

一种产生亚泊松光场的可能途径

顾 樵 张纪岳
(西北大学物理系, 西安)

提 要

本文揭示了单模激光的一个新特点: 在一定的泵浦条件下能诱导具有亚泊松光子统计的非经典光场。由此提出了一种产生亚泊松光场的可能途径。
关键词: 单模激光, 亚泊松光场。

亚泊松光子统计与光子反聚束、压缩态一样是量子光场的特有效应。亚泊松光场以其极低的光场起伏, 在光通讯、超弱信号检测和生物系统的超弱光子辐射等研究领域具有广泛的应用前景。理论研究表明, 许多非线性光学过程都可以产生亚泊松光场。例如四波混频、参量过程、超辐射^[1,2]等。但是由于实现这些过程本身就相当费事, 因而利用它们产生极其微弱的亚泊松光场实际上更为困难。本文在理论分析的基础上, 提出了利用单模激光产生亚泊松光场的可能途径。

共振单模激光的主方程为^[3]

$$\begin{aligned} \dot{P}_n(t) = & -r_a P_n(t) \left[1 - N \int_0^\tau d\tau' \exp(-\gamma\tau') \cos^2(g\tau' \sqrt{n+1}) \right. \\ & \left. + r_a P_{n-1}(t) N \int_0^\tau d\tau' \exp(-\gamma\tau') \sin^2(g\tau' \sqrt{n+1}) - \frac{\omega}{Q} n P_n(t) + \frac{\omega}{Q} (n+1) P_{n+1}(t) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $P_n(t)$ 是 t 时刻 n 个光子的几率。 r_a 是激光上能级原子的注入速率, γ 是原子能级的衰变常数。 τ 是原子在腔中的渡越时间, 这里 τ 大于原子寿命 γ^{-1} ^[3]。 ω 是光场的频率。 Q 是腔的品质因素, g 是耦合常数, N 是分布函数的归一化常数, 由归一化条件可得

$$N = \frac{\gamma}{1 - \exp(-T)}, \quad (2)$$

式中 $T = \tau\gamma$ 是渡越时间 τ 与原子寿命 γ^{-1} 的比值, 它是一个大于 1 的无量纲渡越时间。方程 (1) 与通常形式的单模激光主方程的唯一差别是考虑了有限的渡越时间 τ 。在通常的处理中, 为了数学上的方便, 将积分上限 τ 拓展至 ∞ ^[3]。计算出方程 (1) 右端的两个积分, 使之变为

$$\left. \begin{aligned} \dot{P}_n(t) = & \left[r_a \beta_n P_{n-1}(t) - \frac{\omega}{Q} n P_n(t) \right] - \left[r_a \beta_{n+1} P_n(t) - \frac{\omega}{Q} (n+1) P_{n+1}(t) \right], \\ \beta_n = & \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\exp(-T) [x \sqrt{n/n_0} \sin(Tx \sqrt{n/n_0}) - \cos(Tx \sqrt{n/n_0})] + 1}{[1 - \exp(-T)] [x^2 (n/n_0) + 1]} \right\}, \\ x = & \sqrt{A/(\omega/Q)}, \quad n_0 = \frac{A_0}{B(\omega/Q)}, \\ A = & 2r_a(g/\gamma)^2, \quad B = 4(g/\gamma)^2 A, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 x 称为相对泵浦参量, A, B 分别是线性增益系数和自饱和系数。方程 (3) 即为单模激光主方程。当 $T \rightarrow \infty$ 时, 它约化为通常的结果^[2]。

由激光稳态运转的细致平衡条件, 即 (3) 式右端任一个中括号为零, 容易得到

$$\left. \begin{aligned} P_n &= P_0 \prod_{k=1}^n (2n_0 \beta_k / k), \\ P_0 &= \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \prod_{k=1}^n (2n_0 \beta_k / k) \right]^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

在 $x \rightarrow \infty$ 的极限情况下, (4) 式约化为下面的泊松分布

$$P_n = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}, \quad (5)$$

式中平均光子数 $\langle n \rangle = n_0$ 。在一般情况下, 光场的统计性质用 Mandel 因子

$$M = \frac{\langle (\Delta n)^2 \rangle - \langle n \rangle}{\langle n \rangle}, \quad (6)$$

