

激光与光电子学进展

一种宽带小型化全光纤强度差压缩态光源

孙昂^{1,2*}, 郭学石^{1,2}, 赵雯^{1,2}, 李小英^{1,2}¹天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072;²教育部光电信息技术科学重点实验室, 天津 300072

摘要 实验演示了一台小型化的全光纤强度差压缩态光源。该光源采用色散位移光纤作为非线性介质,其脉冲泵浦光的重复频率约为 50 MHz,具有结构稳定、体积小的优点。采用宽带宽差分探测器,在较宽的分析频率范围内对该光源的强度差压缩特性进行测量分析。结果表明:室温下该光源的频率小于 65 MHz 时,测得的强度差噪声低于散粒噪声极限;在频率为 20 MHz 处测到了约 3.8 dB 的强度差压缩。本研究为后续在时域上测量强度差压缩奠定了基础。

关键词 压缩态光场; 强度差压缩态光源; 光纤参量放大器; 连续变量量子光源

中图分类号 O437

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP222909

Broadband Miniaturized All-Fiber Source with an Intensity-Difference Squeezed State

Sun Ang^{1,2*}, Guo Xueshi^{1,2}, Zhao Wen^{1,2}, Li Xiaoying^{1,2}¹School of Precision Instruments and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;²Key Laboratory of Opto-Electronic Information Technology, Ministry of Education, Tianjin 300072, China

Abstract In this study, a miniaturized light source with an intensity-difference squeezed state is fabricated. The light source uses a dispersion-shifted fiber as the nonlinear medium, and its pulse pump light repetition frequency is approximately 50 MHz. The light source has a stable structure and small size. The intensity difference compression characteristics of the light source in a wide range of frequencies are measured and analyzed using a broadband wide difference detector. The results show that the intensity difference noise measured at a frequency less than 65 MHz at room temperature is lower than the shot noise limit; furthermore, the intensity difference compression at 20 MHz is about 3.8 dB. This study lays a foundation for the measurement of the intensity difference squeeze in time domain.

Key words squeezed state of light; intensity difference squeezed state; optical fiber parametric amplifier; continuous variable quantum light source

1 引言

强度差压缩态光源可以产生强度差起伏小于散粒噪声极限(SNL)的量子光源。强度差压缩态光源的制备目前主要依靠二阶非线性晶体的参量下转换过程和光纤中的四波混频过程。利用非线性晶体的参量下转换过程,人们首次在实验中实现了强度差压缩态的制备。1986年Wu等^[1]首次在实验上利用光学参量振荡器(OPO)中简并光场的参量下转换,实现了压缩态光场。1987年,Heidmann等^[2]使用基于磷酸氧钛钾晶体(KTP)的OPO实现了1.5 dB的强度差压缩,随后人

们对基于非线性晶体的强度差压缩态光源制备进行了更加深入的研究^[3-4];1991年同样由Heidmann等^[5]基于非线性晶体实现了8.5 dB的强度差压缩,之后众多学者基于该课题进行了更深入的研究^[6-8]。相较于非线性晶体,光纤具有传输损耗低、可与光纤网络高效耦合、结构紧凑便于集成等诸多优点。因此,人们对利用光纤四波混频制备强度差压缩态光源也进行了一系列深入的研究。2001年,Sharping等^[9]首次实验演示了基于光纤参量放大器(FOPA)的强度差压缩态光源,并测量到1.1 dB的强度差压缩。随后,Guo等^[10]在2012年利用FOPA测量到3.1 dB的强度差压缩,2014年,

收稿日期: 2022-10-27; 修回日期: 2023-02-10; 录用日期: 2023-02-22; 网络首发日期: 2023-03-02

通信作者: *980870193@qq.com

Guo等^[11]利用双原子系统中的受激非简并四波混频实现了 2.5 dB 的强度差压缩,之后 Liu等^[12]在 2018 年又进一步将基于 FOPA 的强度差压缩度测量提升到 6.1 dB。

