

负反馈提高高阻恒流源驱动的 LED 的输出光场噪声压缩量

刘甲壬 赵 波 王育竹

(中国科学院上海光学精密机械研究所,量子光学(联合)开放实验室,上海 201800)

(1993 年 1 月 19 日收到)

研究高阻恒流源驱动的 LED 所发射光场的粒子数噪声压缩与 LED 电、光量子效率,漏电流效应,光子流涨落负反馈及噪声频率的关系. 指出:在高阻恒流 LED 中引入适量光子流涨落负反馈能产生粒子数压缩态光场并极大地提高粒子数噪声压缩,其理想压缩仅受限于高阻恒流源残余噪声、LED 漏电流效应和量子效率.

PACC: 4250

1 引 言

近年来,人们对用高阻恒流 LED 或带有负反馈电路的 LED 产生粒子数压缩态光场进行了广泛研究. Yamamoto 和 Teich 等^[1-3]在理论上指出:高阻恒流驱动电路能够提供亚泊松统计的载流子去驱动 LED,并在 LED 量子效率足够高时将该统计传递给输出光场使之成为粒子数压缩态光场. 在实验上,用高阻恒流 LED 产生了粒子数压缩态光场,其最大噪声压缩已达 30%^[4]. 我们也在实验上用相同设备但另加上光子流涨落负反馈的方案,观察到 88.8% 的粒子数噪声压缩量^[5]. 本文拟从理论上解释了实验上用高阻恒流同时加上负反馈的 LED 产生如此高粒子数噪声压缩的原因,并指出此方法进一步提高噪声压缩的可能性.

2 量子朗之万方程

高阻恒流源注入亚泊松统计载流子于 LED 产生光子的全量子过程,在 1) LED 内只存在很小的光学反馈,可忽略受激吸收和受激辐射;2)对于 LED 内的多模光子,忽略模式间耦合并设各模有相同的内部损耗 γ_0 和输出耦合损耗 γ_m 的近似条件下,可用下列方程描述^[6-8]:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= \frac{I_p}{e} - L \frac{I_p}{e} - \left(\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{sp}} \right) N + F_N(t); \\ \frac{dn}{dt} &= \frac{N}{\tau_{sp}} - (\gamma_0 + \gamma_m)n + F_p(t) + F_m(t); \\ n' &= \gamma_m n - F_m(t).\end{aligned}\tag{1}$$

式中, N , n 和 n' 分别为 t 时刻 LED 内部载流子算符、光子数算符和 LED 外部光子流算符; I_p 为 LED 稳态平均驱动电流, e 为电荷电量; L , τ_{nr} 和 τ_{sp} 分别为 LED 的漏电流系数、载流子非辐射电子-空穴对复合寿命和自发辐射寿命; $F_N(t)$, $F_p(t)$ 和 $F_m(t)$ 分别为载流子噪声算符、自发辐射和 LED 内耗噪声算符及零点涨落引起的输出耦合噪声算符。

在高阻恒流操作下, LED 泵浦涨落已压抑至散粒噪声限以下, 其 Fano 因子为 $F_n(e)$ 。根据耗散-起伏定理^[9], 确定(1)式中噪声算符 t, u 时刻的关联为

$$\begin{aligned}\langle F_N(t)F_N(u) \rangle &= \left\{ [F_n(e) + L] \frac{I_p}{e} + \left(\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{sp}} \right) N_0 \right\} \delta(t - u); \\ \langle F_p(t)F_p(u) \rangle &= \left(\frac{N_0}{\tau_{sp}} + \gamma_0 n_0 \right) \delta(t - u); \\ \langle F_m(t)F_m(u) \rangle &= \gamma_m n_0 \delta(t - u).\end{aligned}\quad (2)$$

(2)式中, N_0, n_0 分别为 LED 内稳态平均载流子数和光子数, 而

$$F_n(e) = \frac{\gamma(2R_s + m\gamma)}{m(R_s + \gamma)^2}. \quad (3)$$

其中 $\gamma = \frac{mk_b T}{eI_p}$, R_s 分别为 LED 微分电阻和串联电阻, m 是与 LED 有关的常数; k_b, T 分别为 Boltzmann 常数和环境温度。另外, 噪声算符 F_p 与 F_N 部分同源且存在负关联:

$$\langle F_p(t)F_N(u) \rangle = -\frac{N_0}{\tau_{sp}} \delta(t - u). \quad (4)$$

