

# 利用 PPKTP 晶体产生真空压缩态及其 Wigner 准概率分布函数的量子重构<sup>\*</sup>

叶晨光 张 靖<sup>†</sup>

(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)

(2008 年 3 月 19 日收到,2008 年 5 月 12 日收到修改稿)

通过光学腔内置周期极化磷酸氧钛晶体的连续光学参量振荡器,以 532 nm 光场为抽运场,产生 1064 nm 的真空压缩态光场,利用平衡零拍探测技术得到 3.41 dB 的实测压缩度,并采用量子层析技术重构出真空压缩态光场在相空间的 Wigner 准概率分布函数.

关键词:真空压缩态光场,光学参量振荡器,量子层析,Wigner 准概率分布函数

PACC:4250

## 1. 引 言

压缩态光场是一类重要的非经典光场,可以用于超高精细测量<sup>[1-3]</sup>、精密光谱<sup>[4-7]</sup>、量子存储<sup>[8,9]</sup>、原子与压缩态光场相互作用<sup>[10,11]</sup>等方面的实验研究.同时,压缩态光场可以经过分束器耦合产生纠缠态和多组分纠缠态光场<sup>[12,13]</sup>,并用于量子离物传态<sup>[14,15]</sup>、量子密集编码<sup>[16]</sup>以及量子纠缠交换<sup>[17]</sup>等量子信息与量子通信的实验研究,因此压缩态光场是量子信息实验中的重要光源<sup>[18]</sup>.目前产生压缩态光场的方法很多,其中利用光学参量振荡过程产生压缩态是得到高质量压缩的最为有效手段和成熟技术<sup>[19]</sup>.同时光学参量振荡是一个非常重要的非线性过程,它可以研究量子力学中的许多物理问题,如量子非破坏测量<sup>[20]</sup>、低噪声放大<sup>[21]</sup>、薛定谔猫态<sup>[22]</sup>、类 EIT 窗口<sup>[23]</sup>等.

本文采用周期极化磷酸氧钛(PPKTP)晶体作为光学参量振荡腔的非线性介质产生压缩态光场.利用准相位匹配技术的非线性晶体可以有效克服双折射相位匹配晶体的走离效应、较低非线性转换率、相位匹配温度和匹配角度受限制等缺点,同时可以在

非线性晶体的整个透光范围内实现有效参量相互作用<sup>[24]</sup>,有利于产生高质量稳定的压缩态光场,同时易于产生光通讯波段和原子吸收线波段.近年来国际上使用 PPKTP 晶体产生压缩态光场的进展很快,2006 年 Takahito 等人在 795 nm 得到 2.7 dB 的压缩<sup>[25]</sup>,同年他们在 860 nm 得到 7.2 dB 的压缩<sup>[26]</sup>,2007 年又将压缩度提高到 9 dB<sup>[19]</sup>.2005 年我们利用 PPKTP 晶体构成的简并光学参量腔,对注入红外信号光场参量缩小获得了明亮振幅压缩光,使用自平衡零拍探测测得 2.23 dB 的实测压缩<sup>[27]</sup>.本文在该工作的基础上进一步优化参量振荡器提高光场压缩度,在没有注入红外信号光场下产生输出 3.41 dB 的真空压缩态光场,并通过一束本振光构成平衡零拍探测系统对真空压缩态光场进行测量,由于采用平衡零拍探测方法,可以测量压缩态光场不同相位角下的噪声分布,因此可以重构出压缩态光场的 Wigner 准概率分布函数.量子层析技术是近年来发展起来的一种研究系统量子特性的重要方法,它可以通过平衡零拍探测技术测量量子光场不同相位角下的噪声分布,然后利用逆 Randon 变换得到该量子态的密度矩阵和在相空间的 Wigner 准概率分布函数,重现该量子态的全部信息<sup>[28,29]</sup>.

