

飞秒脉冲正交位相压缩光的产生*

刘洪雨¹⁾ 陈立¹⁾ 刘灵¹⁾ 明莹²⁾ 刘奎¹⁾ 张俊香¹⁾ 郜江瑞^{1)†}

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) (延边大学物理系, 延吉 133002)

(2013年3月26日收到; 2013年4月23日收到修改稿)

利用锁模飞秒脉冲激光二次谐波为抽运源, 同步抽运单共振光学参量振荡器, 抽运光中心波长为 425 nm, 重复率为 76 MHz, 脉宽 180 fs, 光学振荡器下转换晶体采用 I 类共线 PPKTP, 实验上实现了压缩度为 2.58 dB 的正交位相压缩光. 考虑到实验系统的效率, 可以推知光学参量振荡器输出的下转换光压缩度为 4.48 dB.

关键词: 同步抽运光学参量振荡器, 压缩光, 锁模飞秒脉冲

PACS: 42.50.Dv, 42.50.Lc, 42.65.Yj

DOI: 10.7498/aps.62.164206

1 引言

压缩光、纠缠光是连续变量量子信息处理的重要光源. 对于高质量压缩光源和纠缠光源的研究是目前量子光学的重要研究内容之一^[1-3]. 光学参量振荡器(OPO)是产生连续变量压缩和纠缠光源的重要方式. 到目前为止, 理论和实验^[4]上已经广泛地研究了连续波^[5,6]运转的 OPO 产生的压缩和纠缠光的性质, 实验上也实现了空间高阶模的压缩^[7,8]. 与连续光相比, 脉冲光有极高的峰值功率, 在红外和可见光区域可以获得很宽的波长范围. 通过参量振荡腔同样可以得到脉冲压缩光和纠缠光. 但到目前为止大多是采用抽运光单次通过参量下转换晶获得脉冲压缩光^[9,10], 很少研究脉冲 OPO^[11]的量子性质, 特别是锁模激光器^[12]抽运的 OPO 腔.

对于脉冲 OPO, 为了提高抽运效率都采用同步抽运光学参量振荡器(SPOPO)^[13-15], 也即脉冲光在 OPO 中循环一周的时间等于脉冲光在激光器振荡腔内循环一周的时间. 2012 年法国 Fabre 小组^[16]通过同步抽运光学参量振荡腔获得了强度压缩光. 飞秒脉冲压缩光可应用于时间^[17,18]、距离^[19]的

超越量子噪声极限的精确测量以及参量估算^[19]. 由于脉冲激光系统不可比拟的噪声以及窄的时间区域, 如何提高压缩度、实现高效率的测量就成了超短脉冲压缩乃至超短脉冲纠缠的关键问题.

2 理论分析

一般情况下一个飞秒脉冲中包含纵模数量通常将达 10^4 — 10^5 量级. 抽运脉冲通过非线性晶体产生包含大量纵模的信号和闲置光, 产生的这些纵模可在一个新的正交完备基矢下展开, 我们称之为 super-mode^[20].

对于 I 类共线相位匹配参量下转换, 在信号场和闲置场频率简并的情况下, 半经典近似下系统的相互作用哈密顿量为

$$H_I = \sum_k i\hbar\epsilon\chi_k(S_k^+)^2 + \text{H.c.}, \quad (1)$$

其中 ϵ 是抽运振幅, χ_k 是非线性耦合系数, k 表示 super-mode 中第 k 个模式, S_k^+ 内腔场产生算符.

根据海森堡方程 $i\hbar\frac{d}{dt}S_k = [S_k, H]$, SPOPO 内腔模的量子朗之万运动方程为

$$\dot{S}_k = -\gamma_s S_k + \epsilon\chi_k S_k^+ + \sqrt{2\gamma_s} S_{in,k}, \quad (2)$$

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB923102)和国家自然科学基金(批准号: 11274212, 11174189)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jrgao@sxu.edu.cn

其中 γ_s 是腔内信号场的总损耗, $\mathbf{S}_{in,k}$ 为输入信号场算符.