由于强度差压缩态光源优秀的噪声特性,其在量子信息技术,尤其在量子测量中具有广泛的应用,是一种重要的量子光学资源。1997 年,Ribeiro等^[13]利用强度差压缩态光源测量了钾原子的双光子吸收信号,相比经典光源信噪比提升了 1.9 dB。1999 年,Wang等^[14]利用强度差压缩态光源实现了光场两正交偏振模强度差的非破坏测量。近年来,利用强度差压缩态光源的量子成像技术正成为新的热点^[15-17]。

目前已报道的文献中关于强度差压缩态光源装置的搭建仍相对复杂、占用空间相对较大,且强度差压缩均在较低的分析频率^[18]下进行测量,针对这些不足,本文基于 FOPA 搭建了一种全光纤、小型化的强度差压缩态光源,并测试了其在宽带宽频率范围内的强度差压缩特性。该光源选用色散位移光纤(DSF)作为非线性介质,选用重复频率为 50 MHz 的脉冲激光作为泵浦光,充分发挥了全光纤光学系统便于集成的特性,将所有器件搭建在一个 45 cm × 45 cm 的光学面包板上。该光源可以方便地调节泵浦光和注入信号光之间的光程和偏振以达到最佳的工作效果,也可以通过调节泵浦光的功率来改变信号光的增益,从而获得不同功率的信号光和闲频光输出。本实验使用宽带宽差分探测器,在最宽 65 MHz 的频率范围内探测到低于散粒噪声极限的强度差噪声,这一频率大于脉冲激光的重复频率,为后续进一步实现时域上的强度差探测奠定基础。随后,在 20 MHz 的探测频率处探测了该强度差压缩态光源的压缩特性,并在室温下测得约 -3.8 dB 的强度差压缩度。

2 实验原理

文献[19]详细介绍强度差压缩态光源的原理,本文进行简要总结。FOPA 利用光纤中的四波混频效应将 2 个泵浦光子转化为 1 个信号光子和 1 个闲频光子。该过程满足能量守恒关系和动量守恒关系,因此两泵浦光子(频率分别为 ω_1, ω_2 ,波矢量分别为 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$)和信号光子(频率为 ω_s ,波矢量为 \mathbf{k}_s)、闲频光子(频率为 ω_i ,波矢量为 \mathbf{k}_i)的频率关系与波矢量关系满足 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_i$ 和 $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$ 。在本实验中,两泵浦光子来自同一束泵浦光,因此, $\omega_1 = \omega_2$; 泵浦光功率远大于信号光和闲频光的功率,因此可以使用小信号近似。

在小信号近似下,假设泵浦光的功率始终不变,根据四波混频的哈密顿量和海森堡运动方程可以得到 FOPA 的输入输出关系:

$$\begin{cases} \hat{b}_s = \mu \hat{a}_s + \nu \hat{a}_i^\dagger \\ \hat{b}_i = \mu \hat{a}_i + \nu \hat{a}_s^\dagger \end{cases} \quad (1)$$

式中: \hat{a}_s, \hat{a}_i 分别为注入信号光和闲频光的湮灭算符; $\hat{a}_s^\dagger, \hat{a}_i^\dagger$ 分别为注入信号光和闲频光的产生算符; \hat{b}_s, \hat{b}_i 分别为经过 FOPA 后放大的信号光和闲频光的湮灭算符; $\mu = \cosh(\tilde{\chi}^{(3)} |A|^2 L)$; $\nu = \sinh(\tilde{\chi}^{(3)} |A|^2 L)$, $\tilde{\chi}^{(3)}$ 为光纤非线性系数, A 为泵浦光的复振幅, L 为作用长度。在本实验中注入的信号光为相干态光场用 $|\alpha\rangle$ 描述,闲频光为真空态 $|0\rangle$ 注入,将该条件代入式(1),即可得到信号光和闲频光的输出光强:

$$\begin{aligned} I_s &= |\mu|^2 |\alpha|^2 + |\nu|^2 \\ I_i &= |\nu|^2 |\alpha|^2 + |\nu|^2 \end{aligned} \quad (2)$$

