



## 明亮压缩态光场的操控及量子层析

李庆回 姚文秀 李番 田龙 王雅君 郑耀辉

### Manipulations and quantum tomography of bright squeezed states

Li Qing-Hui Yao Wen-Xiu Li Fan Tian Long Wang Ya-Jun Zheng Yao-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 154203 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210318

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210318>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 铷原子D1线真空压缩光场的产生及态重构

Generation and quantum state reconstruction of a squeezed vacuum light field resonant on the rubidium D1 line

物理学报. 2018, 67(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172396>

#### 基于量子算法的量子态层析新方案

A novel scheme of quantum state tomography based on quantum algorithms

物理学报. 2019, 68(14): 140301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190157>

#### 基于最大似然的单通道交叠激光微多普勒信号参数分离估计

Separate estimation of laser micro-Doppler parameters based on maximum likelihood schemes

物理学报. 2018, 67(11): 114202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172639>

#### 纠缠相干光场对量子态最大演化速率的操控

Control of maximum evolution speed of quantum states by two-mode entangled light field

物理学报. 2019, 68(15): 150301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190385>

#### 基于参量放大器的铯原子D<sub>2</sub>线明亮偏振压缩光源的产生

Generation of bright polarization squeezed light at cesium D<sub>2</sub> line based on optical parameter amplifier

物理学报. 2020, 69(1): 014207 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191009>

#### 基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储

Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light

物理学报. 2017, 66(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.074201>

## 明亮压缩态光场的操控及量子层析\*

李庆回<sup>1)</sup> 姚文秀<sup>1)</sup> 李番<sup>1)</sup> 田龙<sup>1)2)†</sup> 王雅君<sup>1)2)</sup> 郑耀辉<sup>1)2)</sup>

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2021 年 2 月 11 日收到; 2021 年 3 月 4 日收到修改稿)

连续变量量子态的制备与操控是进行量子通信、量子密钥分发以及量子网络构建的重要基础. 本文基于二阶非线性过程, 利用周期极化磷酸氧钛钾晶体构成的简并光学参量放大腔, 在实验上实现了 1064 nm 波段明亮压缩态光场的制备, 所制备的明亮压缩态光场在泵浦光功率为 310 mW、分析频率为 3 MHz 处的压缩度为 -11.6 dB. 当注入 50 mW 泵浦光时, 实现了压缩度为 -6 dB, 纯度为 98.5% 的压缩态光场; 在此基础上, 利用光电调制器进行明亮压缩态光场的线性光学操控, 并基于平衡零拍探测系统的直流信号准确判断压缩态光场时域信号对应的相位, 之后结合极大似然估计算法实现压缩态的量子层析, 得到量子态的密度矩阵及相空间的 Wigner 函数, 从而获得量子态的光子数分布等全部信息.

**关键词:** 明亮压缩态, 量子层析, Wigner 函数, 极大似然估计, 线性操控**PACS:** 42.50.-p, 42.65.-k, 42.65.Ky**DOI:** 10.7498/aps.70.20210318

## 1 引言

连续变量压缩态光场的概念最初是由 Schrödinger<sup>[1]</sup>, Kennard<sup>[2]</sup> 以及 Darwin<sup>[3]</sup> 在 20 世纪 20 年代提出, 但是直到 1985 年才在实验上成功制备<sup>[4]</sup>. 压缩态光场具有在某一特定分量上突破量子噪声极限的特性<sup>[5]</sup>, 根据是否具有相干成分, 可以把压缩态光场分为压缩真空态光场和明亮压缩态光场. 在 1981 年, Caves<sup>[6]</sup> 在理论上提出通过利用压缩真空态光场填补激光干涉引力波测量仪的真空通道来提升引力波探测灵敏度的研究方案; 在 2019 年, 欧洲的研究小组将 -10 dB 的压缩真空态光场注入到激光干涉引力波探测器 Virgo 上, 最终实现了压缩真空态光场增强引力波探测灵敏度 3.2 dB 的提升, 随后利用此方案来操纵重量为 42 kg 的反射镜

上的量子反作用力, 并观察到对应的量子噪声引起的位移频率为 30—70 Hz<sup>[7,8]</sup>; 此外, 压缩真空态光场还被运用到连续变量量子纠缠态光场制备<sup>[9]</sup>、量子离物传态<sup>[10]</sup>、量子信息<sup>[11]</sup> 以及量子增强光谱探测<sup>[12]</sup> 等量子信息前沿科学的研究. 然而, 由于明亮压缩态光场所具有的相干成分要远比压缩真空态光场大, 甚至可达百微瓦量级<sup>[13]</sup>, 所以其在量子密钥分发<sup>[14]</sup>、量子密集编码<sup>[15]</sup>、量子雷达<sup>[16]</sup> 以及量子传感与追踪<sup>[17]</sup> 等方面有着重要应用.

对于压缩态光场的制备, 基于二阶非线性相互作用进行参量下转换过程<sup>[18–20]</sup> 以及基于三阶非线性相互作用的四波混频过程<sup>[21]</sup> 是目前通用的制备压缩态光场的方法. 通常在原子系综中利用四波混频过程产生连续变量压缩态或者纠缠态光场, 其波长与原子吸收谱线对应, 可以很好地应用在轨道角动量操控<sup>[22]</sup> 以及量子存储操控等领域. 然而, 利用

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62027821, 11654002, 11874250, 11804207, 11804206, 62035015)、国家重点研发计划 (批准号: 2020YFC2200402)、山西省重点研发计划 (批准号: 201903D111001)、陕西省自然科学基金基础研究计划 (批准号: 2019JQ-943)、山西省三晋学者特聘教授项目、山西省“1331”重点建设学科和山西省高等学校中青年拔尖创新人才计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tianlong@sxu.edu.cn

