

# 正交振幅正关联正交位相反关联光束 的贝尔态直接测量

王 东<sup>†</sup>

(安徽工业大学数理学院, 马鞍山 243002)

(2009 年 11 月 20 日收到; 2010 年 3 月 8 日收到修改稿)

提出了一种新的 EPR 光束关联度直接测量的方法. 这种方法可以不用本地光直接测量具有正交振幅正关联、正交位相反关联特性的 EPR 光束的关联度. 然后提出了在这种测量方法基础之上的量子密集编码实验方案.

**关键词:** 纠缠, 贝尔态, 压缩

**PACC:** 0367, 4250

## 1. 引 言

近年来,量子信息和量子计算引起了人们的极大关注. 量子离物传态、量子密钥分发和量子密集编码等实验先后在分离变量和连续变量领域完成<sup>[1]</sup>. 在连续变量量子信息领域,处理的物理变量一般是光场噪声的正交振幅和正交位相分量,这两个变量可对应于最初提出的贝尔态<sup>[2]</sup>中粒子的自旋向上和自旋向下. 目前研究较多的是两组分的纠缠态,纠缠类型有两种:一是正交振幅正关联(即正交振幅差噪声小于散粒噪声基准)、正交位相反关联(即正交位相和噪声小于散粒噪声基准)的纠缠态,二是正交振幅反关联(即正交振幅和噪声小于散粒噪声基准)、正交位相正关联(即正交位相差噪声小于散粒噪声基准)的纠缠态. 很长一段时间内,用需要本地光的平衡零拍探测的方法分别测量两束光的正交振幅和正交位相,进而研究它们之间的纠缠特性. 比如在无条件量子离物传态实验<sup>[3]</sup>中,就是用光学参量振荡器(OPO)产生的两束压缩真空光在 50:50 分束器上合成正交振幅正关联、正交位相反关联的纠缠光束,然后用两套平衡零拍探测系统分别先后测量光场的正交振幅和正交位相,最后通过平移变换实现量子离物传态. 这种测量方法较为复杂.

2000 年,山西大学光电研究所提出了贝尔态直接测量方案<sup>[4]</sup>,可以不用本地光,同时直接测量两束光的正交振幅和分量和正交位相差分量,这样可以使上述量子离物传态实验大大简化,文章同时提出了用两束振幅压缩光在 50:50 分束器上合成正交振幅反关联、正交位相正关联的纠缠光束并实现量子密集编码的实验方案<sup>[4]</sup>. 2002 年,山西大学光电研究所利用运转于参量反放大的非简并光学参量放大器(NOPA)直接产生了正交振幅反关联、正交位相正关联的明亮纠缠光束,并用这种纠缠光束和于 2000 年提出的贝尔态直接探测的方法实现了不用本地光的量子密集编码实验<sup>[5]</sup>. 方法是首先 Alice 对纠缠光束中的一束进行经典振幅和位相调制, Bob 就可以利用贝尔态直接探测的方法将调制的振幅和位相信号解调出来. 但是这种方法只能用来测量两束光的正交振幅和分量和正交位相差分量,不能测量具有正交振幅正关联、正交位相反关联的纠缠光束.

目前实验上有多种方案可以产生具有正交振幅正关联、正交位相反关联的纠缠光束. 相对而言,实验上产生的正交振幅正关联、正交位相反关联的光束具有纠缠度高,功率大的优点. 2008 年, Vahlbruch 等人得到了 10dB 的压缩真空光<sup>[6]</sup>,据本人所知,是目前世界上获得的压缩度最高的光束. 可以利用这种光束通过 50:50 分束器获得更高关联

