

文章编号: 0258-7025(2009)11-2893-06

# 脉冲式赝热光源的实验研究

沈 夏 张明辉 刘红林 韩申生

(中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800)

**摘要** 高亮度的辐照热光源一定程度上限制了基于经典热光场的强度关联量子成像技术的实验研究和广泛应用。因为一般热光源相干时间极短,且每个相干元胞内光子数少(亮度低),而采用激光照射旋转毛玻璃形成的动态散斑作为赝热光场可以解决上述问题。当采用的是纳秒脉冲激光时,得到的赝热光场除了能极大地模拟真实热光场的热涨落,光场涨落服从真实热光场所具有的高斯统计分布以外,另一个最重要的特性是光场涨落的测量不受光电探测系统有限通频带的限制,即使是慢响应探测电路,也能准确地记录光场抖动,即该光场符合交叉谱纯条件。

**关键词** 量子光学;强度关联量子成像;脉冲式赝热光源;散斑;二阶关联函数;交叉谱纯

**中图分类号** O431.2; O43 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093611.2893

## Research on the Pulsed Pseudo-Thermal Light

Shen Xia Zhang Minghui Liu Honglin Han Shensheng

(Key Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** The intensity correlated quantum imaging experiment and application with thermal light restricted by the high bright thermal light to some extent. The coherence time is shorter, and the number of photons in a coherent cellular is smaller because of true thermal light, so true thermal light is replaced by pseudo-thermal light, which can be obtained by a laser transmitting through rotary ground glass. When a nanosecond laser is used, the source simulates the intensity fluctuation of true thermal light extremely, and obeys to Gauss statistical distribution property. In addition, the important property is that the measurement to intensity fluctuation isn't limited by finite pass band of the photo-detector. Even in the case of slower response detector, the intensity fluctuation can be recorded accurately, and the light field is cross-spectrally pure.

**Key words** quantum optics; intensity correlated quantum imaging; pulse pseudo-thermal light; speckle; second order correlation function; cross-spectrally pure

## 1 引 言

光场的本性是统计的,对光场统计性质的研究开始于 20 世纪 60 年代。真实热光场的相干时间极短,即使是单色性最好的热光源,相干时间也只能达到  $10^{-11} \sim 10^{-10}$  s,而现有的光探测器响应时间最快才达到  $10^{-9}$  s,因此用现有的光探测器无法准确测出真实热光源的瞬时涨落强度,只能测到其多个相干时间内光强无规涨落的平均值。此外,通常的热

光源的亮度低,它们的涨落被光子散粒噪声掩盖而无法测出<sup>[1]</sup>。1964 年, Martienssen 等<sup>[2]</sup>发明了一种模拟热光源统计性质的光源,它由转动的毛玻璃对照射在其上的一束连续相干光散射而形成,人们利用此类可记录光场涨落的赝热光源对热光的统计性质进行了大量的研究<sup>[3~6]</sup>。

对于散斑场空间某一点,在  $t$  时刻光场一个偏振分量的解析信号可写为  $A(x, y, z) \exp(2\pi i\nu t)$ <sup>[7]</sup>,

收稿日期: 2009-03-27; 收到修改稿日期: 2009-04-29

作者简介: 沈 夏(1982-),女,博士研究生,主要从事非局域强度关联量子成像方面的研究。

E-mail: shenxia@siom.ac.cn

导师简介: 韩申生(1960-),男,研究员,博士生导师。目前主要从事极高能量密度介质中的强非线性过程及其应用, X 光相位成像技术及量子成像等前沿科学领域等方面的研究。E-mail: sshan@mail.shcnc.ac.cn

$A(x, y, z)$ 是来自毛玻璃上不同“相关元胞”衍射而得到的基元叠加,假设毛玻璃的颗粒高度相互独立,且颗粒起伏范围远大于一个波长,当照射在毛玻璃上的激光光斑所覆盖的毛玻璃颗粒数  $N \rightarrow \infty$  时,则这个场服从零均值复数圆高斯分布,即激光照射毛玻璃所形成的散斑场在空间上将具有和真实单色偏振热光场相同的概率分布。当毛玻璃转动时,相干光照射毛玻璃的区域及其相应的散斑场实现不同的样本变化,光场随时间发生涨落。在各态历经的前提假设下,散斑场的时间概率分布也具有与空间上同样的性质<sup>[1]</sup>。