腔增强非线性相互作用进行参量下转换过程是最有效的压缩态光场制备方案. 基于此方法制备高压压缩态光场的关键是减小压缩光产生、传输、探测过程中的损耗的相位噪声. 随着损耗的不断减小和相位锁定技术的不断改进, 压缩度逐渐提高 [13,19,23], 最终达到 -15 dB [24]. 半整块腔型作为目前最有效的光学参量下转换腔型之一, 具有损耗小、结构稳定等优点, 是实现高压压缩度 1064 nm 压缩态光源的常用腔型 [15]. 当同频种子光注入腔中, 参与参量下转换过程, 最终将产生具有一定相干成分的明亮压缩态光场; 同时, 光学参量振荡腔反射的种子光通过隔离器反射后可以用于锁定光学参量振荡腔的腔长以及种子光和泵浦光之间的相对相位; 此外, 明亮压缩态光场可以和本地振荡光场进行干涉耦合, 方便实现正交分量探测 [25,26]; 在没有同频种子光注入时则需要制备移频辅助光进行上述锁定与探测 [26], 这也是制备压缩真空态光场和明亮压缩态光场最大的区别, 所以明亮压缩态光场在制备、探测以及应用方面具有独特的优势.

对于压缩态光场的探测, 传统方法是通过频谱分析仪进行噪声方差的测量, 利用频谱分析仪的滤波和噪声分析等过程将时域信号转化为频域信号, 得到特定频率或者一定频率带宽内的噪声特性. 然而频谱分析无法获取量子态密度矩阵、光子数分布、平均光子数以及相空间 Wigner 函数等量子态的重要信息. 量子层析技术是通过采集平衡零拍探测系统 (BHD) 输出的时域信号, 计算出量子态边缘概率分布函数, 进而得到量子态密度矩阵及相空间 Wigner 函数, 从而获取量子态的全部信息 [27,28]. 目前常用的量子层析技术有两种, 分别为逆 Radon 变换算法 [29,30] 和极大似然估计算法 [31,32]. 逆 Radon 变换算法的理论提出时间较早, 但不能排除探测系统量子效率低的影响; 极大似然估计算法通过多次迭代, 避免了上述问题, 最终得到与待测量子态最为接近的密度矩阵, 所得到的结果也更符合物理实际. 此外, 这两种算法都需要首先测量被测量子态与本地振荡光场在相对相位为  $0-2\pi$  之间的时域噪声分布数据, 进而才能得到不同相位下的边缘概率分布函数. 在目前一些压缩真空态光场的量子层析实验中 [33,34], 由于无相干成分, 故无法获取相应时域信号所对应的相位, 而是人为地给采集的时域信号均匀指定相位, 之后进行量子层析, 这种方法对于压电陶瓷扫描的均匀性要求很高, 存在一定的

人为不确定性.

本文采用半整块腔型结构, 利用周期极化磷酸氧钛钾 (PPKTP) 晶体作为非线性介质, 通过腔增强参量下转换过程, 在同频种子光注入情况下, 锁定光学参量放大腔以及泵浦光与种子光之间的相对相位, 在泵浦光功率为 310 mW 时, 实验制备了 -11.6 dB 的明亮压缩态光场; 当泵浦光功率为 50 mW 时, 所制备压缩态光场的纯度为 98.5% 且压缩度为 -6 dB, 此时利用光电位相调制器进行线性光学平移操控, 模拟操控相位信息, 进而利用高增益 BHD 测量操控前后量子态的时域信号, 通过 BHD 的直流信号精确获取时域信号对应的相位, 最后利用极大似然估计算法实现所测量明亮压缩态光场的量子层析, 得到明亮压缩态光场的密度矩阵及相空间的 Wigner 函数并获得量子态的光子数分布等全部信息.

## 2 基于极大似然估计算法的量子层析

极大似然估计算法是目前被广泛应用的量子层析技术之一 [31,32], 其经过迭代算法寻找与所测量量子态最匹配的密度矩阵, 量子层析结果更为精确. 目前已经利用这种方法实现了压缩态 [35,36]、单光子 Fock 态 [37]、光学热态 [38]、双光子 Fock 态 [39] 等多种量子态的层析. 下面详细介绍极大似然估计算法的过程, 首先考虑一个待测量量子态  $|\varphi\rangle$ , 其在本本地振荡光相对相位为  $\theta_i$  时, BHD 测量结果为  $x_i$  出现的频率为  $f_i$ , 可记录为  $(\theta_i, x_i, f_i)$ , 若总测量点数为  $N$ , 则测量结果中出现  $x_i$  的次数为  $n_i = N \cdot f_i$ . 定义量子态  $|\varphi\rangle$  的密度矩阵  $\rho$  的似然度  $L(\rho)$  为

$$L(\rho) = \hat{\Pi}_i [P(\theta_i, x_i)]^{f_i}, \quad (1)$$

其中,  $P(\theta_i, x_i) = \langle x_i | \rho | x_i \rangle = \text{tr}[\hat{\Pi}(\theta_i, x_i) \rho]$ , 是 BHD 探测结果的边缘分布;  $\hat{\Pi}(\theta, x) = |\theta, x\rangle \langle \theta, x|$  是 BHD 探测结果的投影算符.

对于波函数为  $\langle n | \theta, x \rangle = e^{in\theta} \frac{1}{\sqrt{\pi 2^n n!}} H_n(x) e^{-\frac{x^2}{2}}$  (其中  $H(n)$  为第  $n$  阶厄密多项式) 的光子数态表象, 其投影算符的每个矩阵元  $\Pi_{nm}$  为

$$\Pi_{nm} = \langle n | \hat{\Pi}(\theta, x) | m \rangle = \langle n | \theta, x \rangle \langle \theta, x | m \rangle, \quad (2)$$

其中,  $n$  和  $m$  均为光子数.

