

基于统计光学的正负热光非定域成像*

姚银萍¹⁾²⁾ 万仁刚¹⁾ 薛玉郎¹⁾²⁾ 张世伟¹⁾²⁾ 张同意^{1)†}

1) (中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 西安 710119)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2013年3月4日收到; 2013年4月3日收到修改稿)

本文, 基于经典统计光学, 建立符合热光特性的统计模型, 通过数值模拟证明了吴令安和 Meyers 提出的图像重构算法, 并进行了定性的理论分析. 在关联成像获得的数据样本中, 根据桶探测器的光强涨落进行分组, 分别以某个阈值作为下限和上限, 再将分组后的独立样本和相应的面探测器信号进行强度关联, 则可以得到物体的正像或负像. 然而, 不经过关联运算, 直接对分组后的面探测器信号进行算数平均也可以得到物体的正像或负像, 同时成像的对比度得到较大提高. 这种分组对应的非定域成像进一步说明强度涨落在热光成像中的重要性. 最后以字符掩膜版作为成像物体, 分别运用关联成像和分组对应正负成像算法重构物体的图像, 实验结果证明这种新的正负算法可以提高非定域成像的对比度.

关键词: 统计光学, 热光, 关联成像, 正负非定域成像

PACS: 42.50.Ar, 42.30.Va, 42.30.Wb

DOI: 10.7498/aps.62.154201

1 引言

关联成像是一种非定域成像技术, 即利用光场的空间二阶关联性质, 通过符合运算, 在不包含物体的光路上重现物体的技术. 1995年 Pittman 等人首次在实验上运用自发参量下转换产生的光子对实现了纠缠态光的非定域成像^[1]. 由于双光子成像方案是利用量子纠缠的坐标、动量关联的特点设计, 并在实验上获得了成功, 所以在很长一段时期里, 人们自然地倾向于认为“鬼”成像是一种量子现象, 只有用量子纠缠才能实现非定域成像. 但是 2002年, Bennink 等人巧妙地运用一个随机旋转的反射镜将普通经典 He-Ne 激光反射到分束器作为光源进行实验, 得到与量子关联成像类似的结果. 从而否定了量子纠缠是非定域成像必要条件的假想^[2]. 由于经典光源与纠缠光源相比制备简单、信号强, 所以赝热源的关联成像^[3-10]以及真热源的关联成像^[11,12]得到了广泛的研究. 研究表明经典光源

的关联成像还可以实现无透镜近场成像^[13-20], 而无透镜鬼成像有望能不受湍流的影响^[21]. 随着关联成像的发展, 成像的信噪比和对比度作为衡量关联成像的重要条件受到广泛关注和讨论^[22-24]. 此外, 由于高阶关联成像可以提高关联成像的对比度和信噪比, 所以高阶关联成像也吸引了大量的关注^[25-30]. 最近, 吴令安小组提出正负非定域成像, 仅通过有条件的对参考臂数据求算数平均在实验中得到待测物体的正像和负像. 与关联算法相比, 这种算法可以更快地从原始数据中恢复图像, 减少非定域成像的成像时间, 提高成像的对比度^[31]. 与此同时, Wen 也给出了这种算法的理论解释^[32]. Meyers 等人利用桶探测器的平均值作为阈值, 把探测数据分成大于平均值(正像)和小于平均值(负像)两部分, 然后分别关联计算, 得到了待测物的无透镜非定域成像的正负鬼像^[33].

本文运用经典的统计光学建立热光源模型, 对吴令安和 Meyers 等人在实验中采用的图像重构方法给出数值模拟验证. 基于鬼成像的光路配置, 对探测臂中经由物体调制后的桶探测器光强进行分

* 国家自然科学基金(批准号: 61176084, 11204367, 11174282)和中科院“西部之光”计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: tyzhang@opt.ac.cn

组, 分别把某个值作为下限和上限阈值, 然后通过计算分组后桶探测器信号和相应面探测器信号的强度关联得到了物体的正像和负像. 如果不利用关联算法, 直接对分组后对应面探测器信号的强度进行算数平均也能够对物体成像. 正涨落分组对应物体的正像, 负涨落分组对应物体的负像, 这也说明强度涨落在非定域成像中的重要性. 同时, 这种分组对应正负成像的对比度大大提高. 最后, 我们用这种算法在实验中得到字符掩模版的非局域图像.

2 理论模型

无透镜热光鬼成像系统如图 1 所示, 热光被 50/50 的无偏振分束器分成两束, 一束与被测物体相互作用, 用无空间分辨率的桶探测器 (D_1) 收集经过物体的光强度信息, 标记这一臂为探测臂; 另一束经过一段距离的自由传播后被高分辨率的面阵探测器 (D_2) 探测, 标记这一臂为参考臂. d , z_1 和 z_2 分别代表光源与参考臂探测器, 光源与物体, 物体与桶探测器 D_1 之间的距离.