经典热光场强度关联量子成像技术的兴起再次激起了对赝热光源的研究兴趣<sup>[8~11]</sup>。采用赝热光源代替真实热光,降低了经典热光场强度关联量子成像实验难度,并可以得到高可见度的图像。不足之处是此前广泛使用的连续式赝热光源虽然能够模拟光场的热涨落,但由于其不满足真实热光源交叉谱纯条件<sup>[7]</sup>,受探测器电路响应速度的影响,光场的热涨落仍然不能被充分探测,探测时间的长度对经典热光场强度关联量子成像会产生影响。本文从实验上研究了可以满足经典热光场强度关联量子成像实验所需的高亮度脉冲式赝热光源。该赝热光源模拟的真实热光涨落,能被有限通频带的光电探测系统真实记录,满足真实热光场的交叉谱纯度条件。本文的研究为经典热光场强度关联量子成像实验研究和推广应用提供了依据。当然,新的科技成果对研究强度关联量子成像提供了更多的可能途径<sup>[12~14]</sup>。

## 2 实验研究

### 2.1 二阶归一化关联函数和交叉谱纯度

通常利用归一化的二阶关联函数反映光场涨落无规性的统计特性。对于时空点  $(\mathbf{r}_1, t_1)$  和  $(\mathbf{r}_2, t_2)$ , 归一化强度关联函数定义为<sup>[15]</sup>

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = \frac{\langle I_1(\mathbf{r}_1 t_1) I_2(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle}{\langle I_1(\mathbf{r}_1 t_1) \rangle \langle I_2(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle}. \quad (1)$$

归一化的二阶关联函数所代表的统计光学意义在于,它反映了热光场的空间或者时间上的热涨落程度,也同时反映热光场的信噪比,因为:

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2; t_1 = t_2) = \frac{\langle I_1(\mathbf{r}_1 t_1) I_2(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle}{\langle I_1(\mathbf{r}_1 t_1) \rangle \langle I_2(\mathbf{r}_2 t_2) \rangle} = 1 + \frac{\langle \Delta I \rangle^2}{I^2}. \quad (2)$$

(2)式第二项恰好是信噪比倒数的平方。

对于热光场有  $g^{(2)} = 2$ <sup>[15]</sup>,因此在赝热光源系

统中,就必须尽量使得赝热光场二阶关联系数  $g^{(2)}$  趋近 2,以便更好地模拟热光场的无规涨落。

除二阶关联函数  $g^{(2)}$  外,另一个描述热光场统计特性的参数为光场的交叉谱纯。交叉谱纯的观点首先由 L. Mandel 提出<sup>[16]</sup>,采用一些近似,交叉谱纯等价于复相干函数的可简约性<sup>[7]</sup>,即:  $\gamma(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t_1, t_2) = \mu_{12}(\vec{r})\gamma(\Delta t)$ , 其中  $\vec{r} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$ ,  $\Delta t = t_2 - t_1$ 。真实热光源是瞬时涨落的,空间相干和时间相干是独立的,可以分离对待,在相干时间内的瞬时涨落是可以忽略的,满足交叉谱纯条件。通过用旋转毛玻璃散射一束连续相干光获得的赝热光源,空间相干与时间相干不能被分离<sup>[7]</sup>,即不满足交叉谱纯条件,只有当探测时间和光源到两探测器的延迟时间差远小于相干时间时,赝热光的空间相干性才能被独立对待<sup>[17]</sup>。