式中: $|\alpha|^2$ 为信号光的注入光强; $|\nu|^2$ 为自发辐射项。当注入光子数足够大时 $|\alpha|^2 \gg 1$,自发辐射的光子数可以忽略不计,因此利用式(3)可以得到 FOPA 的增益:

$$g = \left| \frac{I_s}{I_i} \right|^2 \quad (3)$$

结合式(2)和式(3)可知,增益与泵浦功率和非线性效应长度有关。理想情况下的强度差算符为 $\hat{I}_t = \hat{b}_s^\dagger \hat{b}_s - \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_i$,强度差噪声为 $\langle \Delta I_t^2 \rangle = \langle I_t^2 \rangle - \langle I_t \rangle^2 = |\alpha|^2$,SNL 的值为信号光和闲频光功率之和 $\langle \Delta I_c^2 \rangle = \langle \Delta I_{cs}^2 \rangle + \langle \Delta I_{ci}^2 \rangle = I_s + I_i$,强度差噪声和 SNL 相比可得到理想情况下的强度差压缩度为

$$R_t = \frac{\langle \Delta I_t^2 \rangle}{\langle \Delta I_c^2 \rangle} = \frac{1}{|\mu|^2 + |\nu|^2} \quad (4)$$

由式(4)可知,在理想情况下,增益越大,强度差压缩越大。非理想情况下需要考虑探测损耗等多种因素。在引入探测损耗后,信号光和闲频光的输出算符可以利用量子分束模型分别修正为 $\hat{c}_s = \sqrt{\eta_s} \hat{b}_s + \sqrt{1 - \eta_s} \hat{\nu}_s$ 和 $\hat{c}_i = \sqrt{\eta_i} \hat{b}_i + \sqrt{1 - \eta_i} \hat{\nu}_i$, η_s, η_i 分别为考虑了光路传输效率和光电转换量子效率的信号光和闲频光的总探测效率, $\hat{\nu}_s, \hat{\nu}_i$ 为真空算符。利用 \hat{c}_s, \hat{c}_i 可以计算非理想情况下的强度差压缩度:

$$R_t(\eta_s, \eta_i) = \frac{2|\mu|^2 |\nu|^2 (\eta_s - \eta_i)^2 + \eta_i |\nu|^2 - 2\eta_i^2 |\nu|^2 + \eta_s |\mu|^2}{\eta_s |\mu|^2 + \eta_i |\nu|^2} \quad (5)$$

由式(5)可知,强度差压缩度除了受到增益大小的影响外,还受到信号光和闲频光的总探测效率 η_s 和 η_i 的影响。

在实际测量强度差压缩度时,若探测器的电学响应过低则无法探测强度差压缩,因此在实际测量中要考虑总探测效率,也要考虑探测器的电学响应。电学响应与分析频率相关,用 $Q(\Omega)$ 来表示,其中 Ω 表示分析频率,一般选取某一特定频率 Ω 进行强度差压缩度测量。时域上的电学响应由 $Q(\Omega)$ 的逆傅里叶变换 $q(t)$ 来描述,在对脉冲光进行时域探测时,由于本实验使用的是超短脉冲激光器,因此探测器所探测到的总电流算符 $\hat{i}_{pt}(t)$ ^[20-22] 为

$$\hat{i}_{pt}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{I}_n q(t + nT), \quad (6)$$

式中： \hat{I}_n 为每个脉冲的光子数算符； T 为两脉冲的时间间隔； t 为时间。由式(6)可知，当脉冲光在探测器上的响应时间比脉冲间隔 T 长时，探测到的光电流仅能够反映多个脉冲量子噪声特性的平均效应。为了在时域上分辨单个脉冲，从而在时域上探测每个脉冲的量子噪声特性，需要保证 $q(t)$ 的时间尺度小于脉冲的时间间隔 T 。相对应在频域探测中，即需要在电子频率 Ω 大于脉冲重复频率 $f_r = 1/T$ 时探测单个脉冲的量子噪声特性。