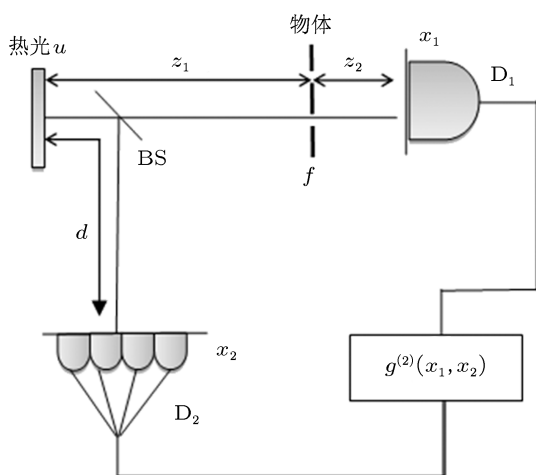


图 1 热光源的无透镜关联成像系统 (d , z_1 和 z_2 分别代表光源与面探测器 D_2 , 光源与物体, 物体与桶探测器 D_1 之间的距离. $g^{(2)}(x_2)$ 是包含物体信息的关联函数)

通过将两探测器记录的光强信息进行关联运算, 我们就能得到包含物体信息的关联函数 $g^{(2)}(x_2)$. 两臂光强的关联定义为

$$g^{(2)}(x_2) = \frac{\langle BI(x_2) \rangle}{\langle B \rangle \langle I(x_2) \rangle}, \quad (1)$$

其中 x_1 和 x_2 分别代表 D_1 , D_2 所在的探测平面的坐标, $B = \sum_{x_1} I(x_1)$ 为桶探测器记录的瞬时光强. $I(x_1)$ 和 $I(x_2)$ 代表两探测器记录的瞬时光强.

在统计光学中, 热光场由复样本空间表示为: $O = o \exp(j\theta)$. 我们假定热光场为线光源, 由此可以定义发光基元所辐射光场的相幅矢量为随机变量 $O_m = o_m \exp(j\theta_m)$, m 表示该热光源的各个基元 ($m = 0, 1, 2, \dots, N$). 其中, N 表示为热光场表面发光基元的总个数, 随机变量 o_m 表示该相幅矢量的振幅, θ_m 表示相位^[34]. 由统计光学原理可知热光源应具备下面性质:

1) 热光的每个发光基元所辐射光场的相幅矢量是相互独立的, 即随机变量 O_m 是相互独立的:

$$P(O_m, O_n) = P(O_m)P(O_n); \\ m, n = 0, 1, \dots, N \neq n. \quad (2)$$

2) 热光的同一个和任意不同两个发光基元的相幅矢量的振幅与相位相互独立:

$$P(O_m, \theta_n) = P(O_m)P(\theta_n); \quad m, n = 0, 1, \dots, N. \quad (3)$$

3) 由经典的统计光学得到, 热光源的振幅服从参数为 σ 的瑞利分布:

$$P_A(o) = \begin{cases} \frac{o}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{o^2}{2\sigma^2}\right), & o \geq 0, \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (4)$$

且相位 θ 服从 $(-\pi, \pi]$ 的均匀分布,

$$P(\theta) = \begin{cases} 1/2\pi, & -\pi < \theta \leq \pi, \\ 0, & \text{其他.} \end{cases} \quad (5)$$

再根据惠更斯-菲涅耳积分原理, 可以得到参考臂探测器 D_2 处的光场:

$$E_2(x_2) = \left(\frac{-i}{\lambda d} \exp\left(\frac{i2\pi d}{\lambda}\right)\right)^{1/2} \sum_{n=0}^N O(u_2 + n\Delta u_2) \\ \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda d} [(u_2 + n\Delta u_2) - x_2]^2\right\} \Delta u_2, \quad (6)$$

式中, u_2 为光源平面, λ 为入射光波长, Δu_2 是热光源中两个基元之间的距离. 同样的, 对于桶探测器 D_1 处的光场, 首先根据惠更斯-菲涅耳原理得到物平面处的热光场分布 $E(x)$, 然后再次应用惠更斯-菲涅耳原理计算该热光场被透射函数为 $f(x)$ 的物体调制后, 传播到平面 x_1 处形成的光场分布 $E(x_1)$:

$$E(x) = \left(\frac{-i}{\lambda z_1} \exp\left(\frac{i2\pi z_1}{\lambda}\right)\right)^{1/2} \sum_{n=0}^N O(u_1 + n\Delta u_1) \\ \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda z_1} [(u_1 + n\Delta u_1) - x]^2\right\} \Delta u_1, \quad (7)$$

$$E_1(x_1) = \left(\frac{-i}{\lambda z_2} \exp\left(\frac{i2\pi z_2}{\lambda}\right)\right)^{1/2}$$

$$\times \sum_{n=0}^N E(u_1 + n\Delta u_1) f(u_1 + n\Delta u_1) \times \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda z_2} [(u_1 + n\Delta u_1) - x_1]^2 \right\} \Delta u_1, \quad (8)$$

其中, $E(x)$ 是物体平面的光场, f 是物体的透射函数. 如果在参考臂加光阑 (透射函数 $t(x_2)$) 对光斑大小进行调制, x_2 处的光场也用 (7) 和 (8) 式得到.