由于平衡零拍探测结果为连续变量, 导致上述计算十分庞大, 因此需要进行一定的限制和近似,

即把上述连续的相对相位  $\theta$  等分成 5000 份, 使得  $f_i$  的值只为 0 或 1. 此外, 引入一个迭代算符:

$$\hat{R}(\rho) = \sum_i \frac{\hat{\Pi}(\theta_i, x_i)}{P(\theta_i, x_i)}. \quad (3)$$

假设系统的初始密度矩阵为  $\rho^{(0)} = N[\hat{1}]$ , 其中  $N$  是归一化因子, 然后将迭代算符左乘/右乘密度矩阵, 再进行归一化. 经过多次反复的迭代后得到最接近真实系统的密度矩阵, 且迭代的次数越多, 得到的密度矩阵越接近真实的密度矩阵:

$$\rho^{(k+1)} = N[\hat{R}(\rho^{(k)})\rho^{(k)}\hat{R}(\rho^{(k)})], \quad (4)$$

此时, BHD 测量结果为  $x_i$  出现的频率  $f_i$  与 BHD 探测结果的边缘分布  $P(\theta_i, x_i)$  成正比, 即  $f_i \propto P(\theta_i, x_i)$ , 且  $\sum_i \hat{\Pi}_i(\theta_i, x_i) \propto \hat{1}$ , 最终导致  $\hat{R}(\rho) \propto \hat{1}$ , 因此任何算符再进行迭代均保持不变, 即  $\hat{R}(\rho_0)\rho_0\hat{R}(\rho_0) \propto \rho_0$ . 所以在进行量子态 Wigner 函数重构时, 所需的实验数据必须对应正确的相位, 才能保证基于极大似然估计算法的量子层析过程的正确性.

### 3 实验装置及过程

实验装置图如图 1 所示, 采用自主研发的

1064 nm 全固态连续单频激光器作为实验光源, 其输出功率可达 2.5 W. 主激光首先通过一个隔离器 (FI1), 防止从下游光路返回的激光影响激光器工作, 之后经过光电调制器 (EOM1) 调制后入射到第一个模式清洁剂 (MC1) 中进行光学滤噪以及偏振过滤. EOM1 的调制频率为 52.6 MHz, 用于锁定 MC1. 大部分 MC1 输出的 1064 nm 激光注入到倍频腔 (SHG) 中, 经过非线性转化制备 532 nm 激光<sup>[40,41]</sup>, 之后通过 FI2 以及 532 nm MC 后作为光学参量放大腔 (OPA) 的泵浦光; 其余 1064 nm 激光分为两路, 一路经过 EOM2 以及 EOM3 后作为种子光入射到 OPA 中, 其中 EOM2 的调制频率为 32.6 MHz, OPA 反射的激光通过 FI3 反射后入射到共振型探测器 (PD2) 进行 OPA 腔长及种子光和泵浦光相对相位的锁定; EOM3 的调制频率为 3 MHz, 用于进行压缩态光场线性平移操控. 另一路 1064 nm 激光再次经过 MC2 进行进一步降噪及空间模式优化, 之后作为本地振荡光场. 由于有种子光注入, 所以 OPA 制备的压缩态光场为明亮压缩态光场, 之后与本地振荡光在 50:50 分束镜上干涉, 干涉效率为 99.8%, 之后通过自主研发的 BHD<sup>[42,43]</sup> 进行明亮压缩态光场的量子噪声探测.

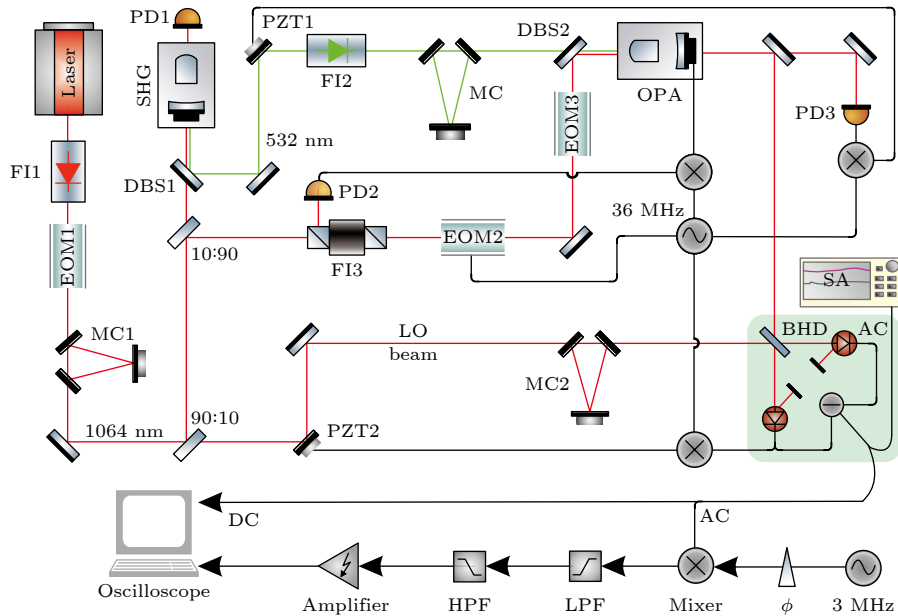


图 1 实验装置图 (SHG, 倍频腔; OPA, 光学参量放大腔; EOM, 光电调制器; MC, 模式清洁剂; DBS, 双色镜; FI, 隔离器; PZT, 压电驱动器; PD, 光电探测器; BHD, 平衡零拍探测器; SA, 频谱分析仪; LPF, 低通滤波器; HPF, 高通滤波器)

Fig. 1. Experimental setup. SHG, second harmonic generation; OPA, optical parametric amplifier; EOM, electro-optic modulator; MC, mode cleaner; DBS, dichroic beam splitter; FI, Faraday isolator; PZT, piezoelectric transducer; PD, photodetector; BHD, balance homodyne detector; SA, spectrum analyzer; LPF, low-pass filter; HPF, high-pass filter.



实验中采用标准 PDH 稳频技术进行锁定, 所使用的光电调制器均为自主研发的低剩余振幅调制器<sup>[44]</sup>, 其采用谐振电路设计, 可以在较低的调制驱动下得到较高的调制深度, 且具有极低水平的剩余振幅调制; 结合自主研发的共振型光电探测器<sup>[45]</sup>进行微弱调制信号提取与解调, 并用于实验中各种腔长以及相位的锁定.