3 实验装置

小型化全光纤的强度差压缩态光源示意图如图 1(a)所示。本实验的光源采用 Menlo 公司生产的锁模脉冲激光器 (MenloSystems LAC1550)，脉冲激光器

的重复频率为 50 MHz，中心波长为 1550 nm，半高全宽为 100 nm。同一个脉冲激光器产生的脉冲激光经过由 2 个密波分复用器 (DWDM) 组成的滤波器滤波后得到泵浦光以及注入的信号种子光。滤波器的结构如图 1(b)所示，DWDM1 和 DWDM2 的透射中心波长分别为 1552.93 nm 和 1533.24 nm，带宽分别为 100 GHz 和 200 GHz。滤波器输出的短波长光作为注入种子光随后分别经过可调光纤衰减器 (VOA1)、光纤延迟线 (Delay)、偏振控制器 (FPC)，以便调节功率，并且使得光程和偏振与泵浦光匹配。滤波器输出的长波长光作为泵浦光随后分别经过 VOA2、掺铒光纤放大器 (EDFA)、DWDM3 和 VOA3。其中，通过 VOA2 调节 EDFA 的输入功率从而调试 EDFA 的性能，EDFA 用于放大泵浦光以获得实验所需要的泵浦光功率大小；DWDM3 的透射波长为 1552.93 nm 带宽为 200 GHz，滤去由 EDFA 产生的其他频率噪声；VOA3 用于调节泵浦光功率，从而使 FOPA 的增益可调。

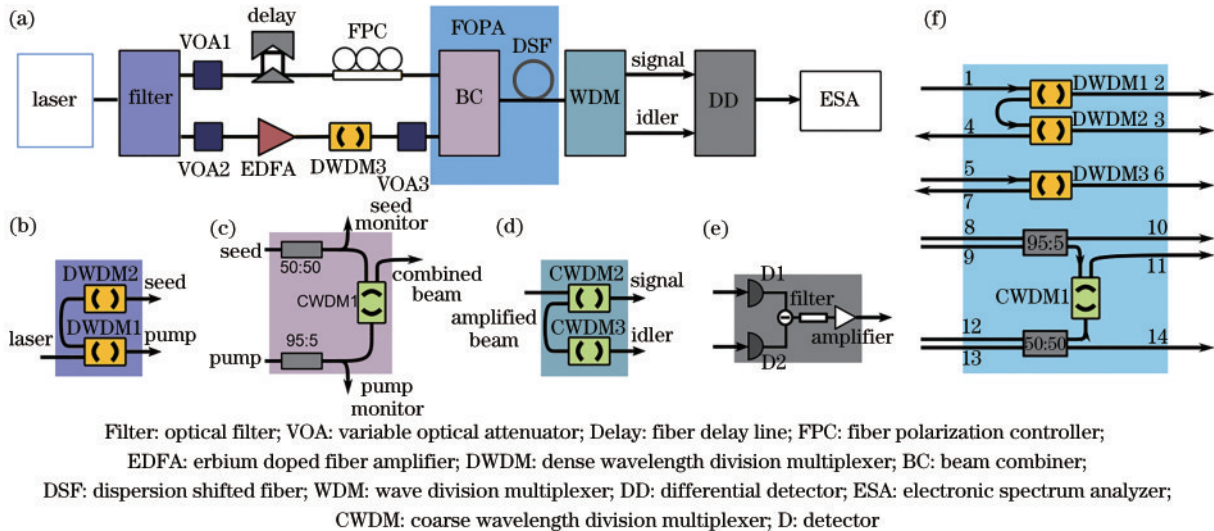


图 1 实验装置图。(a)强度差压缩态光的结构；(b)滤波器结构；(c)合束器结构；(d)波分复用器结构；(e)差分放大器结构；(f)波模块结构

Fig. 1 Experimental setup. (a) Structure of intensity difference squeezed state light source; (b) filter structure; (c) beam combiner structure; (d) structure of wavelength division multiplexer; (e) structure of grating differential detector;

