

时域多模飞秒压缩光场测量中的本地光脉冲整形研究

周驰华, 张长春, 刘洪波, 刘奎, 孙恒信[†], 郜江瑞

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

摘要: 基于飞秒脉冲的同步泵浦参量过程产生的多模时域飞秒压缩光场, 由于其独特的优势, 特别是可以享有单模光纤网络兼容, 是实现可扩展量子计算及大容量量子通讯的良好光源。由于无法实现多模时域飞秒压缩光场的空间分离, 目前对于多模时域飞秒压缩光场的测量, 采用最为有效的平衡零拍探测。因此如何构造与时域飞秒压缩光场时域函数分布相同的本地光, 是其中的关键内容, 并直接影响测量效果。本文主要理论研究了本地脉冲光的时域整形方案, 分析了系统参数对整形后的多模本地光的保真度以及系统调制效率的影响, 并结合实验参数提出可能的解决办法。

关键词: 飞秒脉冲整形; 时域多模压缩光; 平衡零拍

中图分类号: O431

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2017)02-0208-07

0 引言

非经典多模光场不仅可以有效扩充量子信道容量, 也可用于产生紧凑且可扩展的多组份纠缠态^[1-4], 已成为量子通讯和量子计算中的重要资源。基于这些优势, 非经典多模光源的制备已经成为目前量子信息中的重要研究热点。近些年, 利用高维光学参量振荡器产生连续变量纠缠态已经在频域^[5,6]和空域^[7-9]中得到了实验证明。

与空间横模相比, 时域模式可以更高效利用现有的单模光纤网络。此外, 由于它们对如线性色散等介质扰动不敏感, 使得它们更适合于实际应用^[10]。因其拥有着成千上万个不同的频率成分, 并且同时拥有连续波激光器的相干性和脉冲激光器的超高峰值功率, 光学频率梳成为产生时域多模非经典光的潜在工具。2012年, Olivier Pinel 等人首次在实验上利用 SPOPO 产生了非经

典光学频率梳, 并获得了-1.2dB的正交振幅压缩态光场^[11]。最近, 他们又实现了基于非经典频率梳的波分复用的量子网络以及量子光谱仪^[12]。2013年, 我们小组利用阈值以下 SPOPO 获得了-2.5dB的飞秒脉冲空间基模 TEM₀₀ 模的正交位相压缩态光场^[13]。此后, 在2016年我们利用阈值以下 SPOPO 获得了-0.7dB的飞秒脉冲空间高阶横模 TEM₀₁ 模的正交振幅压缩态光场^{[14][15]}, 该项工作有望被应用于三维时空测量。

最近, 我们利用一类简并的同步泵浦光学参量振荡器(SPOPO)产生了非经典光学频率梳并直接在实验上观察到了前五阶时域超模(super-mode)^[16]的压缩, 压缩度大小分别为:-2.0dB(正交振幅)、-1.0dB(正交位相)、-0.7dB(正交振幅)、-0.4dB(正交位相)、-0.1dB(正交振

收稿日期: 2017-03-30; 修回日期: 2017-04-08

基金项目: 国家自然科学基金(11604189; 91536222; 61405108)

作者简介: 周驰华(1992-), 男, 山西运城人, 硕士研究生, 主要从事量子测量与量子通信方面的研究。E-mail: zch_russ@163.com.

[†]通信作者: 孙恒信, E-mail: hxsun@sxu.edu.cn.