低损耗的 OPA 是制备高压压缩度压缩态光场中的关键器件, 实验中采用的 OPA 是一个半整块腔, 由 PZT 驱动的凹面镜和尺寸为  $1\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  的 PPKTP 晶体组成. 晶体前端面为曲率半径为  $12\text{ mm}$  的凸面, 对基波具有高反射率 (HR), 对于泵浦场具有高透射率, 用作腔端镜. 晶体的后端面为平面, 镀膜为基波和泵浦场的减反膜 (AR). 曲率半径为  $30\text{ mm}$  的凹面镜作为输出耦合镜, 且对  $532\text{ nm}$  激光高反, 对  $1064\text{ nm}$  激光的透过率为  $18\%$ . 晶体镀有减反膜的一面和输出耦合镜之间距离为  $27\text{ mm}$ , 即总腔长为  $37\text{ mm}$ .

BHD 输出的信号分为直流信号和交流信号, 由于制备的明亮压缩态光场具有一定的相干振幅, 所以当扫描本地振荡光与压缩光之间的相对相位时, BHD 输出的直流信号为较强的干涉信号, 可以用于测量明亮压缩态光场量子噪声对应的相位信息; BHD 输出的交流信号包含压缩态的量子噪声信息, 传统测量方式是通过通用设备-频谱分析仪获取特定频率或者一定带宽的噪声谱信号, 然而这种测量方式无法获取量子态密度矩阵以及 Wigner 函数等概率分布, 量子层析技术可以很好地解决这些问题, 将平衡零拍探测器的交流信号先和特定分析频率的信号进行混频, 之后经过低通滤波以及高通滤波, 之后经过低噪前置放大器进行放大, 最后通过高性能示波器进行直流信号和量子噪声交流信号同时采集. 值得注意的是, 在利用光电位相调制器进行线性平移操控时, 所需的驱动信号和获取时域量子噪声信号所需的解调信号来自同一个信号源, 且需要让两个驱动信号为同频率同相位, 这样才能正确提取时域量子噪声信号<sup>[5]</sup>.

#### 4 实验测量与结果分析

首先在不施加线性平移操控时, 利用频谱分析仪测量了明亮压缩态光场的压缩度, 实验结果如图 2 所示. 当 OPA 泵浦光功率为  $310\text{ mW}$  时, 在

分析频率为  $3\text{ MHz}$  处, 明亮压缩态光场的压缩度为  $-11.6\text{ dB}$ , 反压缩为  $23\text{ dB}$ .

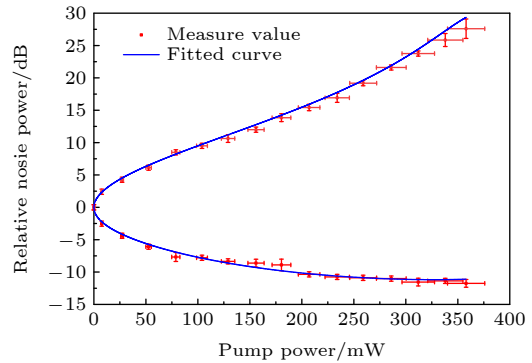


图 2 压缩和反压缩随泵浦功率的变化趋势图, 分析频率为  $3\text{ MHz}$ , 分辨率带宽 (RBW) 为  $300\text{ kHz}$ , 视频带宽 (VBW)  $200\text{ Hz}$ . 所有的数据点均包括探测器的电子学噪声的影响, 为直接测量结果

Fig. 2. Pump power dependence of anti-squeezed and squeezed quadrature variances. These measurements are recorded at a Fourier frequency of  $3\text{ MHz}$ , with a resolution bandwidth (RBW) of  $300\text{ kHz}$  and a video bandwidth (VBW) of  $200\text{ Hz}$ . The data still include electronic noise, and represent direct observations.

利用索雷博功率计 (Thorlabs S130 C) 对每个泵浦光功率点进行  $10$  次测量, 并取平均值作为泵浦光功率, 但由于功率计存在  $\pm 3\%$  的测量不确定度, 故图 2 中泵浦光功率越高, 测量误差越大, 横坐标误差棒相应变大; 此外, 随着泵浦光功率增加, 反压缩分量量子噪声方差急剧增加以及晶体非线性损耗增加, 致使锁定并测量反压缩分量时, 相位抖动要比测量压缩分量时要大, 导致反压缩分量误差棒大于压缩分量误差棒.

然而, 在泵浦光功率较大时, 虽然所制备压缩态的压缩度较大, 但此时反压缩分量噪声也较大, 其量子态纯度较低, 这样的量子态无法实现猫态、混合量子纠缠态以及么正变换. 所以本文选取泵浦光功率为  $50\text{ mW}$  进行明亮压缩态光场的线性操控以及量子层析, 此时压缩度为  $-6\text{ dB}$ , 反压缩为  $6.13\text{ dB}$ , 纯度为  $98.5\%$ .

紧接着利用示波器同时采集平衡零拍探测器输出的直流信号 (图 3(a) 和图 3(c) 中黑色曲线) 和解调出来的正交分量量子噪声分布交流信号 (图 3(a) 和图 3(c) 中蓝色数据点), 值得注意的是图 3(a) 和图 3(c) 中蓝色数据点已经以量子噪声极限时域信号进行了归一化处理. 通过在 EOM3 上施加频率为  $3\text{ MHz}$  的正弦信号, 其调制深度远