### 2.2 振幅调制和相位调制产生的赝热光源比对

激光照射毛玻璃形成散斑本质上是一种干涉现象,这里可以认为毛玻璃是一个纯相位屏,激光照射在毛玻璃表面时,粗糙表面上每一个点都可以看作为一个独立子波源,产生的散射光(子波)彼此间都是相干的,在空间某一点相遇时,各子波的相位都不同,产生相长干涉和相消干涉,从而在空间产生无规则分布的亮暗斑纹。原则上光场的振幅调制和相位调制都能产生光场的无规干涉。下面给出对这两种不同调制模式——振幅调制和相位调制,所产生赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  的数值模拟和实验研究结果。

利用基于统计光学原理的数值模型<sup>[18]</sup>,数值模拟了两种调制模式产生的赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$ ,结果见图 1。其中,振幅模型为光场振幅服从 0,1 两值在空间上均匀随机分布,相位  $\varphi_0 = 0$ ;而相位模型为光场振幅  $A=1$ ,相位  $\varphi_0$  在  $(-\pi, \pi]$  内均匀分布。其他参数:光斑大小为 3 mm;光源发光基元间隔取 1  $\mu\text{m}$ ;波长  $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ ;独立样本数为 20000;传输距离 25 cm。

从数值模拟结果可以看出,相位调制产生的赝热光场更大程度地模拟了真实热光的强度涨落,相位调制得到的赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  达到理论值 2,而振幅调制得到的光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  仅达到 1.04。

实验中,将计算机随机生成的散斑图打印在涤纶薄膜投影胶片上作为振幅调制器,而作为相位调制器的毛玻璃是经过细微金刚砂打磨的 K9 玻璃。实验结果如图 2 所示,相位调制得到的赝热光场二

阶关联函数  $g^{(2)}$  最大值达到 1.89, 振幅调制得到的  $g^{(2)}$  最大值为 1.34, 相位调制产生的赝热光场更大程度地模拟了真实热光的强度涨落, 与图 1 所示的数值模拟结果一致。实验上由于毛玻璃达不到理想的对激光退相干效果, 得到赝热光场二阶关联函数

$g^{(2)}$  的最大值低于理论和数值模拟值 2。而实验上采用的散斑胶片也达不到纯振幅调制, 胶片非理想光洁表面也引入了相位调制, 因此实验上振幅调制得到的赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  最大值大于数值模拟结果。

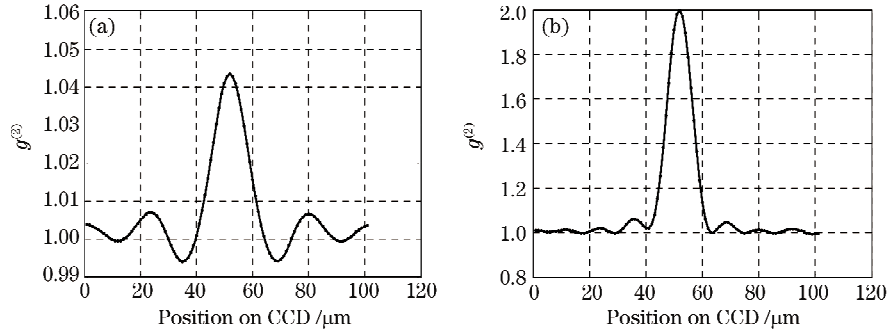


图 1 赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  数值模拟结果。(a)振幅调制模式;(b)相位调制模式

Fig. 1 Numerical simulation of the second-order correlation function  $g^{(2)}$  of pseudo-thermal light

(a)Model of amplitude modulation; (b) model of phase modulation

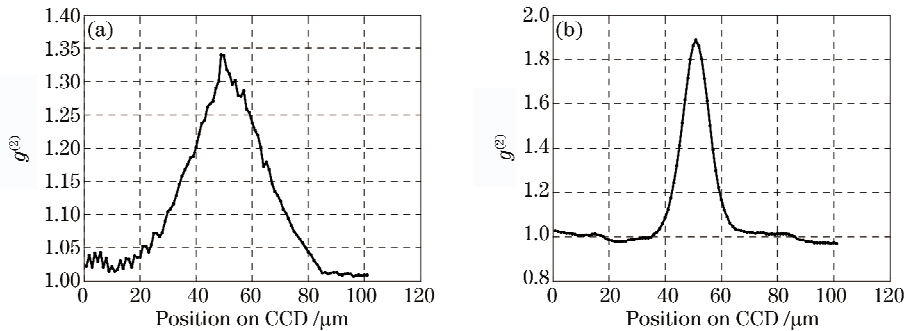


图 2 赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  实验结果。(a)振幅调制模式;(b)相位调制模式