<sup>†</sup> E-mail: wangdong@ahut.edu.cn

度的具有正交振幅正关联、正交位相反关联特性的压缩态纠缠光束. 2002 年, Li 等人用运转于参量放大状态的 NOPA 产生了约 1 mW (运转于参量反放大状态的 NOPA 产生的具有正交振幅反关联、正交位相正关联的纠缠光束的功率只有几十  $\mu\text{W}$ <sup>[5]</sup>) 的明亮的正交振幅正关联、正交位相反关联的 EPR 光束<sup>[7, 8]</sup>. 运转于阈值以上的非简并光学参量振荡器 (NOPO) 产生的纠缠光束也具有正交振幅正关联、正交位相反关联的特性<sup>[9-11]</sup>. 一般情况下 NOPO 产生的纠缠光束的频率是非简并的, 可用两个单端反射 FP 腔<sup>[10-12]</sup> 或两套非平衡 Mach-Zehnder (M-Z) 干涉仪<sup>[11, 13-16]</sup> 分别先后测量两束光的正交振幅和正交位相, 从而获得两束光之间的关联特性. 2008 年, Fabre 等人在 NOPO 腔内插入四分之一波片<sup>[17]</sup>, 得到了频率简并的明亮的正交振幅正关联、正交位相反关联的 EPR 光束<sup>[18]</sup>. 阈值以上的 NOPO 产生的纠缠光束的功率可达 22 mW<sup>[11]</sup>. 在文献[7, 18] 的方案中测量纠缠光束的位相关联度都是通过测量耦合模的噪声来间接实现的. 对于上面这些正交振幅正关联、正交位相反关联的纠缠光束, 不能利用上文提到的贝尔态直接测量方案.

本文首先分析同时测量纠缠光束的正交振幅差和正交位相和的可能性, 随后提出了一种可以不用本地光对具有正交振幅正关联、正交位相反关联的 EPR 光束的关联度直接测量的新方法, 最后给出利用这种测量方法实现的量子密集编码方案.

## 2. 理论分析及测量方案

空间可分离的两束光的正交振幅和正交位相可表示为  $X_j = \hat{a}_j^\dagger + \hat{a}_j$  和  $Y_j = i(\hat{a}_j^\dagger - \hat{a}_j)$  ( $j=1, 2$ ), 它们是一对共轭物理量, 满足对易关系

$$[X_j, Y_k] = i\delta_{jk}, \quad j, k = 1, 2, \quad (1)$$

即不能同时精确测量其中任意一束光的正交振幅和正交位相. 但是由上面的正交振幅和正交位相的定义及对易关系可以证明存在如下两对可对易的联合变量:

$$[X_1 + X_2, Y_1 - Y_2] = 0, \quad (2)$$

$$[X_1 - X_2, Y_1 + Y_2] = 0, \quad (3)$$

即可以同时精确测量两束光的联合变量: 正交振幅和分量和正交位相差分量或正交振幅差分量和正交位相和分量. 这在量子光学里对应于正交振幅反关联、正交位相正关联的纠缠态和正交振幅正关

联、正交位相反关联的纠缠态. 其中一对对易量即正交振幅和分量与正交位相差分量的同时测量方案是由山西大学光电研究所在研究由振幅压缩光合成纠缠光束时提出, 后应用于测量运转于参量反放大的 NOPA 产生的纠缠光束, 并实现量子密集编码. 由上面的分析可知应该有另外一对可对易量即正交振幅差分量和正交位相和分量的同时直接测量方案, 但据本人所知, 目前还未见报道.

本文提出的同时直接测量两束光的正交振幅差分量和正交位相和分量的测量方案的原理图如图 1 所示. 从图中可以看出本测量方案与山西大学光电研究所提出的贝尔态直接测量方案<sup>[4]</sup> 一样具有不用本地光、测量装置简单的优点, 不同点主要有两个: 第一纠缠源不同; 第二本方案必须利用非平衡 M-Z 干涉仪, 而文献[4] 中的方案需使两纠缠光束在 50:50 分束器上干涉时光程差相等. 文献[4] 中的正交振幅反关联、正交位相正关联的纠缠光束由两束明亮振幅压缩光以  $\pi/2$  位相差在 50:50 分束器上合成或者由运转于参量反放大状态的 NOPA 直接提供. 而这里的纠缠光源可以是以下三种中的任意一种: 1) 两束明亮位相压缩光以  $\pi/2$  位相差在 50:50 分束器上干涉的输出光<sup>[19]</sup>; 2) 运转于阈值以上的 NOPO 输出的频率简并的信号光和闲置光; 3) 运转于参量放大状态的 NOPA 产生的信号光和闲置光.