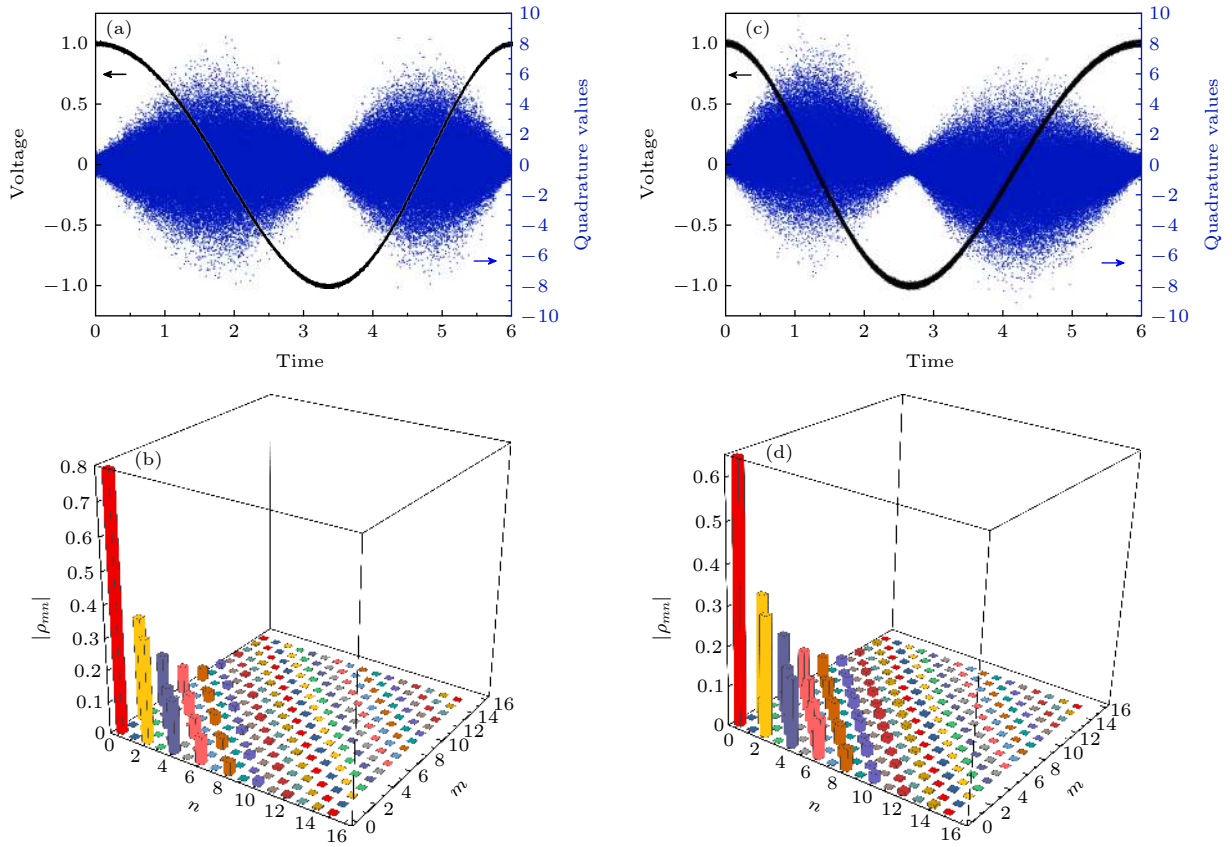


图 3 (a), (b) 未进行线性操控的明亮压缩态噪声时域测量结果及量子层析后对应的密度矩阵; (c), (d) 进行线性操控后的明亮压缩态噪声时域测量结果及量子层析后对应的密度矩阵

Fig. 3. (a), (b) Time domain signal and corresponding density matrix of bright squeezed state before linearly manipulating, respectively; (c), (d) time domain signal and corresponding density matrix of linearly manipulated bright squeezed state, respectively.

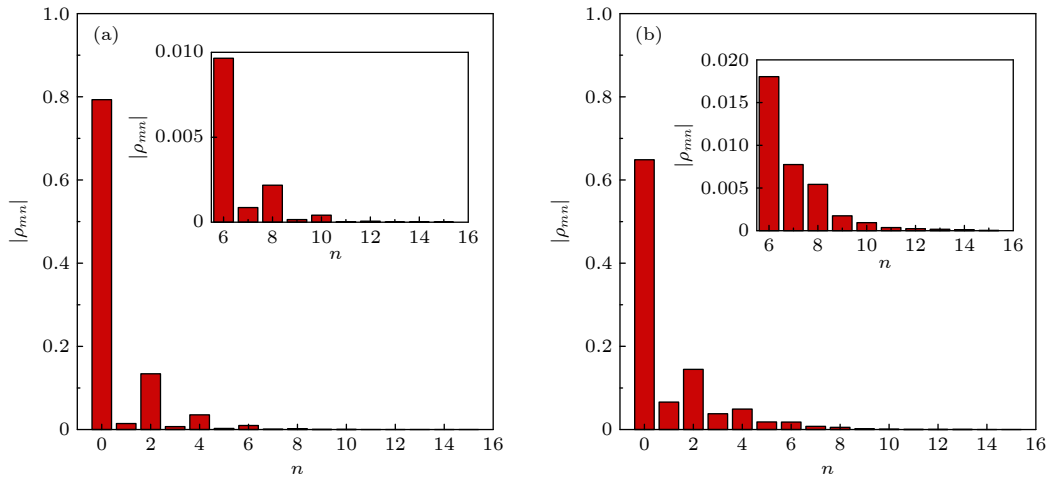


图 4 明亮压缩态光场在 3 MHz 分析边带的光子数分布概率 (a) 线性操控光学前; (b) 线性操控光学后

Fig. 4. Photon number distribution of the bright squeezed state at 3 MHz: (a) Before linearly manipulating optics; (b) after linearly manipulating optics.

小于 1, 进行压缩态光场线性平移操控, 由于是相位调制, 所以在相空间中是相位分量上的平移. 此时, 需要调节同频解调信号的相位使得相对相位为零, 之后通过示波器同时进行直流信号和量子噪声交

流信号采集, 从而得到进行线性平移操控后明亮压缩态光场的量子噪声信号, 实验结果如图 3(c) 所示.