对于本文考虑的负反馈高阻恒流 LED, 需将光电探测器探测到的光子流涨落 $\Delta n'$ 经过宽带、无噪声放大器负反馈至 LED 的注入端。若探测器量子效率为 1, 负反馈放大系数为 k , 则在理论上仅需修正(1)式中载流子运动方程为

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I_p}{e} - \left(\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{sp}} \right) N - L \frac{I_p}{e} + F_N(t) - k\Delta n'(t) \quad (5)$$

即可, 而无需引入新的噪声源, 因为此时已能保证 LED 内、外玻色算符的对易关系成立。

3 量子噪声分析

首先将量子朗之万方程准线性化。在 N_0, n_0 较大时, 可令 $N = N_0 + \Delta N$, $n = n_0 + \Delta n$ 和 $n' = n'_0 + \Delta n'$, 其中 n'_0 为 LED 外部稳态平均光子流。由(1)和(5)式有稳态条件:

$$\begin{aligned}0 &= \frac{I_p}{e} - L \frac{I_p}{e} - \left(\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{sp}} \right) N_0; \\ 0 &= \frac{N_0}{\tau_{sp}} - (\gamma_0 + \gamma_m) n_0; \\ 0 &= n'_0 - \gamma_m n_0\end{aligned}\quad (6)$$

和微涨落运动方程:

$$\begin{aligned}\frac{d(\Delta N)}{dt} &= -\left(\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{ip}}\right)\Delta N + F_N - K(\Delta n'); \\ \frac{d(\Delta n)}{dt} &= \frac{\Delta N}{\tau_{ip}} - (\gamma_m + \gamma_0)\Delta n + F_p + F_m; \\ \Delta n' &= \gamma_m \Delta n - F_m.\end{aligned}\quad (7)$$

对(7)式进行傅里叶变换并求解,得到负反馈高阻恒流 LED 输出光子流涨落噪声谱为

$$\Delta n'(\omega) = \frac{\gamma_m [F_N(\omega) + D_1 F_p(\omega)] - D_1 (i\omega + \gamma_0) F_m(\omega)}{D_2 + k\gamma_m}.\quad (8)$$

式中 $D_1 = \tau_{ip} \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{ip}} \right)$, $D_2 = D_1 (i\omega + \gamma_m + \gamma_0)$, ω 为噪声频率. 定义非周期性算符 $F_1(\epsilon)$ 和 $F_2(\epsilon)$ 的单边功率谱为 $S_{F_1 F_1}(\omega)$, 不难由(2), (4), (8)式得到

$$\begin{aligned}S_{\Delta n' \Delta n'}(\omega) &= \frac{\gamma_m^2}{|D_2 + k\gamma_m|^2} \left[S_{F_N F_N} + |D_1|^2 S_{F_p F_p} + 2\text{Re}(D_1) S_{F_N F_p} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega^2 + \gamma_0^2}{\gamma_m^2} |D_1|^2 S_{F_m F_m} \right].\end{aligned}\quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned}S_{F_N F_N}(\omega) &= 2 \left[F_n(\epsilon) \frac{I_p}{e} + L \frac{I_p}{e} + \left(\frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_{ip}} \right) N_0 \right]; \\ S_{F_p F_p}(\omega) &= 2 \left(\frac{N_0}{\tau_{ip}} + \gamma_0 n_0 \right); \\ S_{F_m F_m}(\omega) &= 2\gamma_m n_0; \\ S_{F_N F_p}(\omega) &= -2 \frac{N_0}{\tau_{ip}}.\end{aligned}\quad (10)$$

定义 LED 的电量子效率 $\eta_e = \left(\frac{N_0}{\tau_{ip}} \right) / \left(\frac{I_p}{e} \right)$ 及光量子效率 $\eta_0 = \gamma_m n_0 / \left(\frac{N_0}{\tau_{ip}} \right)$ 并将(10)式代入(9)式得到 LED 输出光子流涨落的单边噪声功率谱与 $F_n(\epsilon)$, L , η_0 , η_e 和噪声频率的关系为

$$\begin{aligned}S_{\Delta n' \Delta n'}(\omega) &= 2\eta_e \eta_0 \frac{I_p}{e} \left\{ \left(\frac{1}{\eta_0^2} + \frac{\omega^2}{\gamma_m^2} \right) \left[\left(\frac{1-L}{\eta_e} \right)^2 + (\omega \tau_{ip})^2 \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1 - F_n(\epsilon) - 2L}{\eta_0 \eta_e} \right\} / \left\{ \left(k + \frac{1-L}{\eta_0 \eta_e} - \frac{\tau_{ip}}{\gamma_m} \omega^2 \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \omega^2 \left(\frac{1-L}{\eta_e \gamma_m} + \frac{\tau_{ip}}{\eta_0} \right)^2 \right\}.\end{aligned}\quad (11)$$