幅)。我们的测量压缩度并不高,其中除了实验中探测效率对测量结果的影响,平衡零拍探测系统(BHD)的本地(Local)场脉冲形状与信号场不能完美匹配是影响我们实验结果最主要的因素。为了更好地对超模压缩进行测量,我们需要在频域上能与信号场超模形状尽量匹配的 Local 脉冲。为此,我们在本文中通过 4f 脉冲整形理论^{[17][18]}对 Local 场脉冲整形进行理论分析,期望获得最佳的 Local 场。

1 SPOPO 中多模时域压缩

不同于普通的连续单模 OPO 的一个泵浦场光子经过非线性过程转换成两个简并的信号场光子,SPOPO 腔内的非线性相互作用过程是一个非常复杂的多模相互作用过程,内腔信号场的郎之万方程表示为^[16]:

$$\frac{d\hat{s}_m}{dt} = -\gamma_s \hat{s}_m - \gamma_s \sigma \sum_q L_{m,q} \hat{s}_q^+ + \sqrt{2\gamma_s} \hat{s}_{in,m} \quad (1)$$

其中,等式右边第一项表征信号场在腔内的振荡, γ_s 表示腔内信号场的衰减率;第二项是相互作用项,负号表示泵浦场和信号场之间的相对位相为 π (对应 SPOPO 工作在参量缩小状态), \hat{s}_m 和 \hat{s}_q^+ 分别为信号场的湮灭算符和产生算符;第三项是输入噪声耦合项,用来表征注入信号场的噪声。 $\sigma = \epsilon/\epsilon_{th}$ 表示归一化的泵浦振幅, ϵ 和 ϵ_{th} 分别表示普通单模连续光 OPO 的泵浦功率和阈值。 $L_{m,q}$ 为相互作用耦合矩阵,它是由相位匹配函数和泵浦场的频域光谱分布构成的,其结构庞大复杂,直接计算非常困难。为简化运算,利用 Bloch-Messiah 约化^[19]将多模关联变化到单模压缩,化简后的单模压缩态为相互作用耦合矩阵的本征矢,定义为超模(super-mode),在频域中超模的光谱满足厄米高斯函数分布,即:

$$\nu_n(\omega) = i \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} H_n \left(\frac{\omega - \omega_0}{\sqrt{2} \Delta\omega_0} \right) u(\omega) \quad (2)$$

$$u(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\Delta\omega_0}} \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{4}}} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Delta\omega_0^2}} \quad (3)$$

其中, $n = 0, 1, 2 \dots$ 表示模式阶数, ω_0 表示中

心频率, $\Delta\omega_0$ 表示 0 阶模式的光谱带宽。由方程(2)、(3)我们给出前 5 阶模式的频域振幅分布,如图 1 所示。

经傅里叶变换,我们可以得到其时域表达式:

$$\nu_n(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \nu_n(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4)$$

与频域类似,超模在时域中也满足厄米高斯分布。

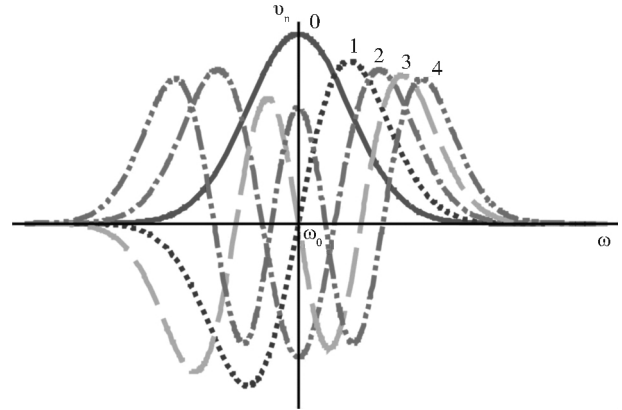


Fig. 1 Spectral profile of the leading five Hermite-Gaussian modes.

图 1 前五阶厄米高斯模式频域包络

2 脉冲整形

由于无法实现多模时域飞秒压缩光场的空间分离,目前对于多模时域飞秒压缩光场的测量,采用最为有效的方法是平衡零拍法。因此我们要构造与时域飞秒压缩光场时域函数分布相同的本地光进行测量,即对 Local 场脉冲做整形处理。