将算符 \mathbf{S}_k 线性化,

$$\mathbf{S}_k = \langle \mathbf{S}_k \rangle + \delta \mathbf{S}_k, \quad (3)$$

其中 $\langle \mathbf{S}_k \rangle$ 和 $\delta \mathbf{S}_k$ 分别为算符 \mathbf{S}_k 的期望值和量子起伏. 通过求解运动方程 (2), 可以得到 SPOPO 振荡阈值为

$$\varepsilon_{thr} = \frac{\gamma_s}{\chi_0}, \quad (4)$$

其中 $|\chi_0| = \max\{|\chi_k|\}$, 这是由于 0 阶模式非线性作用最强.

信号场正交振幅分量和正交位相分量定义为

$$\mathbf{X}_k = \mathbf{S}_k + \mathbf{S}_k^+, \quad (5a)$$

$$\mathbf{Y}_k = -i(\mathbf{S}_k - \mathbf{S}_k^+). \quad (5b)$$

其正交分量的朗之万运动方程可写为:

$$\delta \dot{\mathbf{X}}_k = \lambda_k^{(+)} \delta \mathbf{X}_k + \sqrt{2\gamma_s} \delta \mathbf{X}_{in,k}, \quad (6a)$$

$$\delta \dot{\mathbf{Y}}_k = \lambda_k^{(-)} \delta \mathbf{Y}_k + \sqrt{2\gamma_s} \delta \mathbf{Y}_{in,k}, \quad (6b)$$

其中, $\lambda_k^{(\pm)} = \pm \varepsilon \chi_k - \gamma_s$.

对上式进行傅里叶变换可得:

$$i\omega \delta \mathbf{X}_k(\omega) = \lambda_k^{(+)} \delta \mathbf{X}_k(\omega) + \sqrt{2\gamma_s} \delta \mathbf{X}_{in,k}(\omega), \quad (7a)$$

$$i\omega \delta \mathbf{Y}_k(\omega) = \lambda_k^{(-)} \delta \mathbf{Y}_k(\omega) + \sqrt{2\gamma_s} \delta \mathbf{Y}_{in,k}(\omega). \quad (7b)$$

由输入输出关系 [20], 可得输出场正交分量的量子起伏:

$$\delta \mathbf{X}_{out,k}(\omega) = \mathbf{v}_k^{(+)}(\omega) \delta \mathbf{X}_{in,k}(\omega), \quad (8a)$$

$$\delta \mathbf{Y}_{out,k}(\omega) = \mathbf{v}_k^{(-)}(\omega) \delta \mathbf{Y}_{in,k}(\omega), \quad (8b)$$

其中, $\mathbf{v}_k^{(\pm)}(\omega) = \frac{\gamma_s \pm \varepsilon \chi_k - i\omega}{\gamma_s \mp \varepsilon \chi_k + i\omega}$.

则输出场的正交振幅分量的噪声谱为

$$\begin{aligned} V_k^{(+)}(\omega) &= \langle \delta \hat{X}_{out,k}^+(\omega) \delta \mathbf{X}_{out,k}(\omega) \rangle \\ &= \mathbf{v}_k^{(+)}(\omega) \mathbf{v}_k^{(+)}(-\omega) \langle \delta \hat{X}_{in,k}^+(\omega) \delta \mathbf{X}_{in,k}(\omega) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

理想情况下 $\langle \delta \mathbf{X}_{in,k}^+(\omega) \delta \hat{X}_{in,k}(\omega) \rangle = 1$, 通常输入信号场存在额外噪声, 这个值大于 1, 不失一般性引入 $\langle \delta \mathbf{X}_{in,k}^+(\omega) \delta \mathbf{X}_{in,k}(\omega) \rangle = A$, 则

$$V_k^{(+)}(\omega) = \frac{(\gamma_s + \varepsilon \chi_k / \chi_0)^2 + \omega^2}{(\gamma_s - \varepsilon \chi_k / \chi_0)^2 + \omega^2} A$$

$$= 1 + \frac{A(1 + r\chi_k/\chi_0)^2 + A\Omega^2 - (1 - r\chi_k/\chi_0)^2 + \Omega^2}{(1 - r\chi_k/\chi_0)^2 + \Omega^2}. \quad (10)$$