4 结果与讨论

考虑到 LED 输出光场稳态平均光子流对应的涨落单边功率谱标准量子限为

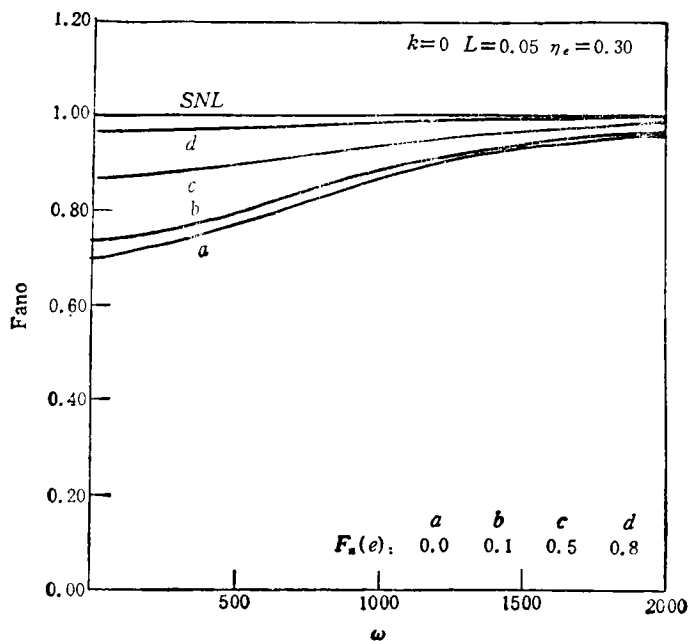


图1 Fano 因子与噪声频率 ω 在不同 $F_n(e)$ 时的关系

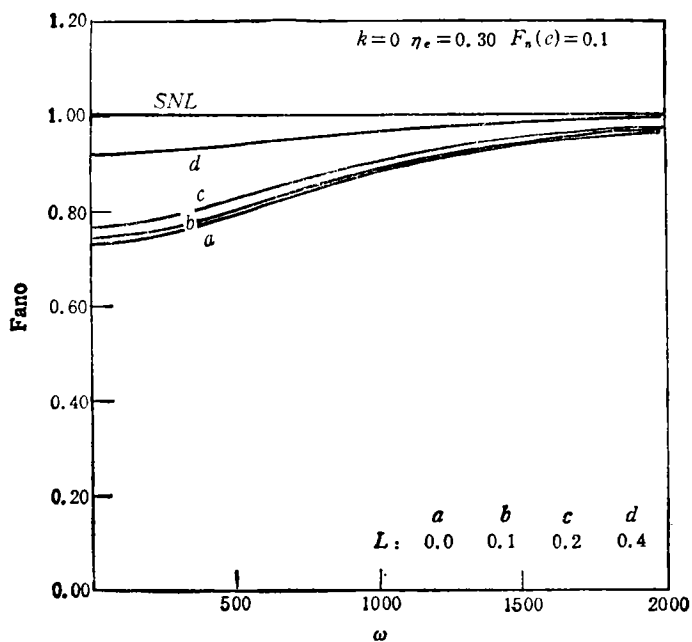


图2 Fano 因子与噪声频率 ω 在不同 L 时的关系

$2\eta_e\eta_0 \frac{I_p}{e}$, 由(11)式得到 LED 输出光场的 Fano 因子为

$$\text{Fano} = \left\{ \left(\frac{1}{\eta_0^2} + \frac{\omega^2}{\gamma_m^2} \right) \left[\left(\frac{1-L}{\eta_e} \right)^2 + (\omega\tau_{sp})^2 \right] - \frac{1 - F_n(e) - 2L}{\eta_0\eta_e} \right\} /$$

$$\left\{ \left(k + \frac{1-L}{\eta_0 \eta_e} - \frac{\tau_{sp}}{\gamma_m} \omega^2 \right)^2 + \omega^2 \left(\frac{1-L}{\eta_e \gamma_m} + \frac{\tau_{sp}}{\eta_0} \right)^2 \right\}. \quad (12)$$

