, \\ F_2 &= \langle (\Delta\sigma_2)^2 \rangle_{st} - \frac{1}{2} |\langle \sigma_3 \rangle_{st}|. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

当 $F_i (i=1, \text{或 } 2) < 0$ 时, 共振荧光呈压缩效应。由上述结果可得

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \frac{1}{4} - \frac{(z^2\delta^2/2)}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]^2} - \frac{[\delta^2 + (1+\rho)^2]/2}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]}, \\ F_2 &= \frac{1}{4} - \frac{[z^2(1+\rho)^2/2]}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]^2} - \frac{[\delta^2 + (1+\rho)^2]/2}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

在泵浦光强固定, 涨落参数 ρ 不同的情况下, F_1 和 F_2 随 δ 变化曲线如图 1 所示。结果表明, 稳态情况下, 泵浦光的位相涨落增大时, F_1 或 F_2 出现压缩效应相对应的 $\delta\omega$ 的取值范围变小, 当涨落增大到某一数值, 将不存在压缩效应。

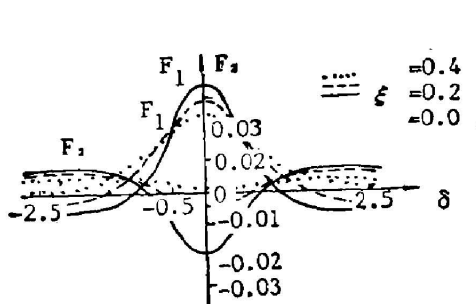


Fig. 1 The curves of F_1, F_2 vs. δ for different values of $\xi (\rho=0.5)$

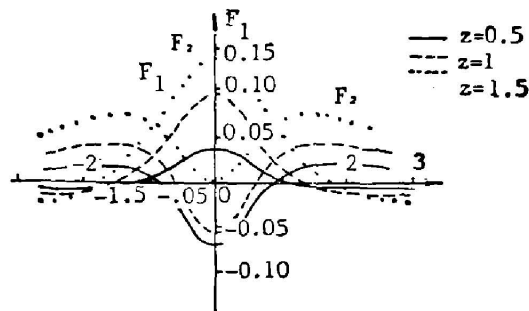


Fig. 2 The curves of F_1, F_2 vs. δ for different values of $z (\xi=0.1)$

图 2 是在涨落固定, 泵浦光强不同时 F_1 和 F_2 随失谐变化的情况, 可以看出, 随着外场强度的增加, F_1 和 F_2 出现压缩效应的失谐取值范围不断减少, 外场很大时压缩效应消失。

四、瞬态情况下涨落对压缩效应的影响

在瞬态状态下, 可以计算出 $F_1(t)$ 和 $F_2(t)$ 有如下表达式

$$\begin{aligned}
 F_1(t) &= \frac{1}{4} - \left\{ -\frac{(\sqrt{2} z \delta / 2)}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2} \left[\sum_{i+j+k=1}^4 \left(\frac{i\Omega}{2} \right) \frac{\Omega^2 (S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L) \exp(S_i t)}{S_i (S_i - S_j) (S_j - S_k) (S_k - S_i)} + c.c. \right] \right\}^2 \\
 &\quad - \frac{1}{2} \left| -\frac{\{[\delta^2 + (1+\rho)^2] / 2\}}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} \right. \\
 &\quad \left. + \left[\sum_{i+j+k=2}^3 \frac{(\Omega^2 / 2) (S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L) \exp(S_i t)}{S_i (S_i - S_j) (S_j - S_k)} \right] \right|, \\
 F_2(t) &= \frac{1}{4} - \left\{ \frac{[\sqrt{2} z (1+\rho) / 2]}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2i} \left[\sum_{i+j+k=1}^3 \left(\frac{i\Omega}{2} \right) \frac{\Omega^2 (S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L) \exp(S_i t)}{S_i (S_i - S_j) (S_j - S_k) (S_k - S_i)} - c.c. \right] \right\}^2 \\
 &\quad - \frac{1}{2} \left| -\frac{\{[\delta^2 + (1+\rho)^2] / 2\}}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{i+j+k=2}^3 \frac{(\Omega^2 / 2) (S_i + \Gamma_2 + \Gamma_L) \exp(S_i t)}{S_i (S_i - S_j) (S_j - S_k)} \right|,
 \end{aligned} \tag{17}$$