3 数值模拟

按 (2)—(5) 式所述的热光统计性质, 随机地产生一维列向量来模拟波长为 780 nm 的单色热光场. 模拟光源的线度为 5 mm, 发光基元之间的间距为 5 μm . 如图 1 所示, $d = 360$ mm, $z_1 = 360$ mm, $z_2 = 10$ mm. 设探测物体为双缝, 所以有

$$f(x) = \begin{cases} 1, & -\frac{a+d}{2} \leq x \leq -\frac{d-a}{2}, \\ & \frac{d-a}{2} \leq x \leq \frac{d+a}{2}, d > a, \\ 0, & \text{其他,} \end{cases} \quad (9)$$

a 为双缝的缝宽, d 为缝距 (双缝的中心之间的距离), 数值模拟中, 选择 $a = 0.2$ mm, $d = 0.3$ mm. 如图 1 所示无透镜关联成像系统, 随机的热光源经过分束器被分成两束, 一束经过被测物体, 一束自由传播, 经过强度关联计算, 可以在探测器 D_2 上得到双缝的图像.

假设独立样本数为 S , 当测量次数即 S 足够大时, 探测臂桶探测器和参考臂面探测器光场瞬时速度的期望值可以用光场瞬时强度对热系综的平均值表示

$$\langle B \rangle \equiv \bar{B} = \frac{1}{S} \sum_{k=1}^S B_k, \quad (10a)$$

$$\langle I_2(x_2) \rangle \equiv \bar{I}_2(x_2) = \frac{1}{S} \sum_{k=1}^S E_{2k}^*(x_2) E_{2k}(x_2), \quad (10b)$$

其中, $k = 1, 2, \dots, S$. k 表示第 k 次在相干时间段内的独立样本.

将 (10) 式代入 (1) 式可得

$$g^{(2)}(x_2) = \frac{\frac{1}{S} \sum_{k=1}^S B_k I_{2k}(x_2)}{\bar{B} \cdot \bar{I}_2(x_2)}. \quad (11)$$

根据 (11) 式所示的两臂的强度关联可以恢复物体的图像信息. (11) 式进一步可以表示为

$$g^{(2)}(x_2) = 1 + \frac{\frac{1}{S} \sum_{k=1}^S (B_k - \bar{B}) I_{2k}(x_2)}{\bar{B} \cdot \bar{I}_2(x_2)}. \quad (12)$$

如果对桶探测器的光强进行分组, 取所有大于 \bar{B} 的样本, 由 (12) 式计算得到 $g_+^{(2)}(x_2) > 1$, 可以恢复物体的正像; 取所有小于 \bar{B} 的样本, 由 (12) 式计算得到 $g_-^{(2)}(x_2) < 1$, 可以恢复物体的负像.

我们取独立样本 $S = 10000$, 计算在此条件下光场强度的关联函数. 如图 2 所示为正负关联成像得到的图像. 图 2(a) 为对参考臂探测光场强度的算术平均值, 即 $\bar{I}_2(x_2)$, 由于物体置于探测臂中, 参考臂的光场不受物体的调制, 因此强度均匀分布并不能恢复物体的图像信息. 图 2(b) 为根据 (11) 式计算得到的关联成像结果, 通过探测臂中经过物体调制的桶探测器光强信号与参考臂面探测器的每一个像元的关联运算可以恢复双缝物体的图像. 在 (12) 式中, 根据桶探测器光强涨落进行分组, 选择桶探测器光强大于平均值时 ($B_k > \bar{B}$) 的独立样本进行关联计算得到 $g_+^{(2)}(x_2)$, 如图 2(c) 所示, 其结果表示为双缝物体的正像. 相反地, 在式 (12) 中选择桶探测器光强小于平均值时 ($B_k < \bar{B}$) 的独立样本经过关联计算得到 $g_-^{(2)}(x_2)$, 如图 2(d) 所示可以得到双缝物体的负像. 由图 2 可以看到, 经过对桶探测器记录的光强度涨落进行分组后得到的正负像和关联成像相比具有更高的对比度. 因此, 通过数值模拟证明了 Meyers 等人实验得到的结果.