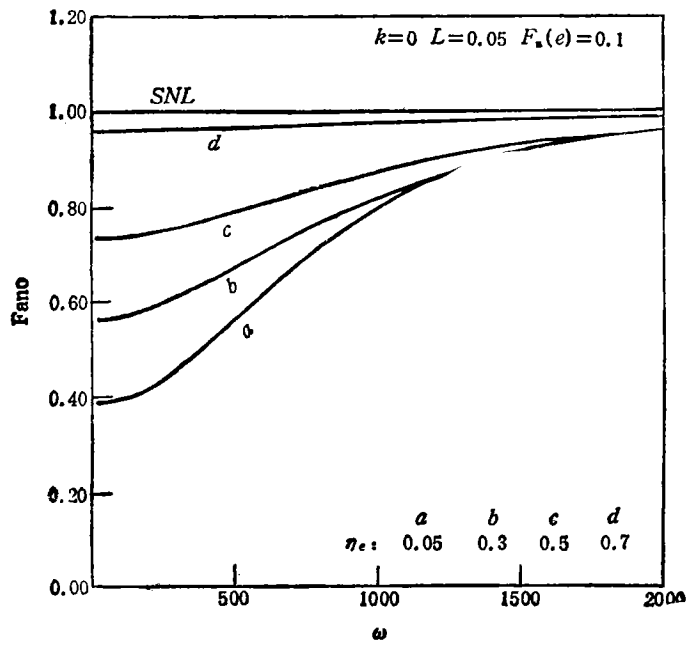


图3 Fano 因子与噪声频率 ω 在不同 η_e 时的关系

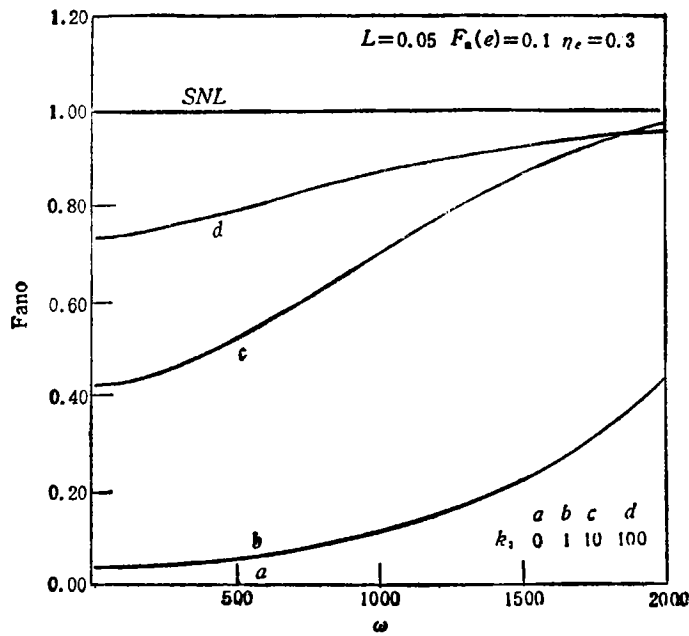


图4 Fano 因子与噪声频率 ω 在不同 k 时的关系

鉴于 LED 内部光场损耗很小, $\gamma_0 \rightarrow 0$ 以致 $\eta_0 \rightarrow 1$, 则上式简化为

$$\text{Fano} = 1 - \eta_e [1 - F_n(e) - 2L] \left\{ 1 + \frac{k[\eta_e k + 2(1-L - \tau_{ip} \gamma_m^{-1} \eta_e \omega^2)]}{1 - F_n(e) - 2L} \right\} / \left\{ (k\eta_e + 1 - L - \tau_{ip} \gamma_m^{-1} \eta_e \omega^2)^2 + \omega^2 \left(\frac{1-L}{\gamma_m} + \tau_{ip} \eta_e \right)^2 \right\}. \quad (13)$$

图1—图4分别给出不同 $F_n(e)$, L , η_e 或 k 值下, LED 输出光场 Fano 因子与噪声频率 ω (以 $10^{-3}\tau_{ip}^{-1} = \gamma_m$ 为单位) 的关系. 由图可知: 高阻恒流源对泵浦噪声抑制不完全、漏电流分配噪声以及量子效率低下是该方法产生粒子数压缩态光场和提高该光场噪声压缩量的障碍; 引入负反馈, 即使在典型数据下引入 $k = 100$ 的负反馈, 也可以大大提高该光场噪声压缩量以致 Fano 很小, 实验上观察到的 $\text{Fano} \simeq 0.112$. 因此, 本文的理论结果能解释我们的实验结果, 也对进一步实验具有指导意义.