从图 3(a) 和图 3(c) 可以看出, 平衡零拍探测器直流信号实际是明亮压缩态光场与本地振荡光

场之间的干涉信号, 干涉信号最大值或最小值对应压缩光和本地振荡光相对相位为  $0$  以及  $\pi$  的情况, 同时对应量子态正交振幅分量的量子噪声; 干涉信号曲线值为  $0$ , 则对应压缩光和本地振荡光相对相位为  $\pi/2$  以及  $3\pi/2$  的情况, 同时对应量子态正交位相分量的量子噪声. 此外, 从图 3 可知, 由于压电陶瓷伸缩量不均匀会导致扫描相位不均匀, 也就是说采集的量子噪声时域信号对应的相位关系不是均匀的, 如果采取均匀分配相位进行量子层析必

将引入一定的人为误差; 然而, 通过采用直流信号幅值反推出相位信息则可以避免这一误差, 使得测量结果更具普适性和准确性.

紧接着选取时域信号在一个完整周期 ( $0-2\pi$ ) 的数据, 并拟合出直流干涉信号对应的函数以及通过反三角函数就可以算出量子噪声信号对应的相位. 之后, 通过极大似然估计算法得到对应时域数据的密度矩阵, 图 3(b) 和图 3(d) 分别为计算线性平移操控前后通过时域数据得到的密度矩阵

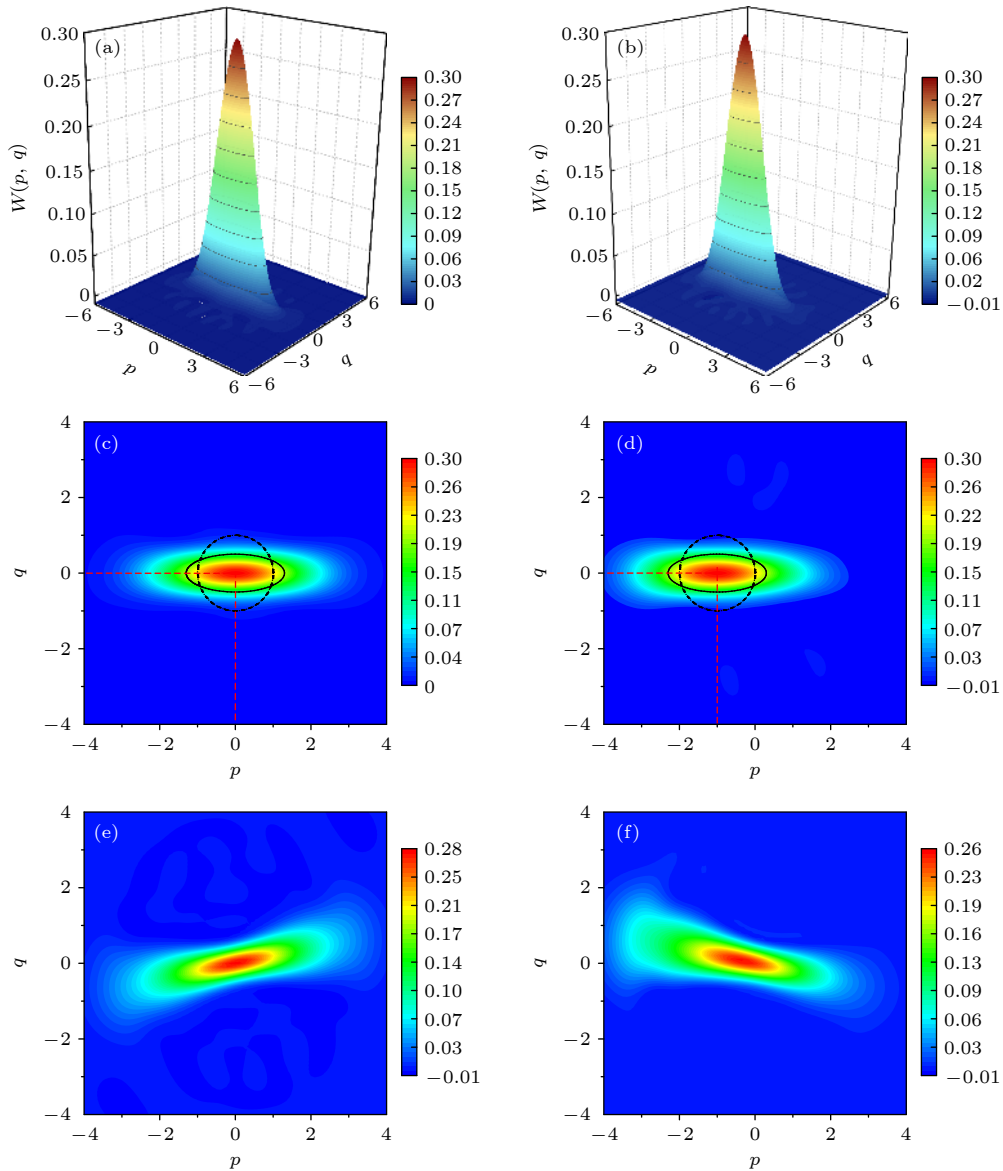


图 5 (a), (c) 从极大似然估计重构得到的无调制时的明亮压缩态 Wigner 函数和等高线图; (b), (d) 从极大似然估计重构得到的光电相位调制器操控后的明亮压缩态 Wigner 函数和等高线图; (e), (f) 利用均匀相位分配法重构得到的无操控时以及操控后的明亮压缩态 Wigner 函数的等高线图

Fig. 5. (a), (c) Wigner function and the contour plot of the bright squeezed state obtained by maximum likelihood estimation without linearly manipulating optics, respectively; (b), (d) Wigner function and the contour plot of the squeezed state obtained by maximum likelihood estimation with linearly manipulating optics, respectively; (e), (f) Wigner functions of the bright squeezed state obtained by the method of artificially homogeneous phase distribution without or with linearly manipulating optics, respectively.