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2006CB921101),国家杰出青年基金(批准号:10725416),国家自然科学基金(批准号:60678029)和长江学者和创新团队发展计划资助项目资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: jzhang74@sxu.edu.cn, jzhang74@yahoo.com

## 2. 真空压缩态光场的产生和测量

我们通过内置 PPKTP 晶体的光学参量振荡器 (OPO) 产生压缩态光场,实验装置如图 1 所示.自制的激光二极管抽运全固体化连续单频环形 Nd:YVO<sub>4</sub>-KTP 激光器产生 1064 nm 的基频光和 523 nm

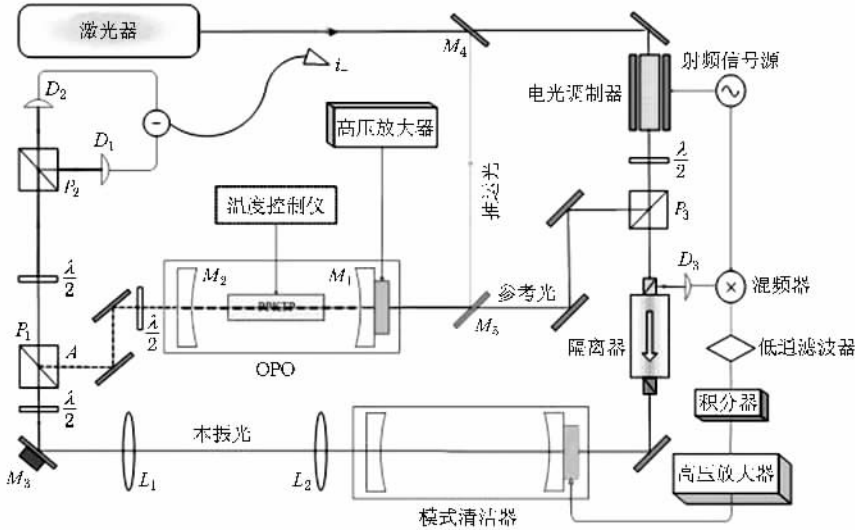


图1 其中  $M_1, M_2$  为 OPO 腔的腔镜;  $P_1, P_2$  为偏振分束镜;  $D_1, D_2, D_3$  为光电探测器;  $M_3$  为黏有压电陶瓷的导光镜;  $M_4, M_5$  为对 1064 nm 光增透,对 1064 nm 光高反的分光镜;  $L_1, L_2$  为凸透镜;

$\frac{\lambda}{2}$  为半波片

OPO 采用信号光共振,抽运光两次穿过的近共心腔,腔镜使用曲率半径为 30 mm 的平凹镜  $M_1, M_2$ ,腔内中心位置放置 PPKTP 晶体(1 mm × 2 mm × 10 mm).其中腔镜  $M_1$  对 1064 nm 光高反,对 532 nm 光的透射率为 65%,腔镜  $M_2$  对 1064 nm 透射率为 13.5%,对 532 nm 光高反;PPKTP 晶体两端面(1 mm × 2 mm 面)镀有 1064 nm 和 532 nm 的增透膜. PPKTP 晶体放置在紫铜块中,通过反馈控温电路控制晶体温度,控温精度为 5 mK. OPO 的腔长由一块黏在  $M_1$  后的环形压电陶瓷精确控制.

模式清洁剂采用与 OPO 腔结构相似的近共心驻波腔,并用边带锁腔技术锁定,使之与注入的红外光共振.电光调制器的调制频率为 20 MHz,模式清洁器的反射光经过光隔离器与入射光分离后进入光电探测器,探测器的输出的电信号与调制本振信号混频、滤波获得鉴频信号,然后通过比例积分微分放大器(PID)将鉴频信号加到腔镜的压电陶瓷上,构成反馈回路,将模式清洁器的腔长锁定在注入光的频

的倍频光.激光器输出光场经过一个 532 nm 高反、1064 nm 增透的镜片分开,532 nm 光作为抽运光进入 OPO,1064 nm 光经过电光调制器、模式清洁剂之后作为本振光与 OPO 输出的压缩态光场在偏振分束棱镜上相干涉,一对低噪声宽带光电探测器构成平衡零拍探测系统,对 OPO 输出场的量子噪声进行探测.