考虑到平衡零拍整体探测效率 α 和 SPOPO 腔输出耦合效率 ρ [21], 输出场的正交振幅分量的噪声谱可表示为

$$\begin{aligned} V_k^{(+)}(\omega) &= 1 \\ &+ \alpha \rho \frac{A(1 + r\chi_k/\chi_0)^2 + A\Omega^2 - (1 - r\chi_k/\chi_0)^2 - \Omega^2}{(1 - r\chi_k/\chi_0)^2 + \Omega^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

平衡零拍整体探测效率 $\alpha = \zeta \eta \xi^2$, 其中 ζ 是传输效率, η 是光电二极管量子效率, ξ 是干涉可见度; SPOPO 腔输出耦合效率 $\rho = T/(T+L)$, 其中 T 是输出耦合镜的透射系数, L 是内腔损耗; r 是归一化的振幅抽运率, $r = \varepsilon/\varepsilon_{thr}$, Ω 是归一化的分析频率, $\Omega = \omega/\gamma_s$, $\gamma_s = c(T+L)/(2l)$, l 是光在腔中循环一周的光程. 由于腔内纵模主要是零阶模式 [16], 方程 (11) 中可以只考虑基模, $k=0$, 则

$$V^{(+)}(\omega) = 1 + \alpha \rho \frac{A(1+r)^2 + A\Omega^2 - (1-r)^2 + \Omega^2}{(1-r)^2 + \Omega^2}. \quad (12)$$

对于正交位相噪声谱同理可得:

$$\begin{aligned} V_k^{(-)}(\omega) &= \langle \delta \mathbf{Y}_{out,k}^+(\omega) \delta \mathbf{Y}_{out,k}(\omega) \rangle \\ &= 1 + \alpha \rho \frac{A(1-r)^2 + A\Omega^2 - (1+r)^2 - \Omega^2}{(1+r)^2 + \Omega^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

平衡零拍测量中输出噪声谱取决于本底振荡光与信号光的相位差 ϕ_L :

$$V(\omega) = V^{(+)}(\omega) \cos^2(\phi_L) + V^{(-)}(\omega) \sin^2(\phi_L), \quad (14)$$

通过控制或扫描相位差 ϕ_L , 可分别测量正交振幅分量的噪声谱、正交位相噪声谱.

3 实验装置和结果

实验装置如图 1. 激光源为脉宽 130 fs, 中心波长为 850 nm, 重复率为 76 MHz 的脉冲光. 通过倍频过程产生波长为 425 nm 的抽运光, 同步抽运单共振光学参量振荡器 (SPOPO), 产生频率简并的信号和闲置光. SPOPO 采用 300 μm 长 I 类共线相位匹配 PPKTP 作为下转换晶体, SPOPO 腔的折叠角度为 17°, 包括两个凹面镜 (曲率半径 30 mm) 和两

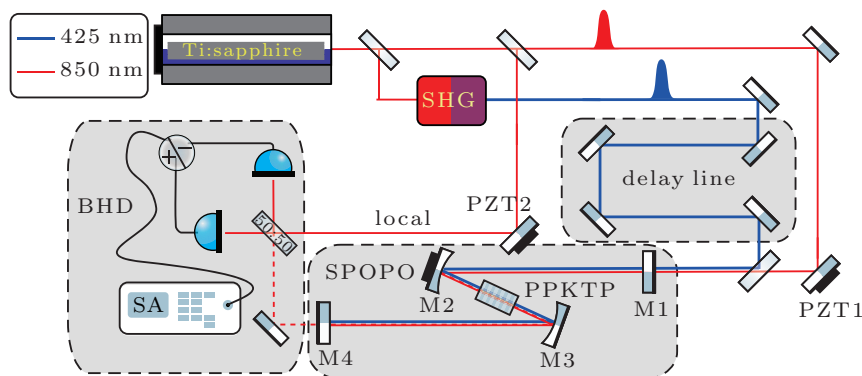


图1 实验装置图 图中 Ti: sapphire 为激光源, SHG 为倍频器, delay line 为延时线, local 为本底振荡光, PZT1 和 PZT2 为移相器, PPKTP 为下转换晶体, 50 : 50 为分束器, BHD 为平衡零拍探测系统, SA 为谱分析仪