的实部图. 在理论上, 由参量下转化过程制备的压缩态光场为偶光子数态, 然而, 实际实验中由于系统损耗和不完美的探测器量子效率等因素会导致奇光子数态的出现<sup>[46]</sup>. 密度矩阵的对角元代表 Fock 态下光子数分布概率, 线性操控光学前后明亮压缩态光场在 3 MHz 分析边带的光子数分布概率如图 4(a) 和图 4(b) 所示.

Wigner 函数是量子态在相空间的一种准概率分布函数, 其与量子态密度矩阵的关系可表示为

$$W(q, p) = \text{tr}[\rho \Delta(q, p)], \quad (5)$$

其中  $\Delta(q, p) = \exp[-2(\hat{a}^\dagger - \alpha^*)(\hat{a} - \alpha)]/\pi$  为 Wigner 算符,  $\hat{a}^\dagger$  和  $\hat{a}$  分别为光场的产生和湮灭算符, 相干态的幅度  $\alpha = (q + ip)/\sqrt{2}$ . 将极大似然估计重构得到的密度矩阵代入 (5) 式, 计算出对应的 Wigner 函数, 结果如图 5 所示. 图 5(c) 和图 5(d) 中红虚线为 Wigner 函数取最大值时对应的振幅分量 ( $p$ ) 和位相分量 ( $q$ ) 坐标, 用来直观地表征线性平移操控的效果; 黑色虚线圆是真空态的量子噪声起伏范围 (半径为 1 的圆), 用于直观表征压缩态与真空态在相空间的分布. 作为对比, 将同一信号进行传统均匀相位分配方法进行量子层析过程, 实验结果如图 5(e) 以及图 5(f) 所示, 从实验结果可知, 当扫描相位近似为均匀扫描时, 利用均匀相位分配法才可以得到正确的量子层析结果, 然而实验环境中受压电陶瓷性能影响, 很难实现均匀扫描; 但是通过直流信号反推出相对相位则可以避免上述问题, 从而实现正确量子层析过程. 对于真空压缩态光场的量子层析过程, 也可以使用拍频信号反推出相对相位信息<sup>[47]</sup>.

## 5 结 论

利用 PPKTP 晶体作为非线性晶体, 采用半整块腔型设计, 通过腔增强参量下转换过程制备明亮压缩态光场. 在有种子光注入参量振荡腔时, 通过自主研发的全套锁定环路进行参量振荡腔腔长以及种子光与泵浦光之间相对相位的锁定, 在泵浦光功率为 310 mW 时, 实验制备了 -11.6 dB 的明亮压缩态光场; 之后选择泵浦光功率为 50 mW, 所制备的压缩态纯度较高, 并利用光电相位调制器进行压缩态光场操控, 实现相空间中压缩态光场的平移操控, 进而模拟调制相位信息. 通过采集平衡零拍探测系统的直流信号精确获取时域噪声信号对应

的相位, 消除本地振荡光扫描不均匀引入的人为误差因素, 进而利用极大似然估计算法实现所测量明亮压缩态光场量子层析, 得到明亮压缩态光场的密度矩阵及相空间的 Wigner 函数并获得量子态的光子数分布等全部信息.

## 参考文献

- [1] Schrödinger E 1926 *Sci. Nat.* **14** 664
- [2] Kennard E H 1927 *J. Z. Phys.* **44** 326
- [3] Darwin C G 1927 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **117** 258
- [4] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, Mertz J C, Valley J F 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2409
- [5] Walls D F 1983 *Nature* **306** 141
- [6] Caves C M 1981 *Phys. Rev. D* **23** 1693
- [7] Acernese F, et al. (Virgo Collaboration). 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 231108
- [8] Acernese F, et al. (Virgo Collaboration). 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 131101
- [9] Eberle T, Händchen V, Schnabel R 2013 *Opt. Express* **21** 11546
- [10] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [11] Asavanant W, Nakashima K, Shiozawa Y, Yoshikawa J I, Furusawa A 2017 *Opt. Express* **25** 32227
- [12] Polzik E S, Carri J, Kimble H J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3020
- [13] Yang W, Shi S, Wang Y, Ma W, Zheng Y, Peng K 2017 *Opt. Lett.* **42** 4553
- [14] Madsen L S, Usenko V C, Lassen M, Filip R, Andersen U L 2012 *Nat. Commun.* **3** 1083
- [15] Shi S, Tian L, Wang Y, Zheng Y, Xie C, Peng K 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 070502
- [16] Li Y Q, Guzun D, Xiao M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5225
- [17] Xu C, Zhang L, Huang S, Ma T, Liu F, Yonezawa H, Zhang Y, Xiao M 2019 *Photonics Res.* **7** A14
- [18] Schönbeck A, Thies F, Schnabel R 2018 *Opt. Lett.* **43** 110
- [19] Sun X, Wang Y, Tian L, Zheng Y, Peng K 2019 *Chin. Opt. Lett.* **17** 072701
- [20] Zhao J, Liu K, Jeng H, Gu M, Thompson J, Lam P K, Assad S M 2020 *Nat. Photonics* **14** 306
- [21] Zhong Y Y, Pan X Z, Jing J T 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 130301 (in Chinese) [仲银银, 潘晓州, 荆杰泰 2020 物理学报 **69** 130301]
- [22] Wang W, Zhang K, Jing J T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 140501
- [23] Shi S, Wang Y, Yang W, Zheng Y, Peng K 2018 *Opt. Lett.* **43** 5411
- [24] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [25] Sun X C, Wang Y J, Tian L, Shi S P, Zheng Y H, Peng K C 2019 *Opt. Lett.* **44** 1789
- [26] Chelkowski S, Vahlbruch H, Danzmann K, Schnabel R 2007 *Phys. Rev. A* **75** 043814
- [27] Vogel K, Risken H 1989 *Phys. Rev. A* **40** 2847
- [28] Schiller S, Breitenbach G, Pereira S F, Müller T, Mlynek J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2933
- [29] Beck M, Smithey D T, Raymer M G 1993 *Phys. Rev. A* **48** R890
- [30] Smithey D T, Beck M, Cooper J, Raymer M G 1993 *Phys.*