率上.

OPO 输出的真空压缩态光场与模式清洁剂输出的本振光场分别以 s 偏振和 p 偏振入射到偏振棱镜  $P_1$  上耦合,然后经过  $\lambda/2$  波片旋转 45° 后在偏振棱镜  $P_2$  上进行 50/50 的相干涉(通过两个偏振棱镜和一个  $\lambda/2$  波片构成一个 50/50 的分束器),最后由一对低噪声宽带探测器  $D_1, D_2$  (ETX500T InGaAs 光电二极管)转化为电信号,输出光电流经过减法器后输出,由频谱分析仪测量噪声.真空压缩态光场与模式清洁剂输出的本振光场要求有很好的空间模式匹配,空间模式匹配的好坏影响最后的探测效率.

为了提高真空压缩态光场和本振光场空间模式的匹配效率,我们引入一束参考光注入光学参量振荡腔,将参考光与抽运光调节至完全重合,使输出的参考光与产生的真空压缩态光场完全是 OPO 腔输出的相同频率和空间模式的光场,这束参考光作为真空压缩态光场的模拟光与本振光场具有相同的光强,在 50/50 的分束器上相干涉,进行空间模式匹

配. 图 1 中的  $L_1, L_2$  是焦距不同的两个凸透镜, 它们构成一个望远镜系统用于调节本振光的光斑, 使得本振光的光斑与参考光光斑处处相等. 经过模式匹配测得干涉度可达到 96%, 这样真空压缩态光场和本振光场空间模式得到较好的匹配. 空间模式匹配好之后去掉参考光, 就可对真空压缩态进行平衡零拍探测.

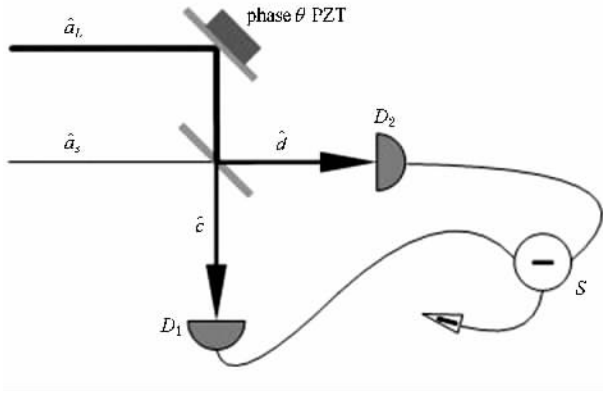


图 2  $\hat{a}_s$  为待测量光场,  $\hat{a}_L$  为本振光场;  $D_1, D_2$  为经过精密校准的平衡宽带探测器; phase  $\theta$  PZT 是用于控制本振光相位的压电陶瓷; S 为减法器

平衡零拍探测系统的原理如图 2 所示, 以  $\hat{a}_s$  和  $\hat{a}_s^+$  分别表示待测量光场的湮没和产生算符,  $\hat{a}_L$  和  $\hat{a}_L^+$  代表本振光场的湮没和产生算符. 待测量光场与本振光场在分束器上相干涉, 得到光场  $\hat{c}, \hat{d}$  表示为

$$\hat{\alpha}(t) = (1/\sqrt{2}) [\hat{a}_s(t) + \exp(i\theta)\hat{a}_L(t)],$$

$$\hat{\chi}(t) = (1/\sqrt{2}) [\hat{a}_s(t) - \exp(i\theta)\hat{a}_L(t)],$$

式中  $\theta$  代表 Local 光与待测光场的相对位相. 干涉后得到的光场由探测器  $D_1, D_2$  探测, 转化为光电流, 再由减法器相减. 输出的电流可以表示为

$$\begin{aligned} \hat{I}_-(t) &= \hat{c}^+(t)\hat{\chi}(t) - \hat{d}^+(t)\hat{\alpha}(t) \\ &= e^{i\theta}\hat{a}_s^+(t)\hat{a}_L(t) + e^{-i\theta}\hat{a}_L^+(t)\hat{a}_s(t). \end{aligned}$$