Fig. 2 Experimental results of the second-order correlation function  $g^{(2)}$  of pseudo-thermal light

(a)Model of amplitude modulation; (b)model of phase modulation

### 2.3 激光器的偏振性和相干性对赝热光场二阶关联函数 $g^{(2)}$ 的影响

根据 2.2 节提到的激光照射毛玻璃形成散斑的本质, 可知散斑场是各个散射点源产生的散射光的干涉场, 因此激光相干性和偏振度均会影响散斑场的衬度, 而形成的散斑的衬度直接决定赝热光场的二阶关联函数  $g^{(2)}$ 。

首先考虑激光的单色性对赝热光场质量的影响<sup>[19]</sup>, 假设有两束单色激光照射到毛玻璃上, 两束光完全独立, 频率  $\gamma$ , 相位  $\varphi$  都不相同, 如图 3 所示。

则强度关联

$$\langle I_{\Omega} I_{\hat{\rho}} \rangle = I_1^2 \exp \left[ i \left( \varphi_i - \varphi_j + \gamma_1 \frac{l_1 - l_2}{c} \right) \right] + I_2^2 \exp \left[ i \left( \varphi_i - \varphi_j + \gamma_2 \frac{l_1 - l_2}{c} \right) \right]. \quad (3)$$

接收屏上的散斑是两个不同频率的光各自独立形成的散斑叠加。两束光频率差  $\Delta\gamma$  只要满足

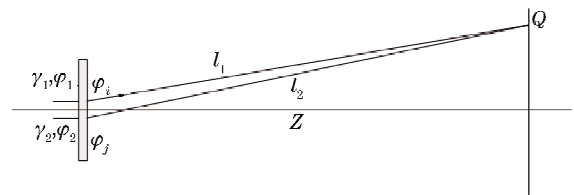


图 3 两单色激光照射到毛玻璃上

Fig. 3 Two monochromatic laser ray illuminates into ground glass

$$(\gamma_1 - \gamma_2) \frac{l_1 - l_2}{c} < \frac{1}{4}, \quad (4)$$

散斑叠加就不会无序, 可认为是全同的散斑花样。

$$\Delta\gamma < \frac{c}{4(l_1 - l_2)}. \quad (5)$$

给出了为得到高质量的散斑衬度而对激光源谱宽的要求。

激光源的偏振度也影响着形成的散斑质量<sup>[20]</sup>。空间一点所记录的强度可以看作是不同偏振的散斑

之和,而不同偏振 p, s 分量各自形成的散斑是独立的,之间不产生干涉

$$\begin{aligned} &\langle (I_{p1} + I_{s1})(I_{p2}^* + I_{s2}^*) \rangle = \\ &\langle I_{p1} I_{p2}^* \rangle + \langle I_{s1} I_{s2}^* \rangle + \langle I_{p1} \rangle \langle I_{s2}^* \rangle + \langle I_{s1} \rangle \langle I_{p2}^* \rangle. \end{aligned} \tag{6}$$