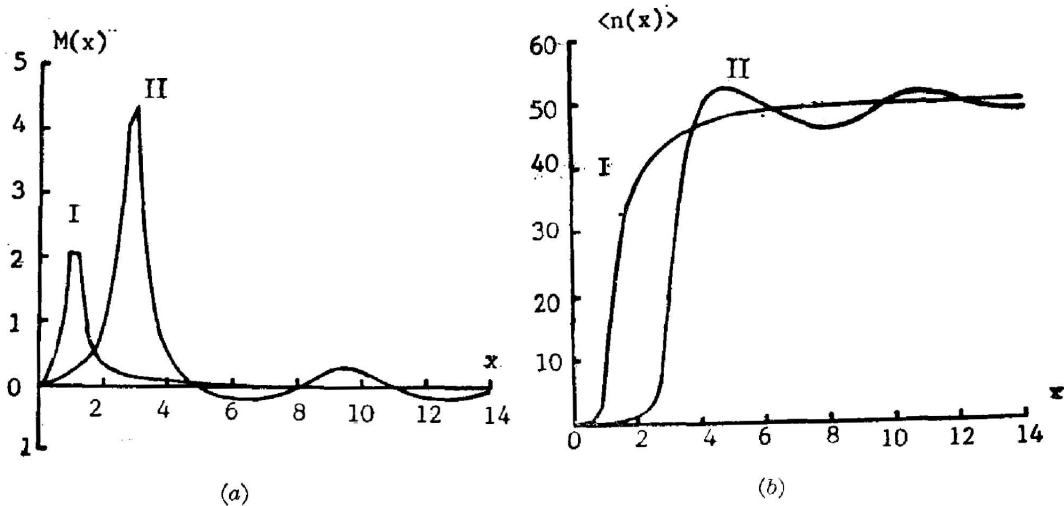


Fig. 1 $M(x)$ and $\langle n(x) \rangle$ as functions of the relative pump parameter x for $n_0 = 50$, and $T = 500$ (I); $T = 1.1$ (II)

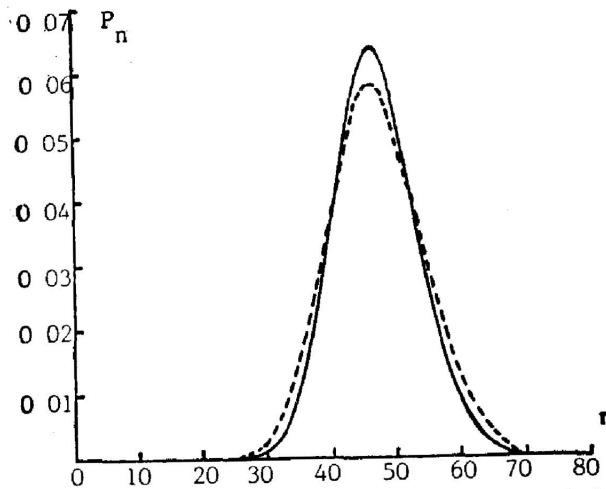


Fig. 2 Sub-poissonian distribution for $x = 6.4$, and $\langle n \rangle = 46.74$ (solid line), and for a poissonian distribution (dashed line) with the same average number of photon

表征。 M 取正、零和负值时,分别相应于光场的超泊松、泊松和亚泊松光子统计。

利用(4)式作出 Mandel 因子随相对泵浦参量 x 变化的曲线如图 1(a) 所示。图 1(b) 显示了相应的平均光子数随 x 的变化。图 1 的曲线 I 显示了 $T \rightarrow \infty$ 的通常结果: 当 $x \rightarrow \infty$ 时, 出现泊松光子统计; 而平均光子数为 n_0 。但是对于有限的 T 、随着 x 的增大, $M(x)$ 在零的上、下衰减振荡; $\langle n(x) \rangle$ 在 n_0 的上、下衰减振荡。换言之, 当相对泵浦参量落在 $M(x) < 0$ 的区域内时, 出现亚泊松光子统计。

图 2 中的实线显示了 $x=6.4$ 的亚泊松光子分布, 虚线表示相同平均光子数的泊松分布。很明显, 前者比后者更窄。

上述分析表明, 在一定的泵浦条件下, 单模激光可以诱导亚泊松光场。最近日本学者已经在半导体激光器中观察到这一现象^[3], 这就进一步说明本文提出的途径不但在理论上, 而且在技术上都是可行的。

参 考 文 献

- [1] 顾樵; *Chin. Phys.: Lasers*, 1986, **13**, No. 12 (Dec), 855~858.
- [2] M. 萨晋 III 等; 《激光物理学》, (科学出版社, 北京, 1982), 387~350, 507~513.
- [3] Y. Yamamoto *et al.*; *J. O. S. A.*, 1987, **4**, No. 10 (Oct), 1645~1662.

A possible way for generating sub-poissonian field

GU QIAO AND ZHANG JIYUE

(Department of Physics, Northwest University, Xian)

(Received 23 May 1988)

Abstract

A novel feature in single-mode laser is revealed. The nonclassical field with sub-poissonian photon statistics can be induced by single-mode laser at certain pump conditions. A possible way for generating sub-poissonian field is thereby proposed.

Key words: single-mode laser; Sub-poissonian field.