我们使用频谱分析仪测量减法器的输出电流, 测量到的是该信号的噪声方差  $i_- = \Delta^2 \hat{I}_- = \hat{I}_-^2 - \langle \hat{I}_- \rangle^2$ . 由于本振光场是相干态光场, 我们由计算得出  $i_- = \frac{1}{2} |\alpha|^2 \Delta^2 (e^{i\theta}\hat{a}_s^+ - e^{-i\theta}\hat{a}_s) + \hat{a}_s^+ \hat{a}_s$ , 式中  $\alpha = \alpha |\hat{a}_L|$  是本振光场的本征值. 在本实验中, 待测光场是真空压缩态, 所以有  $\hat{a}_s^+ \hat{a}_s = 0$ . 令  $\hat{\chi}(\theta) = \frac{1}{2} (e^{i\theta}\hat{a}_s^+ - e^{-i\theta}\hat{a}_s)$ , 平衡零拍测量得到的两路光电流相减后的信号可以表达为  $i_- \propto \Delta^2 \hat{\chi}(\theta)$  [30].

我们定义量子态的正交振幅算符  $\hat{X}_s = \frac{1}{2} (\hat{a}_s + \hat{a}_s^+)$  和正交位相算符  $\hat{Y}_s = \frac{1}{2i} (\hat{a}_s - \hat{a}_s^+)$ , 可以求得

$$i_- \propto \Delta^2 \hat{\chi}(\theta) = \Delta^2 (\hat{X}_s \sin\theta - \hat{Y}_s \cos\theta). \quad (1)$$

由 (1) 式可知, 当  $\theta = 0$  时, 平衡零拍探测测量到的是待测光场量子态的正交位相分量上的噪声方差  $\Delta^2 \hat{Y}_s$ ; 当  $\theta = \pi/2$  时, 测量到的是该量子态的正交振幅分量上的噪声方差  $\Delta^2 \hat{X}_s$ . 实验中我们通过调节反射镜  $M_3$  后的压电陶瓷来改变 Local 光光程从而变化  $\theta$  角. 当我们固定频谱分析仪的分析频率, 并一定频率扫描  $\theta$  时, 测量到的是该量子态在某一分析频率处随时间变化的噪声方差.

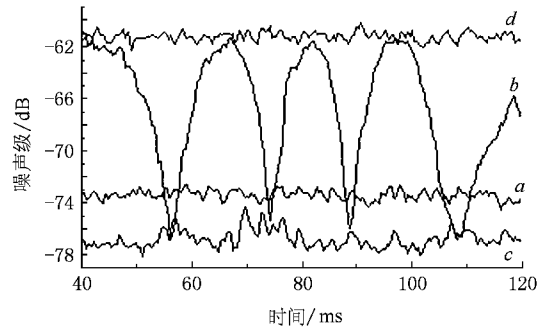


图 3 曲线 a 为散粒噪声基准; 曲线 b 为以 1.64 Hz 的频率扫描 Local 光相位时的噪声曲线; 曲线 c 为压缩分量的噪声曲线; 曲线 d 为反压缩分量的噪声曲线

对真空压缩态光场进行测量时首先挡掉抽运光, 这时偏振分束棱镜  $P_1$  的 A 端口输入为真空态光场, 采集到的数据作为散粒噪声基准 (图 3 曲线 a), 真空态光场的噪声方差不随相位角  $\theta$  变化而改变; 获得散粒噪声基准后将抽运光注入到 OPO 腔中, 这时输入偏振分束棱镜  $P_1$  的 A 端口为真空压缩态光场, 以 1.64 Hz 的频率扫描相位角  $\theta$  测量得到不同相位角下光场的量子噪声曲线 (图 3 曲线 b); 固定本振光扫描相位角  $\theta$  在真空压缩态的压缩和放大处, 测量得到压缩和放大分量上的量子噪声曲线 (图 3 曲线 c, d). 在 OPO 腔长为 59.2 mm, 信号光精细度为 34.5, 抽运功率为 50 mW, Local 光功率为 450  $\mu$ W, 分析频率为 5 MHz 处测量得到 3.41 dB 压缩真空.