由此可计算得到偏振度  $P$  与相干度  $g_p^{(2)}(\tau)$  的关系

$$g_p^{(2)}(\tau) = (1 + P^2)g^{(2)}(\tau) / 2 + (1 - P^2) / 2. \tag{7}$$

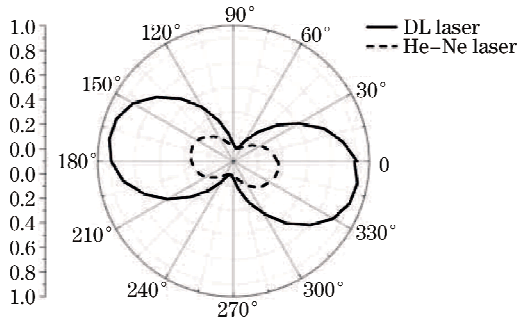


图 4 He-Ne 激光器和半导体激光器偏振度对比图

$$P_{\text{He-Ne}} = 0.797, P_{\text{DL}} = 0.913$$

Fig. 4 Polarization degree of He-Ne laser and diode laser.

$$P_{\text{He-Ne}} = 0.797, P_{\text{DL}} = 0.913$$

通过实验定性地研究了激光器的相干长度和偏振度对其所产生的赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  的影响。首先根据迈克尔孙干涉仪原理搭建一个简易的迈克尔孙干涉仪测量得到两台激光器的相干长度分别是:  $l_{\text{He-Ne}} = 21.8 \text{ cm}$ ,  $l_{\text{DL}} \geq 3.65 \text{ m}$ 。并进一步测量它们的偏振性,在极坐标上强度分布与角度关系见图 4。测量得到两台激光器的偏振度分别是:  $P_{\text{He-Ne}} = 0.797, P_{\text{DL}} = 0.913$ 。

赝热光源实验装置如图 5 所示,出射激光经望远镜扩束准直,同时被组成望远镜两个透镜的共焦平面处的针孔滤波器滤波,使得光束的空间模式更加单纯,在空间上形成的散斑衬度更高,同时排除激光器空间模式的不同对实验结果的影响。可调光阑截取合适的激光光斑大小,得到实验所需的光场相干长度  $l_c^{[1]}$ 。根据 2.2 小节的结论,选取毛玻璃对激光消相干,毛玻璃的转速由电控旋转台控制,以毛玻璃转过光斑大小所需的时间作为赝热光场的相干时间,改变毛玻璃转速,很容易使相干时间在  $10^{-5} \sim 1 \text{ s}$  的范围内调节<sup>[1]</sup>。He-Ne 激光器和半导体激光器经过图 5 所示的实验装置生成的赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  曲线见图 6。从图 6 可以看出相干长度和偏振度均劣的 He-Ne 激光器得到的二阶关联函数  $g^{(2)}$  最大值仅为 1.66。反之,相干长度和偏振度均优的半导体激光器得到赝热光场的二阶关联函数  $g^{(2)}$  最大值达到 1.89,更大程度地模拟了热光场的无规涨落。

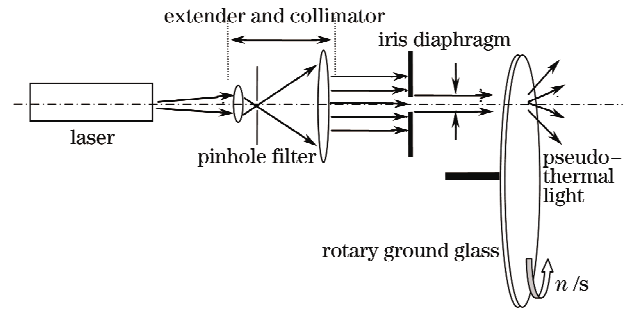


图 5 赝热光源实验装置图

Fig. 5 Sketch of the pseudo-thermal light experimental setup

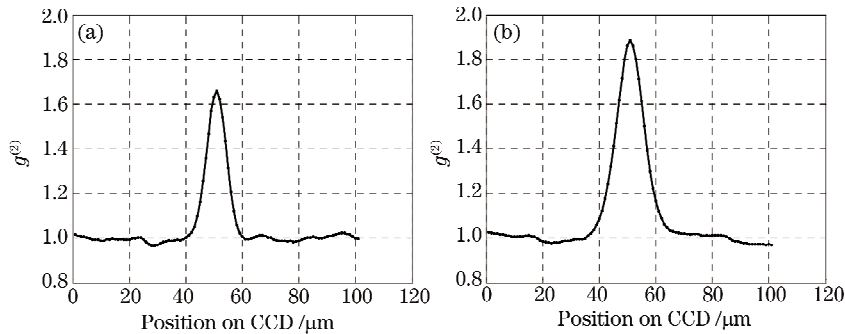


图 6 二阶关联函数  $g^{(2)}$  曲线。(a)He-Ne 激光器; (b)半导体激光器

Fig. 6 Curve of second-order correlation function  $g^{(2)}$ . (a) He-Ne laser; (b) diode laser