下面将讨论基于算数平均的正负非定域成像, 首先关联函数式 (11) 可以写为

$$g^{(2)}(x_2) = \frac{1}{S} \sum_{k=1}^S \frac{B_k}{\bar{B}} \cdot \frac{I_{2k}(x_2)}{\bar{I}_2(x_2)}. \quad (13)$$

(13) 式说明对参考臂进行权重为 B_k/\bar{B} 的算数平均则可以恢复物体的图像 (这里面探测器光强利用 $\bar{I}_2(x_2)$ 进行归一化). 如果对桶探测器记录的瞬时光强进行分组, 取所有大于 \bar{B} 的样本 (B_i , $i = 1, 2, \dots, P$) 进行算数平均

$$R_+(x_2) = \frac{1}{P} \sum_{i=1}^P \frac{I_{2i}(x_2)}{\bar{I}_2(x_2)}, \quad (14a)$$

则可以得到物体的正像; 取所有小于 \bar{B} 的样本 (B_j , $j = 1, 2, \dots, Q$) 进行算数平均

$$R_-(x_2) = \frac{1}{Q} \sum_{j=1}^Q \frac{I_{2j}(x_2)}{\bar{I}_2(x_2)}, \quad (14b)$$

则可以得到物体的负像. 这就是吴令安小组提出的分组对应非定域成像. 如图 2(a) 所示参考臂光强的直接算数平均不能恢复物体的图像信息, 而这种通过探测臂光强涨落分组后对参考臂光强进行有条件的算数平均则可以对物体成像. 实际上这二

者并不矛盾. 对于热光, 参考臂光强 $I_2(x_2)$ 的涨落服从以 $\bar{I}_2(x_2)$ 为中心的高斯分布, 正涨落和负涨落的概率相同, 因此对参考臂的光强进行平均无法获得物体的图像. 在分组对应非定域成像中, 首先根据探测臂中经过物体调制的桶探测器光强进行分组: 由于桶探测器记录透过双缝物体的光强, 因此对于 $B_k > \bar{B}$ 的样本, 说明物体透光的部分的光场具有正涨落的概率大于负涨落, 根据物体平面与像平面 (即面探测器平面) 的一一对应关系, 可以得到像平面上双缝对应位置的参考臂光强一定有 $\sum_i I_{2i}(x_2)/P > \bar{I}_2(x_2)$, 而对应物体不透光位置的参考臂光强则有 $\sum_i I_{2i}(x_2)/P \approx \bar{I}_2(x_2)$, 于是可以获得双缝物体的正像; 对于 $B_k < \bar{B}$ 的样本, 说明物体透光部分的光场具有负涨落的概率大于正涨落, 根据物体平面与像平面 (即面探测器平面) 的一一对应关系, 可以得到像平面上双缝对应位置的参考臂光强一定有 $\sum_j I_{2j}(x_2)/Q < \bar{I}_2(x_2)$, 而对应物体不透光位置的参考臂光强则有 $\sum_j I_{2j}(x_2)/Q \approx \bar{I}_2(x_2)$, 于是可以获得双缝物体的负像.

基于 (14a) 和 (14b) 式, 我们利用图 2 中得到的 10000 组独立数据经过计算得到了分组对应正负鬼成像. 如图 3 所示为正负算术平均算法得到

的图像. 图 3(a) 为对参考臂探测光场强度的算术平均值 $\bar{I}_2(x_2)$, 由于采用相同的样本, 图 3(a) 和图 2(a) 相同, 表示光场强度在面探测器上是均匀分布的, 无法得到物体的图像信息. 图 3(b) 为根据 (13a) 式, 根据桶探测器记录的瞬时光强进行分组, 对所有大于 \bar{B} 的样本所对应面探测器进行算术平均得到双缝物体的正像. 如果利用桶探测器光强小于平均值时的样本对应的参考臂光强的归一化算术平均, 如图 3(c) 所示, 其结果表示为双缝物体的负像. 将图 3(a) 的正像与图 3(b) 的负像相减, 即 $\Delta R(x_2) = R_+(x_2) - R_-(x_2)$, 如图 3(d) 所示, 背景被消除. 相对于传统关联成像的对比度 (最大值为 1/3), 所得到的双缝的图像具有较高的对比度 (接近于 1).

热光关联成像的本质是利用光场强度涨落的关联. 图 3 中已经充分说明了强度涨落的重要性, 以桶探测器光强平均值 \bar{B} 为阈值进行分组, 对大于或小于 \bar{B} 的样本相应的参考光进行算术平均就能实现非局域成像, 利用正 (负) 涨落分别能得到物体的正 (负) 像. 因此, 对于强度涨落越大 (即偏离平均值越大) 的样本携带更多的信息. 图 4 所示分别以 $5\bar{B}/3$ 和 $\bar{B}/3$ 为正负涨落阈值进行分组的非局域正负成像. 图 4(a) 与图 3(a) 相同, 为同一随机光源的参考臂探测器的平均值. 图 4(b) 为取桶探测器强度