(f) structure of grating module

随后，种子光和泵浦光经 BC 合束如图 1(c)所示，其中，50:50分束器的一个输出端口和 95:5分束器的小功率输出端口作为泵浦光和种子光的功率监视端口，另外两个输出端口的泵浦光和种子光经粗波分复用器 CWDM1 合束后在 DSF 中发生四波混频效应，DSF 的长度为 200 m，零色散波长约为 1552.6 nm，非线性系数约为 $2 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ 。四波混频的过程上文已有描述，在该过程中种子光被放大，产生中心波长约为 1573 nm 的闲频光。该过程中没有引入光学腔，光束单次通过非线性光纤，因此可以实现宽频带的强度差压缩。之后信号光、闲频光和剩余的泵浦光一同注入到 WDM 中，如图 1(d)所示。WDM 由 CWDM2 和

CWDM3 构成，透射中心波长分别为 1530 nm 和 1570 nm，经过 WDM 后，泵浦光被隔离，信号光和闲频光随后注入到结构的宽频带 DD 中进行探测，如图 1(e)所示。DD 的共模抑制比为 40 dB，理论探测带宽为 260 MHz，在 DD 中，使用滤波器滤出交流差分信号，并用放大器对其进行放大，放大后的结果通过电谱分析仪 (ESA) 进行测量分析。

为方便对该光源进行小型化，开展了以下工作：1) 选用 WDM 代替了传统的光栅滤波器；2) 将所有 DWDM、CWDM 和分束器封装到小型化的滤波模块中。其中一个滤波模块的内部结构如图 1(d)所示，另一个滤波模块内部构造如图 1(f)所示。图 1(f)中

DWDM1 与 DWDM2 分别为泵浦光和种子光的滤波器, DWDM3 为泵浦光路中放在 EDFA 之后的滤波器; 两分束器与 CWDM 的组合就是合束器, 如图 1(c) 所示。通过该滤波模块的编号可以确定光路的连接方式, 从而便于检查光路。

利用这一系列装置, 便于进行强度差压缩的宽带宽探测, 下面将进一步介绍该光源的强度差压缩度探测过程以及探测结果。

4 实验过程与结果

在测量该光源的强度差压缩度前, 首先需要确定其经典增益特性。将泵浦光与功率为 2.6 mW 的种子光一同注入到 DSF 中, 调节泵浦光的功率, 用功率计测量不同泵浦功率下, 被放大的信号光和产生的闲频光的输出功率, 其结果如图 2(a) 所示。由图 2(a) 可知, 在泵浦光功率为 6 mW 时探测器探测到接近 200 μW 的信号光功率, 考虑光路传输效率和探测效率 (经计算为 68%), 可以得到大约 110 倍的增益, 结果表明该光源具有良好的增益特性。然而, 在泵浦光功率增加的同时, 闲频光功率会逐渐大于信号光功率, 这种非平衡现象是泵浦光的拉曼散射^[23]造成的, 泵浦光的拉曼散射在波长较长的闲频光处表现为闲频光的增益, 因此闲频光的增益大于信号光。这种非平衡特性

会造成探测器饱和, 从而影响最终的测量结果, 本实验使用 VOA 来对过大的闲频光进行衰减, 从而得到平衡的信号光和闲频光输出。

为了研究宽带宽的强度差压缩, 需要确定宽带宽探测器的响应。使用 50:50 分束器将泵浦光的监视光分为两束, 将两束光分别注入到宽带宽差分探测器的两臂, 调节其功率测量不同本地光功率 I_L 下探测器在 110 MHz 频率内的散粒噪声响应, 实验结果如图 2(b) 所示。实验中, 电谱仪的分辨率带宽 (RBW) 为 1 MHz, 视频带宽 (VBW) 为 100 KHz, 由图 2(b) 可知, 频率在 65 MHz 以内该探测器响应良好, 频率超过 65 MHz 之后该探测器响应迅速降低, 因此实验拟测量响应较好的 65 MHz 之内的强度差压缩度。为进一步确定所测散粒噪声的线性特性, 本实验选取 20 MHz 处测量不同本地光功率下的 SNL, 并对其线性拟合, 结果如图 2(c) 所示。由图 2(c) 可知, 本实验使用的探测器对散粒噪声的响应具有较好的线性特征, 可用于强度差压缩测量。