考虑到 DOPA 腔后  $\eta_1 = 90\%$  的光路传输效率和  $\eta_2 = 93\%$  的探测器量子效率, DOPA 腔输出的噪声可由下式计算 [31]:

$$V_{sq} = (V_{sq\ det} - 1 + \eta) \eta, \quad (2)$$

其中  $\eta = \eta_1 \times \eta_2$  为总探测效率,  $V_{sq\ det}$  为探测器探测到正交振幅压缩光的噪声. 可计算出 OPO 腔输出实际压缩度为 4.51 dB.

### 3. Wigner 函数的重构

1932 年 Wigner 函数被引入量子力学<sup>[32]</sup>, Wigner 函数是描述量子态的准概率分布函数, 它与经典概率分布的不同之处在于准概率分布不能被直接测量, 而且可以取负值.

$$W(\alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int \text{Tr} \left[ \exp(\xi \hat{a}^+ - \xi^* \hat{a}) \hat{\rho} \right] \times \exp(\alpha \xi^* - \alpha^* \xi) d^2 \xi, \quad (3)$$

式中  $\hat{a}, \hat{a}^+$  是光场的湮没与产生算符,  $\hat{\rho}$  是密度算符,  $\xi, \xi^*, \alpha, \alpha^*$  均为复数.

由 (3) 式可以看出 Wigner 函数  $W(a)$  与量子态的密度矩阵  $\hat{\rho}$  之间相差一个 Fourier 变换, 因此 Wigner 函数与密度矩阵一样, 都可以完备地描述一个量子态. Wigner 函数作为准概率分布函数并不能被直接测量, 但是它对某一自身参量的积分是一个可观测量, 对应于经典的边缘分布<sup>[28]</sup>, 即

$$P(q, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(q \sin \theta - p \cos \theta, q \cos \theta + p \sin \theta) dp. \quad (4)$$

前面我们已经通过频谱分析仪测量得到不同  $\theta$  角下量子态的噪声幅度, 只需将平衡零拍探测输出的减信号的起伏  $i$  在某一个频率  $\Omega$  处展开就可以用数字示波器采集到该量子态噪声在不同相位角  $\theta$  下的分布, 这对应于该量子态在不同相位角  $\theta$  下噪声的边缘分布. 数学上可以通过对这个边缘分布的 Fourier 变换作双重 Fourier 积分得到该量子态的 Wigner 函数. 这一系列数学变换被称作逆 Randon 变换<sup>[33]</sup>.

$$\tilde{p}(\xi, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(q, \theta) \exp(-i\xi q) dq, \\ W(q, p) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^\pi \tilde{p}(\xi, \theta) \exp[i\xi(q \cos \theta + p \sin \theta)] \xi d\xi d\theta. \quad (5)$$

平衡零拍探测的减法器输出信号  $i$  与 5MHz 射频信号混频器后通过低通滤波器, 用这种方法我们便将 5 MHz 处的噪声信号解调到零频, 使得高频处

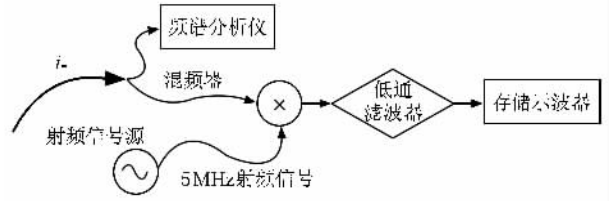


图 4 将平衡零拍输出信号与 5 MHz 本征射频信号进行混频后经过低通滤波解调到零频

的噪声信号可以通过示波器采集, 如图 4. 解调后的信号经过低噪声放大器放大后由存储示波器进行采集, 采得的数据如图 5 所示.