个平面镜. 其中一个平面镜是部分透射镜作为输出耦合镜, 透射率 $R = 20\%$, 而另一个平面镜是高反镜. 光在腔中循环一周的长度大约 4 m, 与激光谐振腔腔长相同. 光在晶体内腰斑为 $67 \mu\text{m}$. 光学腔精细度大约 27. 扫描抽运光和种子光的相对相位, 可以观测到种子光增益. 锁定抽运光和种子光的相对相位, 使 SPOPO 运转在参量放大状态, 此时输出为正交位相压缩光.

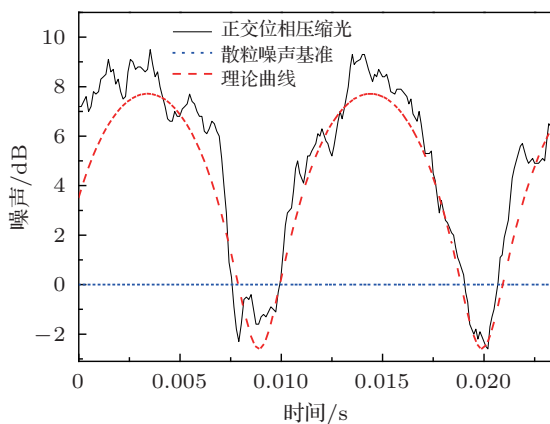


图2 正交分量噪声功率谱, 图中实线为正交分量噪声谱, 虚线为理论曲线, 点线为散粒噪声基准

SPOPO 产生的压缩光同本底振荡光通过 50 : 50 分束器耦合, 耦合光进入平衡零拍探测系统 [22] 转化为电信号, 由谱分析仪测量噪声, 可得

正交分量噪声功率谱 (如图 2). 在 2 MHz 处测量噪声谱, 分辨率带宽为 300 kHz, 视频带宽 300 Hz. 图 2 中黑色实线是在扫描本地振荡光和 SPOPO 产生的压缩光的相对位相情况下, 由谱仪测量获得的噪声功率谱, 蓝色点线为散粒噪声基准, 红色虚线为理论曲线. 理论曲线根据 (15) 式, 参数为 $A = 1.65$, $\zeta \approx 1$, $\eta = 0.86$, $\xi^2 = 0.81$, 则 $\alpha = 0.70$; $T = 0.20$ 和 $L = 0.01$, 则 $\rho = 0.95$, $r = 0.65$. 从图中可以看出, 实验测量获得了 (2.58 ± 0.02) dB 的正交位相压缩光. 实验结果与理论预测基本一致; 由于一些未知噪声的影响, 使得反压缩的实验结果高于理论预测. 理论上在低频处应该可以测量到更大的压缩, 但是由于在低频处存在测量仪器本身或其他因素带来的额外的噪声, 所以很难测量到低频处的压缩 [23].

4 结论

利用重复率为 76 MHz 的钛宝石锁模激光器为抽运源, 实验上获得了飞秒 SPOPO 产生的脉冲正交相位压缩光, 实际测量到 2.58 dB 正交位相压缩. 考虑到光路中的传输损耗、平衡零拍探测系统效率等原因, 可推测 SPOPO 直接输出的压缩光应为 4.48 dB. 通过进一步提高平衡零拍测量中的干涉可见度、改善抽运等方面, 可以获得更大的压缩.