在测量强度差压缩度之前, 为进一步确定强度差的噪声特性, 在 0.7 mW 的种子光功率注入下测量了信号光、闲频光在不同增益 g 下的强度差噪声响应 (探测频率在 110 MHz 内), 实验结果如图 2(d) 所示。由图 2(d) 可知, 与 SNL 的测量结果不同, 不同增益下

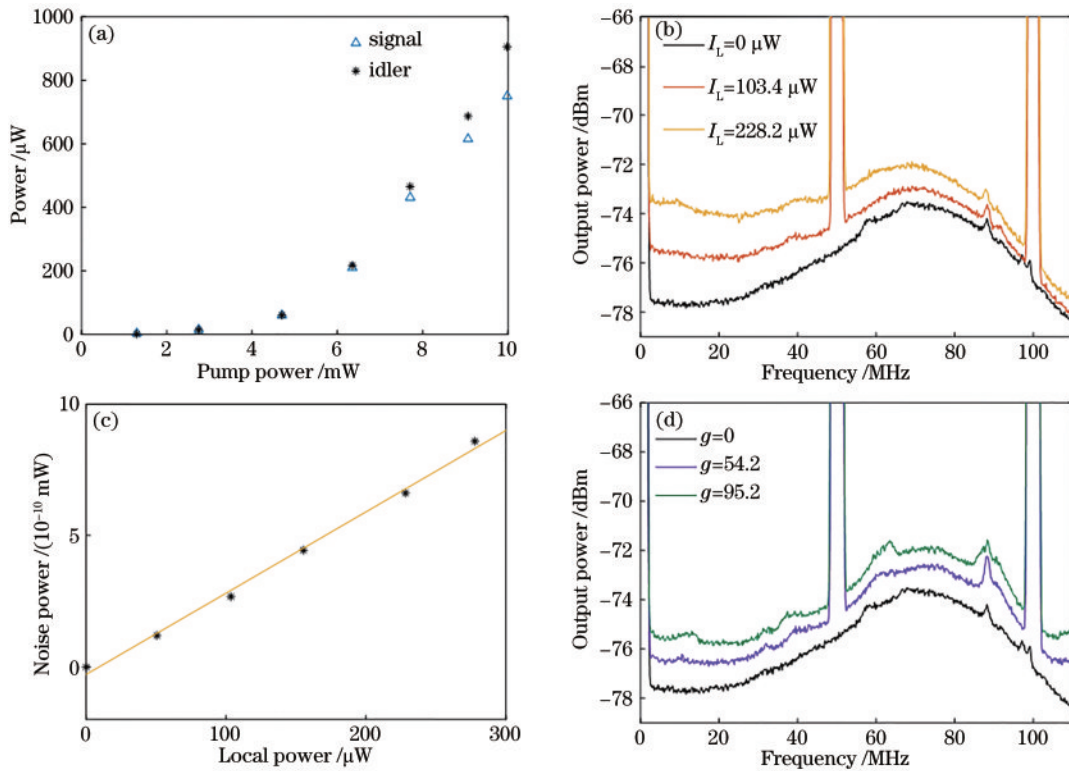


图 2 经典实验结果。(a) 不同泵浦注入功率下信号光与闲频光的输出功率; (b) 不同本底光功率下散粒噪声极限的响应; (c) 不同本地光功率下散粒噪声的线性拟合; (d) 不同信号光增益下强度差噪声的响应

Fig. 2 Results of classic experiment. (a) Output power of amplified signal and generated idler under different pump power injection; (b) response of shot noise limit under different local light power; (c) fitting curve of shot noise under different local power; (d) response of intensity difference noise under different signal light gain