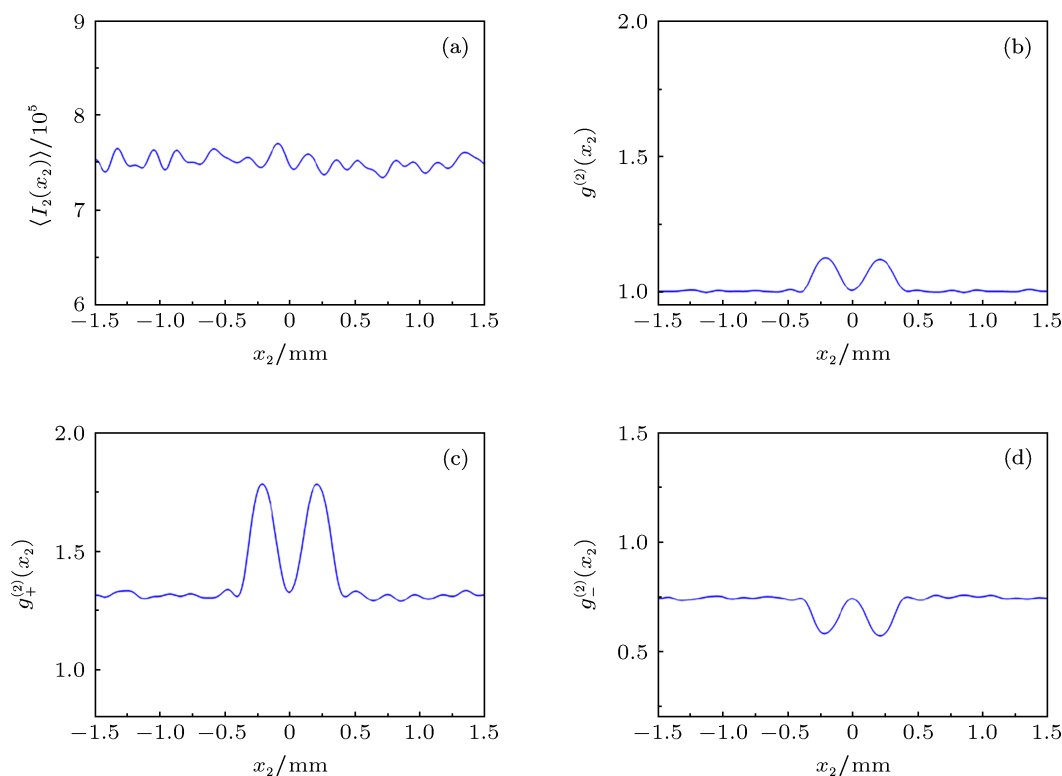


图 2 以 \bar{B} 为阈值的正负关联成像 (a) 面探测器 D_2 上光强的平均值; (b) 传统关联成像结果; (c) 和 (d) 表示桶探测器探测结果大于或小于 \bar{B} 的相应的样本的关联计算所得到的正像和负像