时域脉冲整形原理如图 2(a) 所示,在时域中,线性滤波器的输出脉冲 $E_{out}(t)$ 表示为输入脉冲 $E_{in}(t)$ 和滤波器的脉冲响应函数 $g(t)$ 的卷积:

$$E_{out}(t) = E_{in}(t) \otimes g(t) \quad (5)$$

如果输入电场 $E_{in}(t)$ 为狄拉克 δ 函数,那么输出脉冲就等于脉冲响应函数 $g(t)$ 。也就是说,如果入射脉冲足够短,那么脉冲整形就等价于制作特定的线性滤波器,其响应函数应该与想要得到的输出脉冲保持一致。然而,由于技术原因,目前为止还没有能工作在皮秒以下时间量级的电子器件。也就是说,对于飞秒脉冲,直接在时域上对其整形将非常困难,因此需要对其频谱进行

等价的变换。如图 2(b) 所示,在频域中,线性滤波器的输出信号 $\tilde{E}_{out}(\omega)$ 表示为输入信号 $\tilde{E}_{in}(\omega)$ 和频率响应函数 $g(\omega)$ 的乘积:

$$\tilde{E}_{out}(\omega) = \tilde{E}_{in}(\omega) g(\omega) \quad (6)$$

其中, $E_{in}(t)$ 、 $E_{out}(t)$ 、 $g(t)$ 和 $\tilde{E}_{in}(\omega)$ 、 $\tilde{E}_{out}(\omega)$ 、 $g(\omega)$ 分别呈傅里叶变换关系。

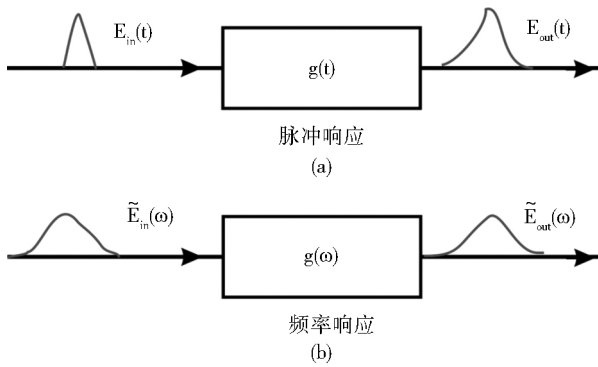


Fig. 2 Pulse shaping by linear filtering;

(a) time domain and (b) frequency domain.

图 2 线性滤波器整形原理图。(a)时域 (b)频域

目前,使用最为广泛的脉冲整形装置是 Froehly 等人于 1983 年首次提出的 4f 脉冲整形系统^[20]。如图 3 所示,一个 4f 系统由两个相同的光栅、两个焦距完全相同的透镜和一个位相板(我们实验中采用液晶空间光调制器(SLM)作为光学位相板)构成。任意相邻两个元件之间的距离等于透镜的焦距 f ,因此称为 4f 系统。

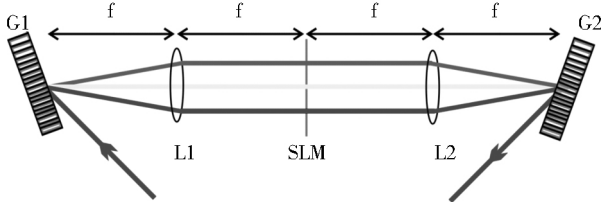


Fig. 3 A 4f pulse shaper system.

G1, G2: gratings; L1, L2: Lens; f : focal length;

SLM: Liquid crystal spatial light modulator.

图 3 4f 脉冲整形系统

G1, G2: 光栅; L1, L2: 透镜; f : 透镜焦距;

SLM: 液晶空间光调制器。

入射脉冲在第一个光栅 G1 处发生衍射,不同频率的激光以不同的衍射角入射到第一个透镜 L1 上,经透镜会聚之后在空间上分散开来并且平

行入射到位于焦平面(傅里叶平面,简称 FP)上的 SLM 上,此时不同频率成分分布在 SLM 的不同空间位置上。通过 SLM 可以对脉冲的不同频率成分进行独立的相位、振幅和偏振等调制,从而实现脉冲的频域整形。由 SLM 出射的激光经第二个透镜 L2 和光栅 G2 将分散的频率成分重新会聚在一束激光中出射,完成整个整形过程。在此过程中,如果 SLM 对入射脉冲未加任何调制,出射脉冲应与入射脉冲完全相同,因此,4f 系统也叫零色散整形系统。