从数值模拟结果和实验结果,可知相位调制得到的赝热光场比振幅调制得到的赝热光场更大程度地模拟了真实热光场的涨落,激光器的相干性和偏振度同样也影响着赝热光场的质量,高相干性和偏振度的激光器经过转动毛玻璃的相位调制后得到赝

热光场二阶关联函数最大值高达 1.89。

### 2.4 脉冲式赝热光源实验结果

以上讨论的连续型赝热光源虽然模拟了真实热光场的涨落,但并不满足真实热光的交叉谱纯条件,在图 5 中采用脉冲式 Nd:YAG 激光取代连续激光,

即可以获得满足交叉谱纯条件的脉冲式赝热光。此时单个散斑场脉冲的能量由激光器单个脉冲的能量决定,高达几十毫焦耳,远大于散粒噪声。此外,实验中激光脉冲的脉宽为 6~8 ns,相对于毛玻璃的转速,在单个脉冲形成散斑场期间可以认为毛玻璃是静止的。由于光电探测器记录的是单个脉冲光强对时间积分后累积的光脉冲能量,因此散斑场的空间强度分布不受光电探测系统通频带的影响,可以认为这种脉

冲式赝热光源符合交叉谱纯度条件。激光束经过扩束准直系统后,经由起偏器起偏,选取单一偏振。毛玻璃转速  $\omega$  和激光脉冲间隔  $\Delta t$  有一定的匹配关系:脉冲间隔时间应大于等于毛玻璃转过一个光斑的时间,保证每个脉冲照射毛玻璃所形成的散斑场是完全不相关的。实验记录下的单个激光脉冲产生的散斑场的空间强度分布如图 7(a)所示,其相应的二阶关联系数  $g^{(2)}$  最大值达到 1.93,见图 7(b)。

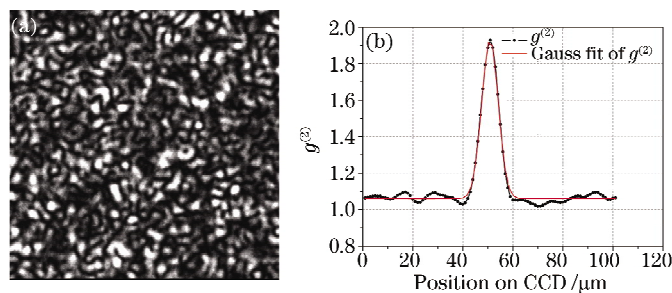


图 7 (a)单个激光脉冲产生的散斑场的空间强度分布;(b)脉冲式赝热光场  $g^{(2)}$  图

Fig. 7 (a)Spatial intensity distribution of speckle for a single laser pulse; (b)the distribution of  $g^{(2)}$  for the pulsed pseudo-thermal light

图 7 是脉冲式赝热光场二阶关联函数  $g^{(2)}$  图,点划线是  $g^{(2)}$  曲线,细曲线是点划线的高斯拟合。所示程度良好的高斯拟合,表明该赝热光源的光场在空间上具有与真实热光场相同的统计分布。脉冲式赝热光源除了能模拟真实热光场的热涨落以外,另一个最重要的特性是满足真实热光场的交叉谱纯度条件,即使是慢响应探测电路也能准确记录光场的抖动,在经典热光场强度关联量子成像实验和实用化研究中具有应用前景。

### 3 结 论

从激光调制模式、激光本身的相干性和偏振度对所产生的赝热光场的质量进行了实验研究,采用脉冲式赝热光源代替目前普遍使用的连续赝热光源以解决连续赝热光源不满足交叉谱纯条件的问题,更全面地模拟了真实热光源的性质。