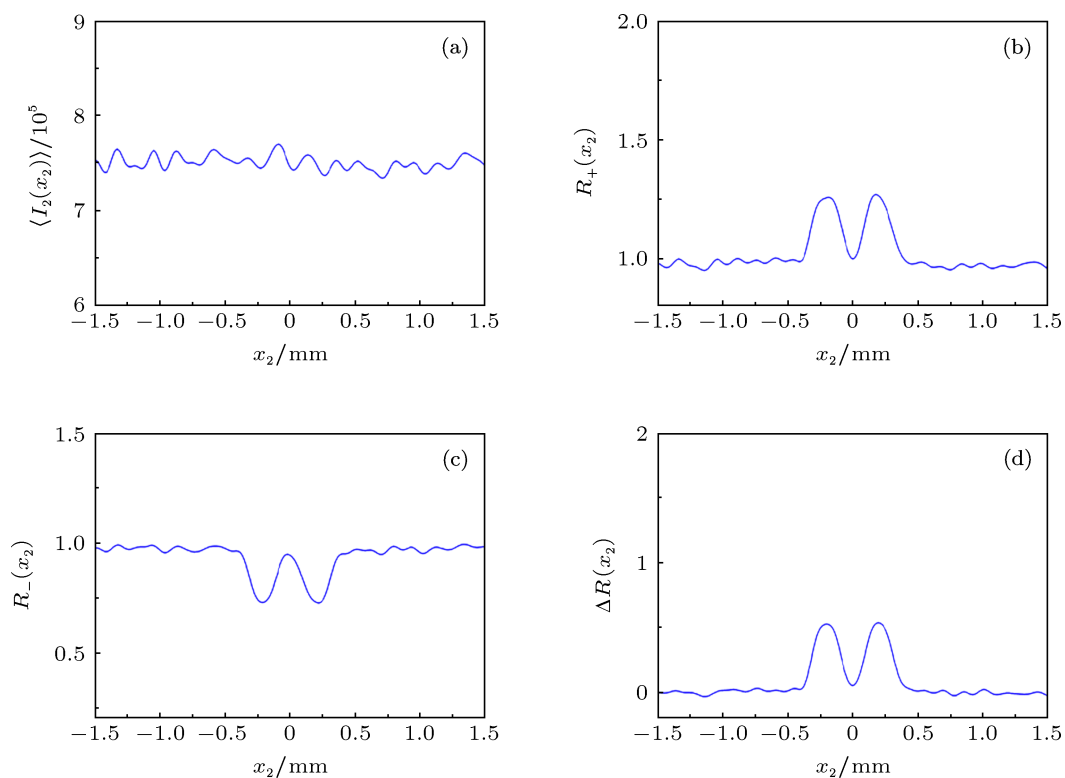


图3 以 \bar{B} 为阈值的非定域正负成像 (a) 探测器 D_2 上光强的平均值; (b) 和 (c) 表示对桶探测器光强大于或小于 \bar{B} 时所有相应参考臂的归一化算数平均所得到的非定域正像和负像; (d) 为正像与负像相减所得到的背景消除的像

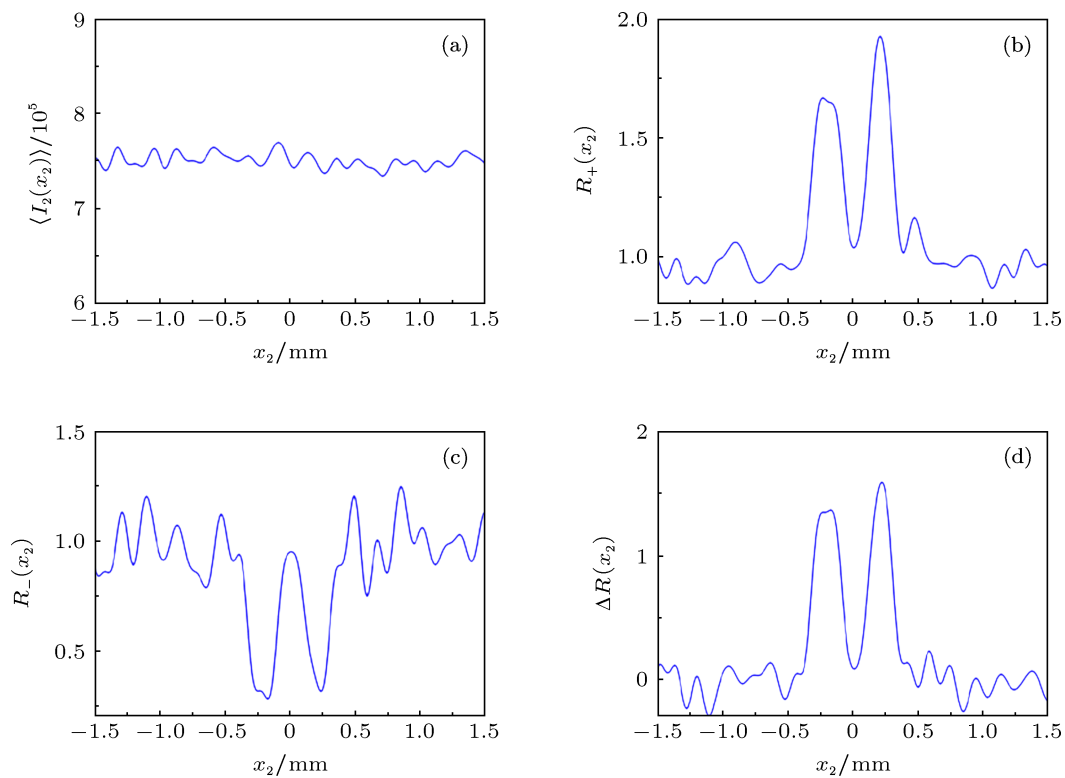


图4 分别以 $5\bar{B}/3$ 和 $\bar{B}/3$ 为阈值的非局域正负成像 (a) 面探测器 D_2 得到的瞬时光强的平均值; (b) 和 (c) 表示对桶探测器光强大于 $5\bar{B}/3$ 或小于 $\bar{B}/3$ 时所有相应参考臂的归一化算数平均所得到的非定域正像和负像; (d) 为正像与负像相减所得到的背景消除的像

大于 $5\bar{B}/3$ 的所有样本的参考臂归一化平均值, 可以看到正涨落对应物体正像. 如果取桶探测器强度小于 $\bar{B}/3$ 的所有样本的参考臂光强归一化平均值, 如图 4(c) 所示, 相应的像为负像. 与图 3(b) 和 (c) 相比, 图 4(b) 和 (c) 所成的正像和负像具有更高的对比度, 因此说明了强度涨落越大的样本携带的物体信息越多. 然而, 从图中也可以看出图像的噪声也随之提高. 这有两方面的原因: 一是分组后独立样本数的减少; 二是样本自身强度涨落较大也导致了信噪比的下降. 图 4(d) 所示为图 4(b) 和图 4(c) 之差, 信号背景消除, 成像对比度得到大大提高.