[1] Wasilewski W, Lvovsky A I, Banaszek K, Radzewicz C 2006 *Phys. Rev. A* **73** 063819
 [2] Lassen M, Delaubert V, Janousek J, Wagner K, Bachor H A, Lam P K, Treps N, Buchhave P, Fabre C, Harb C C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 083602
 [3] Chalopin B, Patera G, Valcárel G D, Treps N, Fabre C 2009 *Confer-*

ence on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, Baltimore, Maryland, May 31, 2009 p1ThK2
 [4] Bachor H A, Ralph T C 2003 *A Guide to Experiments In Quantum Optics* (2nd Ed.) (Berlin: Wiley-VCH.) p168
 [5] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, Wu H F 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
 [6] Li X Y, Jing J T, Zhang J, Pan Q, Xie C D, Peng K C 2002 *Acta Phys.*

- Sin.* **51** 966 (in Chinese) [李小英, 荆杰泰, 张靖, 潘庆, 谢常德, 彭堃堃 2002 物理学报 **51** 966]
- [7] Lassen M, Delaubert V, Janousek J, Wagner K, Bachor H A, Lam P K, Treps N, Buchhave P, Fabre C, Harb C C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 083602
- [8] Yang R G, Sun H X, Zhang J X, Gao J R 2011 *Chin. Phys. B* **20** 060305
- [9] Slusher R E, Grangier P, Laporta A, Yurke B, Potasek M J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2566
- [10] Hirano T, Matsuoka M 1990 *Opt. Lett.* **15** 1153
- [11] Wong S T, Vodopyanov K L, Byer R L 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 876
- [12] Daly E M, Ferguson A I 2000 *Phys. Rev. A* **62** 043807
- [13] van Driel H M 1995 *Appl. Phys. B* **60** 411
- [14] Wong S T, Plettner T, Vodopyanov K L, Urbanek K, Dignonnet M, Byer R L 2008 *Opt. Lett.* **33** 1896
- [15] Kurti R S, Singer K D 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2157
- [16] Pinel O, Jian P, Araújo R M D, Feng J X, Chalopin B, Fabre C, Treps N 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 083601
- [17] Lamine B, Fabre C, Treps N 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 123601
- [18] Jiang S F, Treps N, Fabre C 2012 *New J. Phys.* **14** 043006
- [19] Jian P, Pinel O, Fabre C, Lamine B, Treps N 2012 *Opt. Express* **20** 27133
- [20] Patera G, Treps N, Fabre C, Valcárcel G J D 2010 *Eur. Phys. J. D* **56** 123
- [21] Aoki T, Takahashi G, Furusawa A 2006 *Opt. Express* **14** 6930
- [22] Zhang Y, Yu X D, Di K, Li W, Zhang J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084204 (in Chinese) [张岩, 于旭东, 邸克, 李卫, 张靖 2013 物理学报 **62** 084204]
- [23] Zhai Z H, Gao J R 2012 *Opt. Express* **20** 18173

Generation of femtosecond pulsed quadrature phase squeezed light*

Liu Hong-Yu¹⁾ Chen Li¹⁾ Liu Ling¹⁾ Ming Ying²⁾ Liu Kui¹⁾
Zhang Jun-Xiang¹⁾ Gao Jiang-Rui^{1)†}

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

2) (Department of Physics, Yanbian University, Yanji 133002, China)

(Received 26 March 2013; revised manuscript received 23 April 2013)

Abstract

We demonstrate experimentally the short pulse amplitude squeezed light from a singly resonant synchronously pumped optical parametric oscillator (SPOPO). The SPOPO operates in the frequency degenerate case and below threshold, with using a periodically poled potassium titanyl phosphate crystal. The pump laser is the second harmonic of a ultrashort mode-locked femtosecond pulse at 850 nm. The reduction of quantum noise of 2.58 dB is obtained experimentally. The squeezing extent is deduced to be 4.48 dB.

Keywords: synchronously pumped optical parametric oscillator, squeezed light, mode-locked femtosecond pulse

PACS: 42.50.Dv, 42.50.Lc, 42.65.Yj

DOI: 10.7498/aps.62.164206

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB923102) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274212, 11174189).

† Corresponding author. E-mail: jrgao@sxu.edu.cn