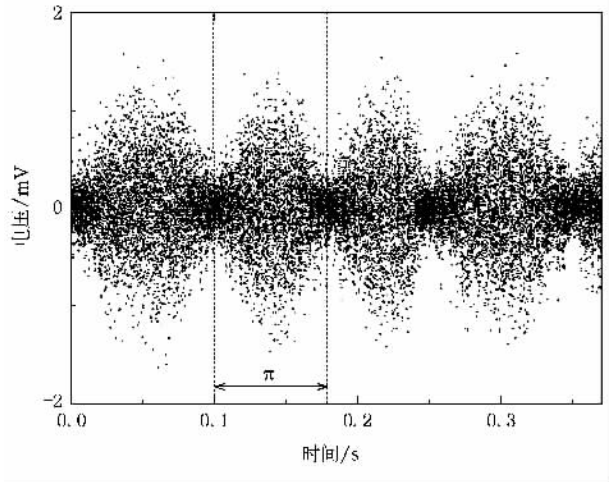


图 5 数字示波器采集到的数据点(两条虚线中间的部分为  $\pi$  相位的数据)

我们采用相位  $\pi$  的数据(917454 个数据点)将其等分为 80 等份, 则每一份对应  $\pi/80$  的一个相位区间. 我们再将每一个相位区间中的电压值分为 80 个区间对所有数据点作统计, 统计得出的结果对应在该相位角下量子态噪声的边缘分布. 这样就得到了量子态在不同相位角下的 80 个边缘分布. 我们对这一系列边缘分布在计算机上作逆 Randon 变换(由 Labview 编写), 重构出了该量子态的 Wigner 函数, 如图 6 所示, 因此我们看到实验产生的真空压缩态光场不是最小不确定椭圆, 而是在放大分量上引入了额外噪声.

### 4. 结 论

我们使用 PPKTP 晶体作为非线性介质, 通过光学参量振荡过程产生了压缩真空态光场, 在抽运阈值为 148 mW, 抽运功率 50 mW 时使用平衡零拍探

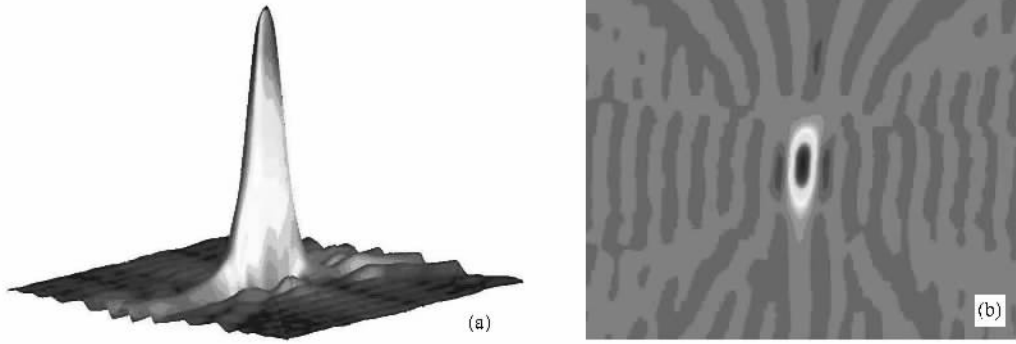


图 6 (a)图是重构出的 Wigner 准概率分布函数的三维图 (b)图是该函数的俯视图

测观测到了 3.41 dB 的压缩. 同时我们使用量子层析技术重构出了该量子态的 Wigner 函数.