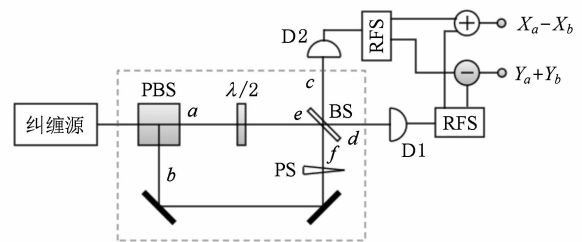


图 1 纠缠光束的正交振幅差、正交位相和噪声测量原理图. PBS: 偏振分束棱镜. PS:  $\pi/2$  相移器. BS: 50:50 分束器. D1 (2): 光电探测器. RFS: 射频频分束器.  $\oplus$ : 加法器.  $\ominus$ : 减法器

设纠缠源输出两束明亮的具有正交振幅正关联、正交位相反关联特性的纠缠光束  $a$  和  $b$ , 它们空间上是重合的但偏振方向是相互垂直的. 此纠缠光束进入虚线框内的非平衡 M-Z 干涉仪. 首先  $a$  光束和  $b$  光束由偏振分束棱镜 PBS 分开. 利用噪声边带模型, 输入非平衡 M-Z 干涉仪的光场  $a$  和  $b$  可用它们的没灭算符表示为  $\hat{a}(t) = \alpha + \delta\hat{a}$  和  $\hat{b}(t) = \alpha +$

$\delta\hat{b}$ , 这里假定输入场  $a$  和  $b$  具有相同的强度. 让  $a$  光束经过非平衡 M-Z 干涉仪的短臂,  $b$  光束经过非平衡 M-Z 干涉仪的长臂, 两臂长度差为  $\Delta L$ . 旋转  $\lambda/2$  玻片, 使得  $a$  光束和  $b$  光束具有相同的偏振方向. 然后将  $a$  和  $b$  以  $\pi/2$  位相差在 50:50 分束器上干涉, 这样输入分束器的两个模可写为

$$\begin{aligned}\hat{e}(t) &= \alpha + \delta\hat{a}(t), \\ \hat{f}(t) &= \hat{b}(t - \tau)e^{i\pi/2} = i\alpha + i\delta\hat{b}(t - \tau),\end{aligned}\quad (4)$$

式中  $\tau = \Delta L/c$  ( $c$  为光速), 分束器输出的光束  $c$  和  $d$  可表示为

$$\begin{aligned}\hat{c}(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\hat{e}(t) + \hat{f}(t)] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}[(\alpha + i\alpha) + (\delta\hat{a}(t) + i\delta\hat{b}(t - \tau))], \\ \hat{d}(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\hat{e}(t) - \hat{f}(t)] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}[(\alpha - i\alpha) + (\delta\hat{a}(t) - i\delta\hat{b}(t - \tau))].\end{aligned}\quad (5)$$

由上式,  $c$  光束和  $d$  光束的光子数算符可表示为

$$\begin{aligned}\hat{n}_c &= \hat{c}^\dagger(t)\hat{c}(t) \\ &= \alpha^2 + \frac{1}{2}\alpha[\delta X_a(t) - \delta Y_b(t - \tau) \\ &\quad + \delta Y_a(t) + \delta X_b(t - \tau)], \\ \hat{n}_d &= \hat{d}^\dagger(t)\hat{d}(t) \\ &= \alpha^2 + \frac{1}{2}\alpha[\delta X_a(t) + \delta Y_b(t - \tau) \\ &\quad - \delta Y_a(t) + \delta X_b(t - \tau)].\end{aligned}\quad (6)$$

这里我们定义正交振幅噪声分量  $\delta X = \delta a^\dagger + \delta a$ , 正交位相噪声分量  $\delta Y = i(\delta a^\dagger - \delta a)$ , 对(6)式施行傅里叶变换, 得到光场的噪声功率谱. 如果  $\Omega\tau = \pi$ , 注意到傅里叶变换  $F$  使得  $F(t - \tau) = \exp(-i\Omega\tau)F(t)$ , 由(6)式可得光电探测 D1 和 D2 得到的光电流的频率为  $\Omega$  的交流分量为

$$\begin{aligned}\hat{i}_c(\Omega) &= \frac{1}{2}\alpha[\delta X_a(\Omega) + \delta Y_b(\Omega) + \delta Y_a(\Omega) \\ &\quad - \delta X_b(\Omega)], \\ \hat{i}_d(\Omega) &= \frac{1}{2}\alpha[\delta X_a(\Omega) - \delta Y_b(\Omega) - \delta Y_a(\Omega) \\ &\quad - \delta X_b(\Omega)],\end{aligned}\quad (7)$$

然后再用射频分束器将 D1 和 D2 探测到的光电流分别分成相等的两部分. 与光的分束不一样, 这里电流的分束不会引入真空噪声. 再将对应的光电流

相加和相减, 就得到  $a$  光束和  $b$  光束的正交振幅差噪声和正交位相和噪声

$$\begin{aligned}\delta^2\hat{i}_+(\Omega) &= \frac{\alpha^2}{2}[\delta^2(X_a(\Omega) - X_b(\Omega))], \\ \delta^2\hat{i}_-(\Omega) &= \frac{\alpha^2}{2}[\delta^2(Y_a(\Omega) + Y_b(\Omega))].\end{aligned}\quad (8)$$