的强度差噪声的响应形状有区别,其原因为差分探测器的两臂在不同频率下的响应不同。由于信号光和闲频光输出功率的不平衡特性,每次改变增益后均需要衰减信号光或闲频光,使强度差噪声达到最小,强度差噪声最小的判断依据一般为 50 MHz 重复频率处响应最小。调节 VOA 时存在误差,每次测量时信号光和闲频光的功率关系都不同,因此差分探测器两臂在不同频率处响应不同,不同频率处的差分噪声形状会有所改变。在测量 SNL 时,两臂光功率不存在不平衡性,不需要调节两臂的光强,因此噪声响应形状不变。

不同频率下噪声响应是不同的,分析强度差压缩度时,需选取典型频率。图 3(a) 为分析频率等于 20 MHz 处的噪声响应测量结果,此时电谱仪的 RBW 为 30 KHz, VBW 为 3 KHz,扫描时间为 1 s;测量的 SNL 结果如图 3(a) 所示,此时输入 DD 系统的总功率为 224 mW。测量的强度差噪声结果如图 3(a) 所示,此时输入 DD 系统的信号光和闲频光功率均为 112 mW 左右。对比 SNL 和强度差噪声的结果,可以直观测量到约 1.2 dB 的强度差压缩度。另外,还测量

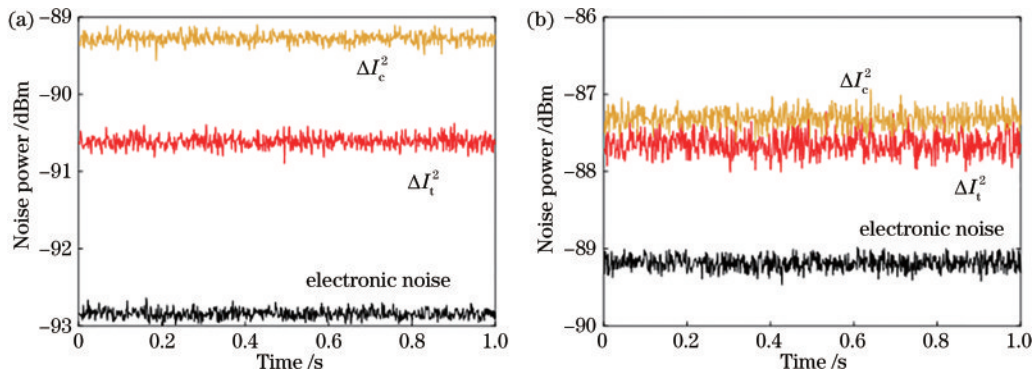


图 3 强度差压缩典型测量结果。(a) 20 MHz 处的强度差压缩典型测量结果; (b) 65 MHz 处的强度差压缩典型测量结果
Fig. 3 Typical results of squeezing rate. (a) Typical results of squeezing rate at 20 MHz; (b) typical results of squeezing rate at 65 MHz

为了测量该强度差压缩态光源在不同种子功率 I_{s0} 下强度差压缩度随增益 g 的变化,选取探测器响应良好的 20 MHz 作为分析频率,测量了种子功率 I_{s0} 为 0.7、1.3 μW 时的强度差压缩特性,实验数据与式 (5) 的理论曲线进行对比,得到结果如图 4 所示(测量结果均已修正电子学噪声)。由图 4 可知:1) 实验测量的强度差压缩度低于理论值,这是因为强度差压缩度受光经典噪声、拉曼噪声、高阶四波混频效应、泵浦损耗效应等影响无法达到理想值;2) 强度差压缩随着增益的增加先逐渐增大,后逐渐减小,这是因为强度差压缩度受到拉曼噪声的影响,当输入的泵浦光功率过大时,拉曼噪声会导致强度差压缩度的降低,理论分析可知强度差压缩度会随增益的增加而增大,因此选取小种子光有利于增加强度差压缩度的测量结果;3) 在种子光或增益较小时,探测结果的误差较大,反之,则误差较小,这是因为小种子光的增益较小,探测结果很容易受