- [ 1 ] Xiao M , Wu L A , Kimble H J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 278
- [ 2 ] Li Y Q , Guzun D , Xiao M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **28** 5225
- [ 3 ] Schnabel R , Harms J , Strain K A *et al* 2004 *Class. & Quantum Grav.* **21** 1045
- [ 4 ] Wang H , Xie C D , Pan Q *et al* 1996 *Proceedings of the Third International Conference on Quantum Communication & Measurement (Hakone, Japan)*
- [ 5 ] Kilper D C , Schaefer A C , Erland J *et al* 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1785
- [ 6 ] Souto R P , Schwob C , Maitre A *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 1893
- [ 7 ] Marin F , Bramati A , Jost V *et al* 1997 *Opt. Commun.* **140** 146
- [ 8 ] Appel J , Figueroa E , Korystov D *et al* 2007 arXiv :0709.2258 [ quant-ph ]
- [ 9 ] Honda K , Akamatsu D , Arikawa M *et al* 2007 arXiv :0709.1785 [ quant-ph ]
- [ 10 ] Polzik E S , Carri J , Kimble H J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3020
- [ 11 ] Georgiades N P , Poizik E S , Edamatsu K *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3426
- [ 12 ] Loock P V , Braunstein S L 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3482
- [ 13 ] Zhang J , Braunstein S L 2006 *Phys. Rev. A* **73** 032318
- [ 14 ] Furusawa A , Sorensen J L , Braunstein S L *et al* 1998 *Science* **282** 706
- [ 15 ] Zhai Z H , Li Y M , Wang S K *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2710 ( in Chinese ) [ 翟泽辉、李永明、王少凯等 2005 物理学报 **54** 2710 ]
- [ 16 ] Li X Y , Pan Q , Jing J T *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 047904
- [ 17 ] Jia X J , Su X L , Pan Q *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250503
- [ 18 ] Braunstein S L , Looock P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [ 19 ] Takeno Y , Yukawa M , Yonezawa H *et al* 2007 *Opt. Exp.* **15** 4321
- [ 20 ] Smith P , Collett M , Walls D F 1993 *Opt. Commun.* **102** 1051
- [ 21 ] Protsenko I E , Lugiato L A , Fabre C 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1627
- [ 22 ] Krippner L , Munro W J , Reid M D 1994 *Phys. Rev. A* **50** 4330
- [ 23 ] Ma H L , Ye C G , Wei D *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 233601
- [ 24 ] Torabi-Goudarzi F , Riis E 2003 *Opt. Commun.* **227** 389
- [ 25 ] Takahito T , Daisuk A , Yoshihiko Y *et al* 2006 *Opt. Lett.* **31** 2344
- [ 26 ] Shigenari S , Hidehiro Y , Fumihiko K *et al* 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 061116
- [ 27 ] Ma H L , Wei D , Ye C G *et al* 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3637 ( in Chinese ) [ 马红亮、卫 栋、叶晨光等 2005 物理学报 **54** 3637 ]
- [ 28 ] Vogel K , Risken H 1989 *Phys. Rev. A* **40** 2847
- [ 29 ] Schiller S , Breitenbach G , Pereira S F *et al* 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2933
- [ 30 ] Scully M O and Zubairy M S 1997 *Quantum optics* ( Cambridge University Press ) p128
- [ 31 ] Schneider K , Bruckmeier R , Hansen H *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1396
- [ 32 ] Wigner E P 1932 *Phys. Rev.* **40** 749
- [ 33 ] Li Y M 2004 *Master Degree Thesis* ( Shanxi University ) ( in Chinese ) [ 李永明 2004 届硕士研究生学位论文( 山西大学 ) ]

# Generation of squeezed vacuum states by PPKTP crystal and its Wigner quasi-probability distribution function reconstruction \*

Ye Chen-Guang Zhang Jing<sup>†</sup>

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

( Received 19 March 2008 ; revised manuscript received 12 May 2008 )

## Abstract

We demonstrated experimentally the generation of squeezed vacuum by a periodically poled KTP crystal in a continuous-wave optical parametric oscillator ,which was pumped with 532 nm field. The squeezed vacuum of 3.41 dB at 1064 nm was detected by a homodyne detection system. Moreover ,the Wigner quasi-probability distribution function of the squeezed vacuum was reconstructed using quantum tomography technique .

**Keywords** : squeezed vacuum , optical parametric oscillator , quantum tomography , Wigner quasi-probability distribution function

**PACC** : 4250

---

\* Project supported by NSFC for Distinguished Young Scholars( Grant No. 10725416 ) , the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2006CB921101 ) , the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60678029 ) and Program for Cheung Kong Scholars and Innovative Research Team in University .

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : jzhang74@sxu.edu.cn , jzhang74@yahoo.com