从(13)式, 可以得到

1) $k = 0$ 时, 无反馈高阻恒流 LED 输出光场 Fano 因子为

$$\text{Fano} = 1 - \frac{\eta_e [1 - F_n(e) - 2L]}{(1 + \gamma_m^{-2} \omega^2) [(1 - L)^2 + (\tau_{ip} \eta_e \omega)^2]}. \quad (14)$$

若 $\omega \ll \gamma_m$ 及 $(\tau_{ip} \eta_e)^{-1}$, 有 $\text{Fano} = 1 - \eta_e [1 - F_n(e) - 2L]$, 除漏电流项外与文献[9]一致. 由于 LED 的 η_e 较小, 故 Fano 较大; 仅当 $F_n + 2L < 1$ 时, 出现粒子数压缩态光场.

2) $k \neq 0$ 且 $\omega \ll \gamma_m$ 及 τ_{ip}^{-1} 时, 有

$$\text{Fano} = \frac{(1 - L)^2 + \eta_e [2L + F_n(e) - 1]}{(1 - L + k\eta_e)^2}. \quad (15)$$

在 $k \geq 0$ 时, 只要 $F_n + 2L < 1$, $\text{Fano} < 1$, 出现粒子数压缩态光场, 其噪声压缩程度与 $F_n(e)$, L , η_e 和 k 有关且与 k^2 成反比; 当 $k \rightarrow \infty$ 时, $\text{Fano} \rightarrow 0$, 粒子数压缩态光场以任意程度趋于 Fock 态. 当然, k 不能取无限大, 因为 $k \rightarrow \infty$ 时会破坏 LED 的稳态条件以致整个噪声分析理论失败.

5 结 论

负反馈高阻恒流 LED 在噪声低频区可以产生粒子数压缩态光场; 高阻恒流源残余噪声、漏电流效应和 LED 的量子效率低下对提高该光场的噪声压缩量大为不利, 光子流涨落负反馈的适量引入可以极大地提高该光场的噪声压缩量.

- [1] Y. Yamamoto, S. Machida and O. Nilsson, *Phys. Rev.*, **A34** (1986) 4025.
- [2] Y. Yamamoto, S. Machida, *Phys. Rev.*, **A35** (1987), 5114.
- [3] M. C. Teich, F. Capasso and B. E. Saleh, *J. Opt. Soc. Amer.* **B4** (1987), 1663.
- [4] P. Edwards, *Int. J. Optoelec.*, **6** (1991), 23.
- [5] Jianpin Yin, Yuzhu Wang, *Chinese Journal of Lasers (English Edition)*, **1** (1992), 480.
- [6] G. Björk, *Phys. Rev.*, **A45** (1992), 8259.
- [7] H. A. Haus and Y. Yamamoto, *Phys. Rev.*, **A29** (1984), 1261.
- [8] Y. Yamamoto, N. Imoto and S. Machida, *Phys. Rev.*, **A33** (1986), 3243.
- [9] P. Edwards and G. H. Pollard, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992), 1757.

ENHANCING THE NUMBER-NOISE SQUEEZING OF OUTPUT LIGHT OF A LED DRIVEN BY HIGH-IMPEDANCE CONSTANT-CURRENT SOURCE USING NEGATIVE FEEDBACK

LIU JIA-REN ZHAO BO WANG YU-ZHU

*(Joint Laboratory for quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine
Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)*

(Received 19 January 1993)

ABSTRACT

In this paper, we study the relations between the number-noise squeezing of the output light of a LED driven by high-impedance constant-current source and LED's electronic/optical quantum efficiencies, leakage current effect, negative feedback of photon-flux fluctuation and noise frequency. We point out that with appropriate negative-feedback of the photon-flux fluctuation, LED driven by high-impedance constant-current can generate number-squeezed state light, the number-noise squeezing is significantly enhanced and its ideal value is limited only by residual noise of the high impedance constant-current source, LED's leakage current effect and quantum efficiency.

PACC: 4250