3 数值计算模拟

为了构造如图 1 所示的 Local 场脉冲,需要在空间光调制器上加入振幅和相位调制。根据方程(6),我们用 g 因子来表示调制函数:

$$g_n(\omega) = \frac{\nu_n(\omega)}{\nu_m(\omega)} \quad (7)$$

其中, $\nu_n(\omega)$ 表示归一化目标 Local 场脉冲, $\nu_m(\omega)$ 表示归一化入射脉冲。

方程(7)给出了一个可以连续变化的调制因子,然而,由于空间光调制器每个像素(pixel)都有固定的大小,且同一时刻一个像素只能施加一个固定的电压,无法做到完全意义上的连续调制,只能进行离散的调制。定义保真度为 SLM 离散调制后的模式与完美的目标模式之间的匹配程度,表示如下:

$$F = \sum_{i=-m}^{i=m} \int_{id\omega_0}^{(i+1)d\omega_0} g(id\omega_0) \nu_m(\omega) \nu_n(\omega) d\omega \quad (8)$$

其中, $m = [\sqrt{2n+1} \cdot pix]$, $[\]$ 表示取整数; $d\omega_0 = 2\Delta\omega_0 / pix$, pix 表示在一个脉冲全宽 ($2\Delta\omega_0$) 内的像素数。

此外,对于输入脉冲的带宽,分为两种情况分别考虑。第一种情况,如图 4(a) 所示,假设我们的入射脉冲带宽足够宽,远大于目标脉冲的带宽,此时无须考虑带宽对整形结果带来的影响。第二种情况,如图 4(b) 所示,入射脉冲的光谱带宽与目标零阶超模的带宽相同。另外,考虑到效率问题,我们在本文中仅考虑前五阶时域模式(即 $n=0-4$)。下面我们分别考虑这两种情况。

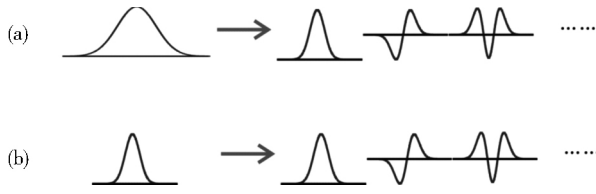


Fig. 4 Illustration of pulse shaping.
(a) The spectral bandwidth of the incident pulse is wide enough.

(b) The spectral bandwidth of the incident pulse is the same as that of the 0th super-mode.

图4 整形示意图。(a)入射脉冲的光谱带宽足够宽；
(b)入射脉冲的光谱带宽与0阶超模一致。

3.1 第一种情况(较宽入射带宽)

第 n 阶厄米高斯模式的带宽为 $\Delta\omega = \sqrt{2n+1} \cdot \Delta\omega_0$, 可以看出, 带宽随着模式阶数 n 的增加而增大, 为了保证入射光脉冲的带宽大于出射带宽, 我们定义了入射脉冲带宽为 $4\Delta\omega_0$, 大于 $n=4$ 时的带宽 $3\Delta\omega_0$, 足够对全部 5 阶目标函数完成整形任务, 此时 g 因子表示为:

$$g_n(\omega) = \frac{\nu_n(\omega)}{\nu'_0(\omega)} \quad (9)$$

其中, $\nu'_0(\omega)$ 代表入射脉宽为 $4\Delta\omega_0$ 的归一化模式。

图 5(a) 所示为宽入射带宽情况下的 g 因子, 图中我们只画出了中心频率右边部分, 左边部分完全对称(或反对称)。图中小于零的部分表示振幅为负值, 实验中通过在 SLM 上施加相位为 π 的调制实现振幅反转。而且, 从图中可以看出, g 因子的绝对值可能大于 1, 但大多数 SLM 对不同频率处的振幅只能通过衰减的方式实现调制, 因此需要对 g 因子归一化, 除以 g 因子的最大值 g_{\max} , 表示如下:

$$g_n^{norm}(\omega) = \frac{g_n(\omega)}{g_n^{\max}} \quad (10)$$

在 g 因子取值最大值的频率处, SLM 的透射率为 1, 其余频率处按照 $g_n(\omega)$ 衰减。而且, 由 (10) 式可以推导出调制后的光场强度衰减为原来的 $\frac{1}{|g_n^{\max}|^2}$, 由此定义对于第 n 阶模式, 空间光调制器的效率为

$$\eta = \frac{1}{|g_n^{\max}|^2} \quad (11)$$

由图 5(a) 可知, 对于 (0-4 阶) 不同阶数的模式, g_{\max} 变化不大, 其最大值约为 2, 因此其调制效率至少可达 25%。

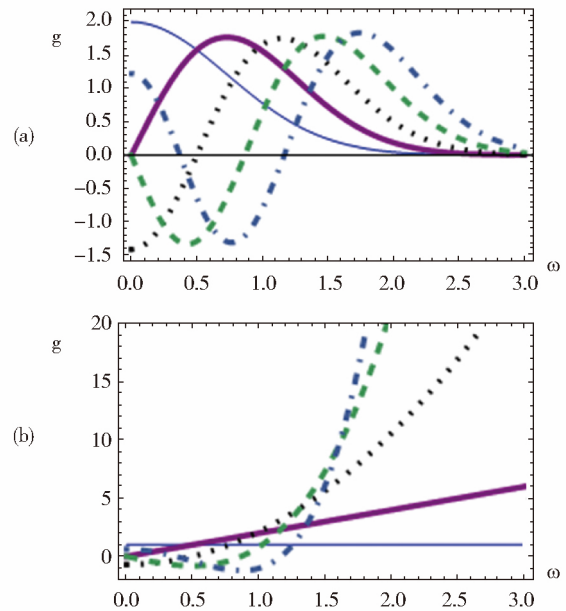


Fig. 5 The g factor of the leading five target Local field pulses. (a) The spectral bandwidth of the incident pulse is four times that of the 0th super-mode. (b) The spectral bandwidth of the incident pulse is the same as that of the 0th super-mode. The thin-solid, thick-solid, dotted, dashed and dot-dashed lines respectively correspond the zeroth to fourth order modes.

图 5 前五阶目标 Local 场脉冲对应的 g 因子。(a) 入射脉冲的光谱带宽为 0 阶超模的 4 倍; (b) 入射脉冲的光谱带宽与 0 阶超模一致。其中, 细实线、粗实线、点线、短画线和点画线分别对应 0 阶到 4 阶模式

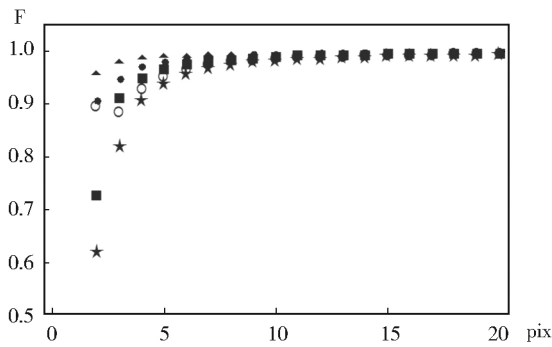


Fig. 6 The relationship between fidelity and the number of pixels in the bandwidth for wider input bandwidth. The up-pointer, filled-circle, filled-square, empty-circle and five-star respectively correspond to the zeroth to fourth order modes.