### 参 考 文 献

- 1 Qi Kangnan, Qin Kecheng, Cheng Lu. Introduction to Statistical Optics [M]. Tianjin: Nankai University Press, 1987. 69~82, 205~211, 410~424  
戚康男,秦克诚,程路. 统计光学导论[M]. 天津:南开大学出版社,1987. 69~82, 205~211, 410~424
- 2 W. Martienssen, E. Spiller. Coherence and Fluctuations in light beams [J]. *Am. J. Phys.*, 1964, **32**(12): 919~926
- 3 F. T. Arecchi. Measurement of the statistical distribution of Gaussian and laser sources [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, **15**(24): 912~916
- 4 A. B. Ilaneri, N. R. Isenor. Intensity correlations from pseudo-thermal light sources [J]. *Am. Phys.* 1970, **38**(6): 748~750
- 5 B. Crosignani, B. Daino, P. D. Porto. Light scattering by a rotating disk [J]. *J. Appl. Phys.* 1971, **42**(1): 399~403
- 6 T. Gonsiorowski, J. C. Dainty. Correlation properties of light produced by quasi-thermal sources [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1983, **73**(2): 234~237
- 7 J. W. Goodman. Statistical Optics [M]. John Wiley-Sons Inc., 1985. 121~124, 151~152, 187~195
- 8 G. Scarcelli, A. Valencia, Y. H. Shih. Experimental study of the momentum correlation of a pseudo-thermal field in the photon-counting regime [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **70**: 051802(R)
- 9 F. Ferri, D. Magatti, A. Gatti *et al.*. High-resolution ghost image and ghost diffraction experiments with thermal light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(18): 183602~183605
- 10 Jun Xiong, Dezhong Cao, Feng Huang *et al.*. Experimental observation of classical subwavelength interference with a pseudo-thermal light source [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(17): 173601~173604
- 11 A. Valencia, G. Scarcelli, M. D' Angelo *et al.*. Two-photon imaging with thermal light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(6): 063601~063604
- 12 Anchun Ji, X. C. Xie, W. M. Liu. Quantum magnetic dynamic of polarized light in arrays of microcavities [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, **99**(18): 183602
- 13 Anchun Ji, W. M. Liu, Jun Liang Song *et al.*. Dynamical creation of fractionalized vortices and vortex lattices [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(1): 010402
- 14 Anchun Ji, Qing Sun, X. C. Xie *et al.*. Josephson effect for photons in two weakly linked microcavities [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, **102**(2): 023602
- 15 R. Loudon. The Quantum Theory of Light [M]. Yu Liang, Wang Weixin, Duan Cunxian *et al.*. Transl. Beijing: Higher Education Press, 1992. 92~136  
朗 顿. 光的量子理论[M]. 于 良,王维新,段存贤 等译.北京:

- 高等教育出版社, 1992, 92~136
- 16 L. Mandel. Concept of cross-spectral purity in coherence theory [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1961, **51**(12): 1342~1350
- 17 Honglin Liu, Jing Cheng, Shensheng Han. Cross spectral purity and its influence on ghost imaging experiments [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **273**(1): 50~53
- 18 Zhang Minghui, Wei Qing, Shen Xia *et al.*. Statistical optics based numerical modeling of ghost imaging and its experimental approval [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1858~1866
- 张明辉, 魏 青, 沈 夏 等. 基于统计光学的无透镜鬼成像数值模拟与实验验证 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1858~1866
- 19 Li Jingzhen. Handbook of Optics [M]. Shaanxi: Science and Technology Press, 1986. 287~290
- 李景镇. 光学手册[M]. 陕西: 科学技术出版社, 1986. 287~290
- 20 Liu Peisen. Foundation of Speckle Statistical Optics [M]. Beijing: Science Press, 1987. 76~86
- 刘培森. 散斑统计光学基础[M]. 北京: 科学出版社, 1987. 76~86