- Rev. A* **48** 3159
- [31] Lvovsky A I, Raymer M G 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 299
- [32] Lvovsky A I 2004 *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **6** S556
- [33] Li S J, Zhang N N, Yan H M, Xu Z X, Wang H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 094204 (in Chinese) [李淑静, 张娜娜, 闫红梅, 徐忠孝, 王海 2018 物理学报 **67** 094204]
- [34] Ye C G, Zhang J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6962 (in Chinese) [叶晨光, 张靖 2008 物理学报 **57** 6962]
- [35] Breitenbach G, Schiller S, Mlynek J 1997 *Nature* **387** 471
- [36] Smithey D T, Beck M, Cooper J, Raymer M G, Faridani A 1993 *Phys. Scr.* **1993** 35
- [37] Neergaard-Nielsen J S, Nielsen B M, Takahashi H, Vistnes A I, Polzik E S 2007 *Opt. Express* **15** 7940
- [38] Zavatta A, Parigi V, Bellini M 2007 *Phys. Rev. A* **75** 052106
- [39] Ourjoumtsev A, Tualle-Broui R, Laurat J, Grangier P J S 2006 *Science* **312** 83
- [40] Yao W, Wang Q, Tian L, Li R, Shi S, Wang J, Wang Y, Zheng Y 2020 *Laser Phys. Lett.* **18** 015001
- [41] Yang W, Wang Y, Zheng Y, Lu H 2015 *Opt. Express* **23** 19624
- [42] Wang J R, Wang Q W, Tian L, Su J, Zheng Y H 2020 *Chin. Phys. B* **29** 034205
- [43] Wang J R, Zhang H Y, Zhao Z L, Zheng Y H 2020 *Chin. Phys. B* **29** 124207
- [44] Li Z, Tian Y, Wang Y, Ma W, Zheng Y 2019 *Opt. Express* **27** 7064
- [45] Zhang H Y, Wang J R, Li Q H, Ji Y J, He Z Y, Yang R C, Tian L 2019 *Acta Sin. Quantum Opt.* **25** 456 (in Chinese) [张宏宇, 王锦荣, 李庆回, 吉宇杰, 贺子洋, 杨荣草, 田龙 2019 量子光学学报 **25** 456]
- [46] Schneider K, Bruckmeier R, Hansen H, Schiller S, Mlynek J 1996 *Opt. Lett.* **21** 1396
- [47] Morgan P H 2011 *Ph. D. Dissertation* (Canberra: Australian National University)

# Manipulations and quantum tomography of bright squeezed states<sup>\*</sup>

Li Qing-Hui<sup>1)</sup> Yao Wen-Xiu<sup>1)</sup> Li Fan<sup>1)</sup> Tian Long<sup>1)2)†</sup>

Wang Ya-Jun<sup>1)2)</sup> Zheng Yao-Hui<sup>1)2)</sup>

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of  
Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 11 February 2021; revised manuscript received 4 March 2021 )

## Abstract

Generation and manipulation of continuous variable quantum states are the building blocks of quantum communication, quantum key distribution and quantum networks. According to the second-order nonlinear process of the periodically-poled potassium titanyl phosphate (PPKTP) crystal, we design a semi-monolithic optical parametric amplifier (OPA) cavity to generate the bright squeezed light at a wavelength of 1064 nm. With the injection of a seed beam, the squeezed state generated by the OPA has a coherent amplitude, so called bright squeezed state. The squeezing level is directly observed to be  $-11.6$  dB when the pump power is 310 mW at an analysis frequency of 3 MHz. However, with the increase of the pump power, the purity of the squeezed state gets lower and lower due to the increased influence of the anti-squeezing quadrature component on the squeezed quadrature component in the detection process. To obtain a higher purity of the squeezed state for achieving linear optical manipulation and quantum tomography, we choose the pump power of 50 mW, the squeezing level decreases to  $-6$  dB, and the purity of the squeezed state is 98.5% in this case. An electro-optic modulator is adopted to realize the linear manipulation of the squeezed light in the phase space. During the measurement of the bright squeezed state, all the data are taken on condition that the length of the OPA cavity and relative phase between the seed beam and the pump beam are locked by a locking loop. The direct current (DC) signal of the balanced homodyne detection (BHD) is used to accurately determine the phase corresponding to the time domain signal of the squeezed state, while the alternate current (AC) signal of the BHD is mixed with the signal generated by the function generator, after passing through a low-pass filter and a high-pass filter, the signal is then amplified by using a low-noise amplifier. A high-performance oscilloscope is finally used to simultaneously collect the signals, thus obtaining the quantum noise signal of the bright squeezed light after linear manipulation. Together with the maximum likelihood estimation algorithm, the quantum tomography, the density matrix and the Wigner function of the bright squeezed light are obtained, that is, all the information such as the photon number distribution of the quantum state is determined. Multiple iterations are taken in the maximum likelihood estimation algorithm process to eliminate the influence of the low quantum efficiency on the detection system, so that the density matrix is fitted well with the theoretical results.

**Keywords:** bright squeezed state, quantum tomography, Wigner function, maximum likelihood estimation, optical linear manipulation

**PACS:** 42.50.-p, 42.65.-k, 42.65.Ky

**DOI:** 10.7498/aps.70.20210318

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 62027821, 11654002, 11874250, 11804207, 11804206, 62035015), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2020YFC2200402), the Key R&D Program of Shanxi Province, China (Grant No. 201903D111001), the Natural Science Basic Research Program of Shaanxi Province, China (Grant No. 2019JQ-943), the Program for Sanjin Scholar of Shanxi Province, China, the Fund for Shanxi 1331 Project Key Subjects Construction, China, and the Program for the Top Young and Middle-aged Innovative Talents of Higher Learning Institutions of Shanxi Province, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [tianlong@sxu.edu.cn](mailto:tianlong@sxu.edu.cn)