式中 $S_i = (-i\delta\omega - \Gamma_2 - \Gamma_L)$ 。图 3 是在泵浦强度和失谐一定时, $F_1(t)$ 随着时间变化的曲线, 图 4 是 $F_2(t)$ 的相应情况, 由这些曲线可以看出, 在无涨落即 $\rho=0$ 时, $F_1(t)$ 、 $F_2(t)$ 在较长时间范围内处于压缩态而且压缩效应最为显著。当 $\rho=0.1$ 时, $F_1(t)$ 或 $F_2(t)$ 小于零所对应的时间范围显然变小, 同时压缩程度减少, 而当涨落 $\rho=1$ 时, $F_1(t)$ 或 $F_2(t)$ 总是大于零, 即压缩效应完全消失。

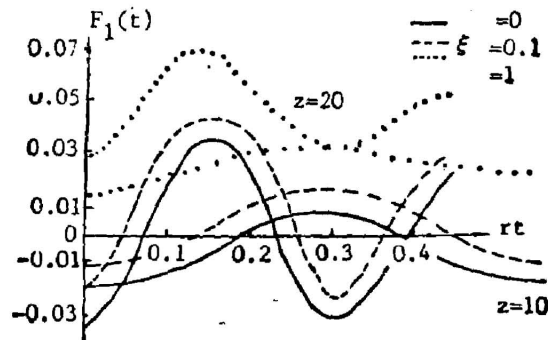


Fig. 3 The evolution curves of $F_1(t)$ for different values of ξ

图 5 是失谐和涨落一定时, 在不同泵浦强度下, $F_1(t)$ 随时间的演变曲线, 由这些曲线可以看到, 在弱泵浦强度 $z=2$ 情况下, $F_1(t)$ 总是负值, 随着泵浦强度的增大 ($z=25$) $F_1(t)$ 处于压缩态对应的时间范围变小, 压缩程度也减弱, 当 $z=50$ 时, $F_1(t)$ 在任意时间内总是取正值, 并且可以看到, 随着泵浦光强度的增大, $F_1(t)$ 本身随 t 显示出拉比振荡行为。

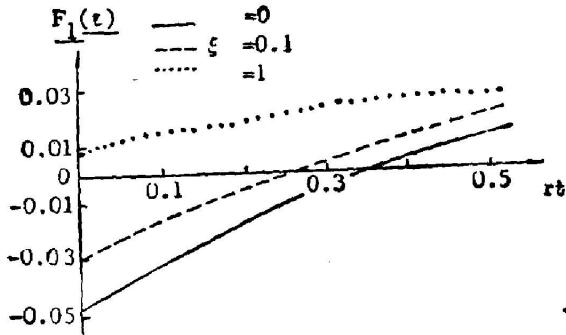


Fig. 4 The evolution curves of $F_2(t)$ for different values of ξ ($s=1, \delta=0$)

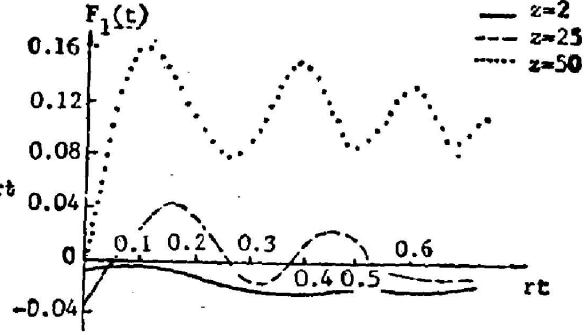


Fig. 5 The evolution curves of $F_1(t)$ for different values of s ($\delta=30, \xi=0.1$)

五、位相涨落对荧光场探测的影响

采用 Loudon^[3]的零差测量模型,即用一束与泵浦光场相同频率的相干光叠加在待测的荧光场上组成合成光场进行测量,如图6所示,考虑远场情况下,共振荧光场消灭算符 \hat{a} 表示为^[3]

$$\hat{a}(t) = i\hbar(r)\hat{\sigma}^-(t), \quad (18)$$

式中 $h(r)$ 是描述偶极场空间分布的经典函数,相干光消灭算符 $\hat{b}(t)$, 合成光场的消灭算符 $\hat{d}(t)$ 分别满足

$$\left. \begin{aligned} \hat{b}(t)|\beta\rangle &= \beta \exp(-i\omega t)|\beta\rangle, \\ \hat{d}(t) &= \{\hat{a}(t) + i\hat{b}(t)\}/\sqrt{2}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

在相干光场很强时, t 时刻的平均光子数 \bar{n} 为

$$\bar{n} = \langle \hat{d}^\dagger(t)\hat{d}(t) \rangle \approx \frac{1}{2}|\beta|^2. \quad (20)$$

引入表征光场统计分布的参数 Q

$$Q = [\langle (\Delta n)^2 \rangle - \langle n \rangle] / \langle n \rangle, \quad (21)$$