图 6 宽入射带宽情况下保真度跟带宽内像素数量的关系。其中,上箭头、圆实点、方实点、空心圆和五角星分别对应 0 到 4 阶的模式。

图 6 给出了宽入射带宽下的保真度与光谱带宽内像素数量的关系,随着带宽内像素数量的增加,保真度逐渐增大;且在相同像素时,阶数越高,保真度越低。这是因为,随着模式阶数的增大,光场随频率的振荡次数越多,在一个像素内近似取值的次数越频繁,最终导致近似值与理论值的偏差越大。模拟像素选择从 2 开始主要是考虑到即使对于最基本的一阶模式也需要至少两个像素才能进行调制。另外图 6 中三阶模式在像素为 2 时的保真度大小不符合实际情况,这主要是因为像素较少的情况下,像素位置的选取对模式的调制有很大的影响。

3.2 第二种情况(较窄入射带宽)

如图 4(b)所示,入射脉冲的光谱带宽与目标零阶超模的带宽一致。此时, g 因子表示为:

$$g'_n(\omega) = \frac{\nu_n(\omega)}{\nu_0(\omega)} \quad (12)$$

上式的函数曲线如图 5(b)所示。容易看出,零阶模式 g 因子为常数 1,也就是说不需要对 SLM 施加任何调制便可获得完美的目标 Local 场 0 阶模式。与第一种情况图 5(a)不同的是,随着模式阶数的提高, g 因子随频率的变化越来越快,事实上, $g'_n(\omega) \propto H_n(\omega)$, 随着厄米函数阶数

n 的增加, $g'_n(\omega)$ 的频率级数也增加,当频率较大时,它与频率的 n 次方成正比,随着频率的增加 $g'_n(\omega)$ 渐趋无穷,理论上,这种情况下的 $g'_n(\omega)$ 无法归一化。

在具体的实验中,我们可以选定某个截止频率的 $g'_n(\omega_{\max})$,并将其定义为最大值,

$$g''_n(\omega) = \frac{g'_n(\omega)}{g'_n(\omega_{\max})} \quad (13)$$

大于 ω_{\max} 的 g 都取为 1,即 $g''_n(\omega > \omega_{\max}) = 1$, 其调制效率 η 与方程(11)定义相同。

为了获得较高的保真度,对于同一阶模式,要尽量选择较大的截止频率,但同时会降低调制效率。综合考虑之下,我们选择了 $\eta = 1\%$ 和 $\eta = 10\%$ 两种情况求解不同模式的保真度(分别对应 $g'_n(\omega_{\max})$ 的值为 10 和 3.16),如表 1 所示,为了减少像素对保真度的影响,像素数量不宜过少,这里我们假设带宽内的像素数量为 20。可以看出,随着模式阶数的增加,保真度越来越低;当 $\eta = 1\%$ 时,可以产生保真度达 98% 的 0, 1 和 2 阶模式,而第 4 阶模式保真度已降至 71%;当 $\eta = 10\%$ 时,可以产生保真度达 99% 的 0 和 1 阶模式,而第 2 阶模式保真度已降至 72%,这是因为调制效率越高,要求选择的截止频率越低,从而大于截止频率的部分没有得到准确的调制。

表 1 窄入射带宽情况下不同效率 η 对应的各阶模式的保真度 ($pix = 20$), 其中 $\eta = 1\%$ 对应 $g = 10$, $\eta = 10\%$ 对应 $g = 3.16$ 。

Tab. 1 The fidelity of each mode corresponding to different efficiency η when the $pix = 20$, where, $\eta = 1\%$ corresponding to $g = 10$, $\eta = 10\%$ corresponding to $g = 3.16$.