将得到的电流加信号和电流减信号的交流分量分别同时送入两个频谱分析仪, 即可同时记录  $a$  光束和  $b$  光束的正交振幅差噪声和正交位相和噪声. 测量两光束的量子关联度时, 需要事先选取相应的散粒噪声基准. 这时需要在 PBS 前挡住纠缠光束, 在 50:50 分束器前输入一束强度为  $a$  (或  $b$ ) 光束强度的两倍的相干光, 使得光电探测器 D1 和 D2 输出到示波器的直流分量与探测 EPR 光束时相同 (保证光功率与探测 EPR 光束时相等), 这时频谱分析仪记录的来自于通过加法器或减法器的信号就是相应的散粒噪声基准. 用散粒噪声功率 dB 数减去关联噪声功率 dB 数就可得到压缩 dB 数, 此压缩 dB 数可化为归一化的噪声, 再通过计算关联乘积  $\langle \delta^2(X_a - X_b)\delta^2(Y_a + Y_b) \rangle$  可得到光束  $a$  和光束  $b$  的关联度. 在理想情况下, 它们的正交振幅差噪声  $\delta^2[X_a - X_b] \rightarrow 0$ , 正交位相和噪声  $\delta^2[Y_a + Y_b] \rightarrow 0$ , 即  $a$  光束和  $b$  光束具有完全量子关联, 处于最大纠缠态.

这里需要指出的是在文献[4]中的贝尔态直接测量方案可测量不同频率处两纠缠光束的关联度, 在上述测量方案中, 得到(7)式时必须满足条件  $\Omega\tau = \pi$ , 在非平衡 M-Z 干涉仪设计好之后, 我们只能在  $f = c/(2\Delta L)$  处测量两纠缠光束的关联度. 测量不同频率处的关联度, 需要依照测量频率调整非平衡 M-Z 干涉仪长臂和短臂的光程差.

### 3. 量子密集编码方案

图 2 是在上述测量方案基础上的量子密集编码实验方案的原理图. 此量子密集编码方案只需在上述测量方案中的 M-Z 干涉仪的长臂中加入振幅调制器 (AM) 和位相调制器 (PM). 这种方案的优点是: 第一, 可以用运转于参量放大状态的 NOPA 和运转于阈值以上可产生频率简并的纠缠光束的 NOPO 做为纠缠源, 这两种纠缠源都可以产生功率为毫瓦量级的纠缠光束, 便于实际应用, 而文献[5]中的量子密集编码方案采用的明亮纠缠光束是运转于参量反放大状态的 NOPA 产生的, 功率只有几十  $\mu\text{W}$ , 易受传输损耗影响. 第二, 这种方案与文献[5]中的

方案相比,同样具有不用本地光、避免使用两套平衡零拍探测系统分别测量两纠缠光束的正交振幅和正交位相而且实验装置简单的优点. 第三,这种方案可有效利用非平衡 M-Z 干涉仪,干涉仪的短臂保留在本地,长臂正好可以用作传往 Alice 的远程通道,特别是在今后实现量子信息装置的微型化、集成化时,Alice 有足够的空间安放振幅调制器和位相调制器对信号进行调制,这种方案将更有优势. 简言之,本方案与文献[5]中的方案相比,主要优点在于可以利用高功率的纠缠源和有效利用非平衡 M-Z 干涉仪.

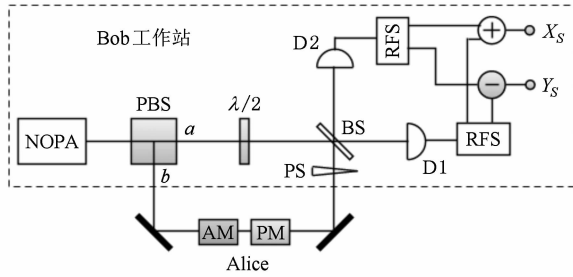


图2 利用运转于参量放大状态的 NOPA 实现量子密集编码的实验装置图. AM:电光振幅调制器;PM:电光位相调制器. RFS:射频分束器.  $X_s$  和  $Y_s$  为 Bob 得到的 Alice 调制的振幅和位相信号