可以计算出

$$Q = h^2(r) \left\{ \text{Re}[\langle \sigma^+(t)\sigma(t) \rangle - \langle \sigma^+(t) \rangle \langle \sigma(t) \rangle] + \exp[i(2\arg\beta + \pi - 2\omega t)] \langle \sigma^+(t) \rangle^2 \right\}, \quad (22)$$

式中 $\sigma^+(t)\sigma(t) = A_{22}(t)$ 在稳态情况,令 $t \rightarrow \infty$ 并用无量纲的参量表示得到

$$Q = h^2(r) \left\{ \frac{[z^2(1+\rho)/2]}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} - \frac{[(1+\rho)^2 + \delta^2](z^2/2)}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]^2} + \cos(2\arg\beta + \pi - 2\omega t + 2\phi) \frac{[(1+\rho)^2 + \delta^2](z^2/2)}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} \right\} \quad (23)$$

$$(1+\rho) + i\delta = [(1+\rho)^2 + \delta^2]^{1/2} \exp(i\phi).$$

选择适当的 $\arg\beta$ 值,使 Q 取最小值 Q_{\min} ,即考虑光场最可能处于亚泊松分布的情况,则

$$\cos(2\arg\beta + \pi - 2\omega t + 2\phi) = -1. \quad (24)$$

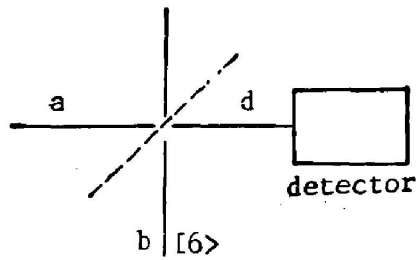


Fig. 6 The scheme of homodyne detection set up

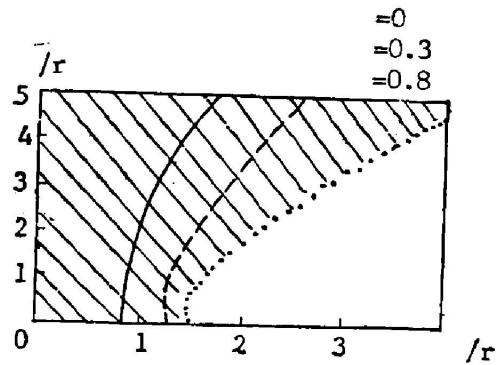


Fig. 7 The statistical distribution of the superposition field in homodyne detection

利用(24)式,可求出 Q_{\min} 为

$$Q_{\min} = \hbar^2(r)z^2 \left\{ \frac{[(1+\rho)/2]}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} - \frac{(1+\rho)^2 + \delta^2}{[(1+\rho)^2 + \delta^2 + (1+\rho)z^2]} \right\}. \quad (25)$$

由 $Q < 0$ 可求得光场处于亚泊松分布的条件为

$$\delta^2 > \frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} z^2 - (1+\rho)^2. \quad (26)$$

光场处于超泊松分布的条件为

$$\delta^2 < \frac{(1+\rho)}{(1-\rho)} z^2 - (1+\rho)^2. \quad (27)$$

图7画出了不同大小的位相涨落对统计分布的影响,图中三条曲线左方的阴影区域是光场处于亚泊松分布状态的区域,曲线右方区域分别为光场处超泊松分布的区域,可以看到,当位相涨落量 ρ 增大时,光场处于亚泊松分布的区域减小,超泊松分布的区域增大,当位相涨落 $\rho=1$ 时,光场处于亚泊松分布的区域完全消失,即只能有超泊松分布。可见位相涨落破坏了光场的亚泊松统计分布性,涨落越大,破坏程度越大。

参 考 文 献

- [1] 私人通讯。
- [2] D. F. Walls, P. Zoller; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 10 (Sep), 709~711.
- [3] R. Loudon; *Opt. Commun.*, 1984, **49**, No. 1 (Feb), 67~70.
- [4] G. S. Agarwal; *Phys. Rev. (A)*, 1978, **18**, No. 4 (Oct), 1490~1506.
- [5] H. J. Kimble, L. Mandel; *Phys. Rev. (A)*, 1976, **13**, No. 6 (Jun), 2123~2144.

Effect of the pump light fluctuation on the squeezing of resonance fluorescence*

YAO DAN

(Department of Physics, Fujian Teacher's University, Fuzhou)

GUO GUANGCAN

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei)

(Received 9 December 1986; revised 14 October 1987)

Abstract

The resonance fluorescence from a two-level atom driven by a realistic laser field with phase fluctuation is discussed using a phase-diffusion model. It is shown that when phase fluctuation of the pump laser beam increases the squeezing effects in the resonance fluorescence decrease, and the region of the sub-Poisson distribution of the field in the homodyne detection of the resonance fluorescence becomes less.

* Projects supported by the Science Fund of the Chinese Academy of Science.