Mode	v_0	v_1	v_2	v_3	v_4
F1($\eta = 1\%$)	1	0.99	0.98	0.86	0.71
F2($\eta = 10\%$)	1	0.99	0.72	0.61	0.60

由以上计算可知,整形脉冲的保真度随着像素和入射带宽的增加而提高,当像素增加到 20 时,保真度几乎达到最大。此外,调制效率也受入射带宽的影响较大。对于理想的入射带宽,可以同时兼顾高保真度和高效率。而对于较窄入射带宽,高阶模式的调制效率和保真度都较低。

我们多模压缩测量实验中采用了 30 的像素,入射带宽与 SPOPO 的基模带宽一致。因此,像素已足够多,入射带宽才是实验中的限制因素。为了实现调制 Local 场与 SPOPO 输出多模压缩场实现脉冲模式匹配,可以从两方面着手:一方面通过一定的手段(如参量下转换)对输入脉冲进行展宽,另一方面还可以压缩 SPOPO 的输出脉冲,从而最终实现多模飞秒脉冲压缩的高效测量。

4 结论

本文理论上对多模脉冲光束的整形过程进

行了模拟计算。对入射脉冲谱宽很宽和谱宽较窄两种情况,分析了空间光调制器的像素、增益以及调制效率对不同阶数模式的输入输出脉冲保真度的影响。结果表明,入射谱宽很宽时,上述参数的选择可以在一个较大的范围内实现高保真度和高效率的高阶模式调制输出。而对于谱宽较窄的情况,高阶模式的调制效率和保真度都较低,通过选择加大增益可以提高保真度,但同时也会降低调制效率。这对实验上高阶模式脉冲整形参数选择具有一定的指导意义,且有助于我们下一步提高 SPOPO 时域多模压缩的测量效率。

参考文献:

- [1] Mitsuyoshi Yukawa, Ryuji Ukai, Peter van Loock, and Akira Furusawa, Experimental generation of four-mode continuous-variable cluster states [J], *Phys Rev A*, 2008, **78**, 012301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.78.012301>.
- [2] J. Janousek, K. Wagner, J-F. Morizur, N. Treps, P. K. Lam, C. C. Harb and H-A. Bachor, Optical entanglement of co-propagating modes [J], *Nature Photonics*, 2009, **3**, 399. DOI: 10.1038/nphoton.2009.97.
- [3] Seiji Armstrong, Jean-Francois Morizur, Jiri Janousek, Boris Hage, Nicolas Treps, Ping Koy Lam and Hans-A. Bachor, Programmable Multimode Quantum Networks [J], *Nature Commun*, 2012, **3**, 1026. DOI: 10.1038/ncomms2033.
- [4] Kui Liu, Jun Guo, Chunxiao Cai, Junxiang Zhang, and Jiangrui Gao, Direct generation of spatial quadripartite continuous variable entanglement in an optical parametric oscillator [J], *Optics Letters*, 2016, **41**, 5178. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.41.005178>.
- [5] T. Opatrny D. -G. Welsch, and W. Vogel, Homodyne detection for measuring internal quantum correlations of optical pulses [J]. *Phys Rev A*, 1997, **55**, 1416. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.55.1416>.
- [6] S. Spälter, N. Korolkova, F. König, A. Sizmann, and G. Leuchs, Observation of Multimode Quantum Correlations in Fiber Optical Solitons [J], *Phys Rev Lett*, 1998, **81**, 786. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.786>.
- [7] Benoît Chalopin, Francesco Scazza, Claude Fabre, and Nicolas Treps, Direct generation of a multi-transverse mode non-classical state of light [J], *OPTICS EXPRESS*, 2011, **19**, 4405. DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.19.004405>.
- [8] Xiaolong Su, Yaping Zhao, Shuhong Hao, Xiaojun Jia, Changde Xie, and Kunchi Peng, Experimental preparation of eight-partite cluster state for photonic qumodes [J], *OPTICS LETTERS*, 2012, **37**, 5178. DOI: <https://doi.org/10.1364/OL.37.005178>.
- [9] Kui Liu, Jun Guo, Chunxiao Cai, Shuaifeng Guo, and Jiangrui Gao, Experimental generation of continuous-variable hyperentanglement in an optical parametric oscillator [J], *Phys Rev Lett*, 2014, **113**, 170501. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.170501>.
- [10] B. Brecht, Dileep V. Reddy, C. Silberhorn, and M. G. Raymer, Photon Temporal Modes: A Complete Framework for Quantum Information Science [J], *Phys Rev X*, 2015, **5**, 041017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.5.041017>.