在图2中选择采用运转于参量放大状态的 NOPA 作为纠缠源来说明情况. 首先在 Bob 工作站的 NOPA 输出的信号光  $b$  送往干涉仪的长臂,用来给 Alice 调制经典信号,NOPA 输出的闲置光  $a$  送往干涉仪的短臂,以备解调信号之用. Alice 可在长臂上的任意位置对信号光进行振幅和位相调制. 对于理想的 NOPA,信号光和闲置光的正交振幅噪声和正交位相噪声都趋于无限大,及  $\langle \delta_{a,b}^2 X \rangle \rightarrow \infty$  和  $\langle \delta_{a,b}^2 Y \rangle \rightarrow \infty$ . 所以调制的信噪比

$$\text{SNR}_X = \frac{\langle \delta^2 X_s \rangle}{\langle \delta^2 X_b \rangle} \rightarrow 0, \text{SNR}_Y = \frac{\langle \delta^2 Y_s \rangle}{\langle \delta^2 Y_b \rangle} \rightarrow 0, (9)$$

即调制信号会被淹没在巨大的噪声中,这样 Alice 的信号得到保密. Alice 把调制后的光束传回给 Bob, Bob 利用量子纠缠将此光束与自己拥有的 EPR 光束的另一半进行联合测量就可以把调制信号解调出来.

如果 Alice 的调制频率为  $f$ , Bob 将  $a$  光束和  $b$  光束以  $\pi/2$  位相差在 50:50 分束器上干涉时,由前面的分析 Bob 必须保证非平衡干涉仪的长臂和短臂的光程差

$$\Delta L = \frac{c}{2f}, (10)$$

如果干涉仪的两臂采用折射率为  $n = 1.55$  的光纤<sup>[16]</sup>,则长臂和短臂的光程差由  $\Delta L = c/(2nf)$  计算,显然长臂和短臂的光程差与调制频率成反比关系,调制频率越高,需要的光程差越短. 如果 Alice 的调制频率为 10 MHz, Bob 必须使长臂和短臂长度差为 10 m;如果 Alice 的调制频率为 5 MHz, Bob 必须使长臂和短臂长度差为 19 m;如果 Alice 的调制频率为 2 MHz, Bob 必须使长臂和短臂长度差为 48 m. 通过  $\pi/2$  位相差干涉后的光束送入光电探测器 D1 和 D2,光电探测器 D1 和 D2 得到的光电流信号经射频分束器再对应相加和相减,得到

$$\begin{aligned} \hat{i}_+(\Omega) &= \frac{\alpha}{\sqrt{2}}[X_a(\Omega) - X_b(\Omega) + X_s] = \frac{\alpha}{\sqrt{2}}X_s, \\ \hat{i}_-(\Omega) &= \frac{\alpha}{\sqrt{2}}[Y_a(\Omega) + Y_b(\Omega) + Y_s] = \frac{\alpha}{\sqrt{2}}Y_s, \end{aligned} (11)$$

这样 Bob 就得到了 Alice 要传送的信息. 这里假设  $\langle \delta^2(X_a - X_b) \rangle \rightarrow 0$ ,  $\langle \delta^2(Y_a + Y_b) \rangle \rightarrow 0$ , 所以解调后信号的信噪比

$$\begin{aligned} \text{SNR}_X &= \frac{\langle \delta^2 X_s \rangle}{\langle \delta^2(X_a - X_b) \rangle} \rightarrow \infty, \\ \text{SNR}_Y &= \frac{\langle \delta^2 Y_s \rangle}{\langle \delta^2(Y_a + Y_b) \rangle} \rightarrow \infty, \end{aligned} (12)$$

即 Bob 探测信号的灵敏度可以超过散粒噪声极限. 显然这是一种保密的量子密集编码通讯.

实验上由于信号光和闲置光的正交振幅和正交位相噪声都不是无限大,而且它们的正交振幅差噪声和正交位相和噪声都不可能接近于 0,一般噪声压缩度不超过 10 dB,所以为了保密,Alice 的调制信号的幅度会受到一定限制. 同时由于这里利用了信号光和闲置光的量子关联,而信号光和闲置光的量子关联度在低频处较大高频处较小,所以 Alice 的调制频率也不能过高.