4 实验结果

图 5 为以字符掩模版 XIOPM 作为待测物体所得到的实验结果. 实验中选择 632.8 nm 的 He-Ne 激光器经过旋转的毛玻璃产生热光源, 对字符掩模版进行非局域成像. 图 5(a) 为待测字符掩模版, 图 5(b) 为激光器直接透过物体, 在距离物体 5 cm 的地方用 CCD 接收到得物体的图像, 可以看出图像存在严重的衍射. 图 5(c) 为关联成像所得结果, 实验中 $z_1 = 52.5$ cm, $z_2 = 15$ cm, $d = 52.5$ cm, 由旋转毛玻璃控制光源的相干时间为 80 ms, 选择曝光时间 0.6 ms, 时间间隔 150 ms, 采集 10000 帧. 图 5(d) 与 (c) 的实验参数相同, 以桶探测器平均值为阈值进行分组得到正负像相减的非定域成像. 由图 5 可以得到, 关联成像减小了衍射对成像的影响, 而正负运算的分组对应鬼成像与关联成像相比较, 提高了成像的对比度.

5 结论

基于统计光学原理, 建立热光场的数值模型, 分析比较了关联成像、关联正负成像, 以及分组对应正负成像这三种获得非定域成像的方式. 通过数值模拟证明了吴令安和 Meyers 等人提出的图像重构方法. 在关联成像中, 通过对桶探测器 (包含物体的光路) 和面探测器 (不包含物体的光路) 进行强度关联运算可以非定域地对物体成像. 对关联成像记录的桶探测器光强进行分组, 分别以某个强度阈值作为下限和上限, 再将分组后的独立样本和相应的

面探测器信号进行强度关联, 则可以得到物体的正像或负像. 关联成像中关联函数是对面探测器信号进行以桶探测器信号为权重的算数平均, 直接对面探测器的平均则无法得到物体的图像. 然而, 通过对桶探测器信号进行以某个强度阈值作为下限和上限的分组后, 再将与之对应的面探测器进行算数平均则可以得到物体的正像或负像, 同时成像的对比度得到较大提高. 这种分组对应的非定域成像也表明强度涨落在热光非定域成像中的作用. 最后以字符掩模版作为成像物体, 分别运用关联成像和分组对应正负成像方式得到了的物体的图像, 实验结果证明分组对应正负算法可以提高非定域成像的对比度. 这种不经过强度关联, 仅仅通过对桶探测器信号分组然后直接由对应面探测器信号平均恢复图像的方法可以作为一种新的图像重构手段, 在热光的非定域成像中有潜在应用价值.

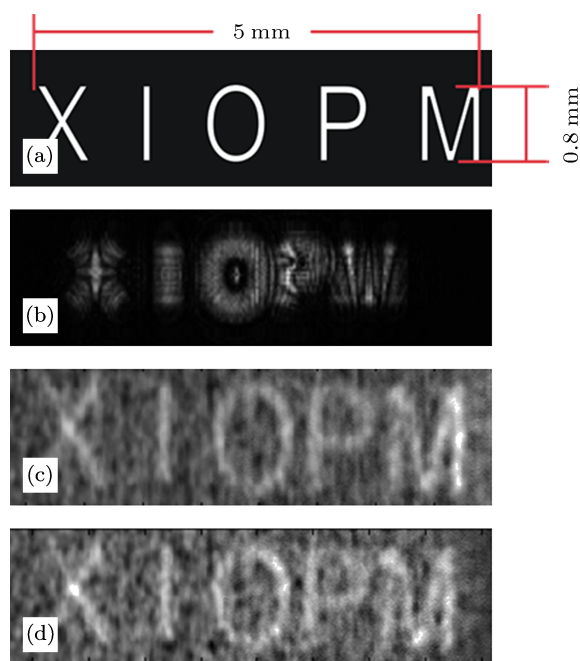


图 5 成像物体为字符掩模版 XIOPM 时无透镜关联成像和正负算法分别得到的实验结果 (a) 为待测物体图样; (b) 为物体距 CCD 距离为 5 cm 时 CCD 直接拍摄的图像; (c) 为采集 10000 帧时关联运算的成像图像; (d) 为以桶探测器平均值为阈值进行分组所得到的正负像相减得到的图像

作者感谢北京计算科学中心“千人计划”朱诗尧教授的指导和讨论.