- [11] Olivier Pinel, Pu Jian, Renné Medeiros de Araújo, Jinxia Feng, Benoît Chalopin, Claude Fabre, and Nicolas Treps, Generation and Characterization of Multimode Quantum Frequency Combs [J], *Phys Rev Lett*, 2012, **108**, 083601. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.083601>.
- [12] Jonathan Roslund, Renné Medeiros de Araújo, Shifeng Jiang, Claude Fabre, and Nicolas Treps, Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs [J], *Nature Photonics*, 2014, **8**, 109. DOI: [10.1038/nphoton.2013.340](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.340).
- [13] H. Y. Liu, L. Chen, L. Liu, Y. Ming, K. Liu, J. X. Zhang, and J. R. Gao, Generation of femtosecond pulsed quadrature phase squeezed light [J], *Acta Phys Sin*, 2013, **62**, 164206. DOI: [10.7498/aps.62.164206](https://doi.org/10.7498/aps.62.164206).
- [14] L. Liu, N. Huo, K. Liu, J. X. Zhang, and J. R. Gao, The gain realization of the spatial TEM₀₁ mode for the ultra-short pulse light [J], *Acta Sinica Quantum Optica*, 2014, **20**, 124. DOI: [10.3788/ASQO2014002.0124](https://doi.org/10.3788/ASQO2014002.0124).
- [15] Nan Huo, Chihua Zhou, Hengxin Sun, Kui Liu, and Jiangrui Gao, Generation of optical frequency comb squeezed light field with TEM₀₁ transverse mode [J], *Chin Opt Lett*, 2016, **14**, 062702. DOI: [10.3788/col201614.062702](https://doi.org/10.3788/col201614.062702).
- [16] G. J. Valcarcel, G. Patera, N. Treps, and C. Fabre, Multimode squeezing of frequency combs [J], *Phys Rev A*, 2006, **74**, 061801. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.74.061801>.
- [17] Antoine Monmayrant, Sébastien Weber, and Béatrice Chatel, A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization [J], *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2010, **43**, 103001. DOI: [10.1088/0953-4075/43/10/103001](https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/10/103001).
- [18] Andrew M. Weiner, Senior Member, Daniel E. Leaird, J. S. Patel, and John R. Wullert, Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128-element liquid crystal phase modulator [J], *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, 1992, **28**, 908. DOI: [10.1109/3.135209](https://doi.org/10.1109/3.135209).
- [19] P. Ring and P. Schuck, The nuclear many-body problem [M]. 1980.
- [20] Froehly C, Colombbeau B and Vampouille M, Shaping and analysis of picosecond light pulses Prog [J]. *Opt*, 1983, **20**, 63. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0079-6638\(08\)70277-4](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70277-4).

Pulse Shaping of Local Beam in the Measurement of Temporal Multimode Femtosecond Squeezed Light

ZHOU Chi-hua, ZHANG Chang-chun, LIU Hong-bo,
LIU Kui, SUN Heng-xin, GAO Jiang-rui

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

Abstract: Temporal multimode femtosecond pulse squeezed light field generated from synchronous pump optical parametric oscillator (SPOPO) based on femtosecond pulse, for its unique advantages, in particular, the natural compatibility with existing single-mode fiber networks, is a great light source for scalable quantum computation and large-capacity quantum communication. At present, the most effective detection scheme is the balanced homodyne detection (BHD), due to the inability to realize the spatial separation of the multimode temporal femtosecond squeezed light field. Therefore, how to construct the local light which has the same temporal distribution function with the temporal femtosecond squeezed light field is the key question, and it directly affects the measurement efficiency. In this paper, we study the temporal shaping scheme of local pulsed light, analyze the influences of several parameters on the purification of the output multimode local light and the efficiency of modulation, and propose some possible solutions considering the experimental parameters.

Key words: Femtosecond pulse shaping; Multimode temporal squeezed light field; Balanced homodyne detection