## 4. 结 论

我们提出了一种纠缠光束测量方案,可以不用本地光对正交振幅正关联和正交位相反关联的明亮纠缠光束的关联度直接测量. 它与山西大学光电研究所提出的正交振幅反关联、正交位相正关联的直接测量方案一起实现了不用本地光对两种明亮纠缠光束的直接测量. 这两种测量方案需要的纠缠

光束的功率都至少应为几十  $\mu\text{W}$ . 目前运转于参量放大状态的 NOPA 和输出光束频率简并的 NOPO 产生的纠缠光束的功率很容易达到毫瓦量级, 可方便地用本文的方案进行测量并实现量子密集编码. 但是对于由压缩真空态合成的或阈值以下无种子光注入时的 NOPO 直接输出的纠缠光束, 虽然也具有正交振幅正关联和正交位相反关联的特性, 由于目前功率都达不到  $\mu\text{W}$  量级, 探测器的电子学

噪声会使本文提出的测量方法遇到技术上的困难, 只能使用本地光将信号放大用平衡零拍探测的方法测量. 然而如果能合理设计光学参量振荡腔, 比如提高 NOPO 的阈值、增加抽运功率等办法提高这种纠缠光束的功率, 就可以利用本文提出的测量方案.

作者在此感谢谢常德教授的帮助.

- 
- [1] Braunstein S L, Loock P V 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [2] Ren J G, Yang B, Yi Z, Zhou F, Chen K, Peng C Z, Pan J W 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1674
- [3] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [4] Zhang J, Peng K C 2000 *Phys. Rev. A* **62** 064302
- [5] Li X Y, Pan Q, Jing J T, Zhang J, Xie C D, Peng K C 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 047904
- [6] Vahlbruch H, Mehmet M, Chelkowski S, Hage B, Franzen A, Lastzka N, Gossler S, Danzmann K, Schnabel R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 033602
- [7] Zhang Y, Wang H, Li X Y, Jing J T, Xie C D, Peng K C 2000 *Phys. Rev. A* **62** 023813
- [8] Zhang Y, Su H, Xie C D, Peng K C 1999 *Phys. Lett. A* **259** 171
- [9] Fabre C, Giacobino E, Heidmann A, Reynaud S 1989 *J. Phys. (France)* **50** 1209
- [10] Villar A S, Cruz L S, Cassemiro K N, Martinelli M, Nussenzveig P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 243603
- [11] Su X L, Tan A H, Jia X J, Pan Q, Xie C D, Peng K C 2006 *Opt. Lett.* **31** 1133
- [12] Zhang Y, Zhang T C, Li T Y, Xie C D 2000 *Acta Optica Sinica* **20** 465 (in Chinese) [张云、张天才、李廷鱼、谢常德 2000 光学学报 **20** 465]
- [13] Wang D, Shang Y N, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 035502
- [14] Wang D, Shang Y N, Yan Z H, Wang W Z, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2008 *Europhys. Lett.* **82** 24003
- [15] Glöckl O, Andersen U L, Lorenz S, Silberhorn Ch, Korolkova N, Leuchs G 2004 *Opt. Lett.* **29** 1936
- [16] Shang Y N, Wang D, Yan Z H, Wang W Z, Jia X J, Peng K C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3514 (in Chinese) [商娅娜、王东、闫智辉、王文哲、贾晓军、彭堃堦 2008 物理学报 **57** 3514]
- [17] Laurat J, Longchambon L, Fabre C, Coudreau T 2005 *Opt. Lett.* **30** 1177
- [18] Keller G, Auria V D, Treps N, Coudreau T, Laurat J, Fabre C 2008 *Opt. Express* **16** 9351
- [19] Li Y M, Fan Q Y, Zhang K S, Xie C D, Peng K C 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1493 (in Chinese) [李永民、樊巧云、张宽收、谢常德、彭堃堦 2001 物理学报 **50** 1493]

# Direct Bell state measurement for optical beams with correlated amplitude quadratures and anticorrelated phase quadratures

Wang Dong<sup>†</sup>

(*School of Mathematics and Physics, Anhui University of Technology, Maanshan 243002, China*)

(Received 20 November 2009; revised manuscript received 8 March 2010)

## Abstract

A new method is produced of directly measuring EPR beams. This measurement scheme can be used for measuring the correlation degree of EPR beams with correlated amplitude quadratures and anticorrelated phase quadratures without using local oscillators. Then a new scheme for quantum dense coding is proposed based on this measurement scheme.

**Keywords:** entanglement, Bell state, squeezing

**PACC:** 0367, 4250

---

<sup>†</sup> E-mail: wangdong@ahut.edu.cn