- [1] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, Sergienko A V 1995 *Phys. Rev. A* **52** R3429
- [2] Bennink R S, Bentley S J, Boyd R W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 113601
- [3] Gatti A, Brambilla E, Bache M, Lugiato L A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 093602
- [4] Wang K G, Cao D Z 2004 *Phys. Rev. A* **70** 041801(R)
- [5] Cheng J, Han S S 2004 *Phys. Rev. A* **92** 093903
- [6] Ferri F, Magatti D, Gatti A, Bache M, Brambilla E, Lugiato L A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 183602
- [7] Cai Y J, Zhu S Y 2005 *Phys. Rev. E* **71** 056607
- [8] Cao D Z, Xiong J, Wang K G 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013801
- [9] Valencia A, Scarcelli G, Angelo M D, Shih Y H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 063601
- [10] Cheng J, Han S S 2007 *Phys. Rev. A* **76** 023824
- [11] Zhang D, Chen X H, Zhai Y H, Wu L A 2005 *Opt. Lett.* **30** 2354
- [12] Zhai Y H, Chen X H, Zhang D, Wu L A 2005 *Phys. Rev. A* **72** 043805
- [13] Scarcelli G, Berardi V, Shih Y H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 061106
- [14] Basano L, Ottonello P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 091109
- [15] Zhang M H, Wei Q, Shen X, Liu H L, Cheng J, Han S H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 021803(R)
- [16] Meyers R, Deacon K S, Shih Y H 2008 *Phys. Rev. A* **77** 041801(R)
- [17] Liu H L, Han S S 2008 *Opt. Lett.* **33** 824
- [18] Ferri F, Magatti D, Sala V G, Gatti A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 261109
- [19] Chen X H, Liu Q, Luo K H, Wu L A 2009 *Opt. Lett.* **34** 695
- [20] Chen X H, Agafonov I N, Wu L A 2010 *Opt. Lett.* **35** 0146
- [21] Meyers R E, Deacon K S, Shih Y H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 111115
- [22] Bai Y F, Yang W X, Yu X Q 2010 *Appl. Opt.* **49** 4554
- [23] Zhang E F, Dai H Y, Chen P X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 024201
- [24] Bai Y F, Yang W X, Yu X Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 044206
- [25] Ou L H, Kuang L M 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 1833
- [26] Cao D Z, Xiong J, Zhang S H, Lin L F, Gao L, Wang K G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 210102
- [27] Li H G, Zhang Y T, Cao D Z, Xiong J, Wang K G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 4510
- [28] Liu J B, Shih Y H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023819
- [29] Chen X H, Agafonov I N, Luo K H, Liu Q, Xian R, Chekhova M V, Wu L A 2010 *Opt. Lett.* **35** 0146
- [30] Liu Y C, Kuang L M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053808
- [31] Luo K H, Huang B Q, Zheng W M, Wu L A 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 074216
- [32] Wen J M 2012 *J. Opt. Soc. Am. A* **29** 091906
- [33] Meyers R E, Deacon K S, Shih Y H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 131114
- [34] Zhang M H, Wei Q, Shen X, Liu Y F, Liu H L, Han S S 2007 *Acta opt. Sin.* **27** 10 (in Chinese) [张明辉, 魏青, 沈夏, 刘永峰, 刘红林, 韩申生 2007 光学学报 **27** 10]

Positive-negative nonlocal lensless imaging based on statistical optics*

Yao Yin-Ping¹⁾²⁾ Wan Ren-Gang¹⁾ Xue Yu-Lang¹⁾²⁾
Zhang Shi-Wei¹⁾²⁾ Zhang Tong-Yi^{1)†}

1) (*State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 4 March 2013; revised manuscript received 3 April 2013)

Abstract

Based on correlated imaging with pseudo-thermal light, Wu and Meyers independently experimentally showed that both positive and negative images can be obtained by using a novel algorithm. With the theory of statistical optics, we construct the model of thermal light, and demonstrate the novel algorithm for image reconstruction. To deal with the data attained in the correlated imaging, we reorder the intensity recorded by the bucket detector according to the value of fluctuation. For a given fluctuation range with all the records above or below a specific value, we can obtain either positive or negative images by calculate the correlation between the selected records of the bucket detector and the reference detector. Nevertheless, without correlated calculations, positive or negative images can be also produced by directly averaging the corresponding records of the reference detector with positive or negative fluctuations. Meanwhile, the visibility of imaging is greatly enhanced. This correspondence imaging method further demonstrates the importance of intensity fluctuations in the nonlocal imaging with thermal light. We also experimentally show the images that obtained by the correlation method and the positive-negative correspondence imaging method, respectively. Our results indicate that this novel algorithm has a better visibility than that of the conventional correlated imaging.

Keywords: statistical optics, thermal light, correlation imaging, positive and negative nonlocal images

PACS: 42.50.Ar, 42.30.Va, 42.30.Wb

DOI: 10.7498/aps.62.154201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61176084, 11204367, 11174282), and the West Light Foundation of the Chinese Academy of Sciences.

† Corresponding author. E-mail: tyzhang@opt.ac.cn