了 DD 系统在 20 MHz 处的电子学噪声响应,根据测得的电子学噪声,可以得到修正电子学噪声后的强度差压缩度为 2.8 dB。实验随后使用同样的电谱仪设置和同样的功率测量 65 MHz 处的强度差压缩,其结果如图 3(b) 所示。由图 3(b) 可知,探测器在 65 MHz 处依然可以探测到强度差压缩,但与 20 MHz 处的结果相比,65 MHz 处测量的强度差压缩度有所降低,这是探测器在 65 MHz 处响应较低造成的,但在修正电子学噪声后依然有 1 dB 的强度差压缩度。该结果可以初步证明使用宽带宽探测器可以在时域上探测强度差压缩态光源中每个信号和闲频脉冲对的强度差噪声特性。并且,在同样探测条件以及同样的 VBW 和 RBW 下在 65 MHz 处测量的噪声高于在 20 MHz 测量的噪声。该结果与图 2(b)、图 2(d) 的测量结果也相吻合,在图 2(b)、图 2(d) 的测量结果中,噪声图像在约 70 MHz 处存在一个峰值。其原因为跨阻放大器的放大倍率在不同频率处不同,本实验所使用的跨阻放大器在 70 MHz 之前放大倍数逐渐增加,在 70 MHz 之后放大倍数逐渐减少,因此与 20 MHz 处的探测结果相比,65 MHz 处探测到的噪声也更高。

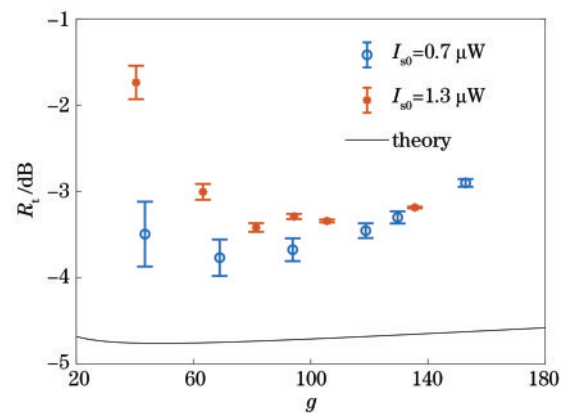


图 4 不同功率的种子光下的强度差压缩度
Fig. 4 Squeezing rate under different power seed light

到电子学噪声的影响从而导致测量误差过大。因此,在最终测量时需掌握种子光功率和增益的平衡,以达到最好的强度差压缩结果。

当分析频率为 20 MHz 时,该强度差压缩态光源的强度差压缩度最大可以达到 3.8 dB 左右,通过分析可知限制强度差压缩度的因素有信号光和闲频光的传输损耗、探测损耗、增益饱和以及拉曼噪声等。通过改善这些条件可以进一步提高强度差压缩度。

5 结 论

使用非简并 FOPA 制备了全光纤强度差压缩态光源,该光源具有体积小、稳定性高、易于调节与拆装等优点,便于将所有器件集成到机箱中进行封装。使用宽带差分探测器探测了该光源的强度差压缩特性,在最大频率范围为 65 MHz 内探测到强度差压缩。因最大的分析频率大于脉冲的重复频率,展现出该系统在时域上对每个脉冲的强度差压缩特性进行测量分析的潜能。为了探测该强度差压缩态光源的压缩特性,在室温下选取响应较高的 20 MHz 作为分析频率进行测量分析,测得最高强度差压缩度约为 3.8 dB,可以通过提高探测效率或降低拉曼散射^[23]等方法进一步提高探测结果。

参 考 文 献

- [1] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, et al. Generation of squeezed states by parametric down conversion[J]. *Physical Review Letters*, 1986, 57(20): 2520-2523.
- [2] Heidmann A, Horowitz R J, Reynaud S, et al. Observation of quantum noise reduction on twin laser beams[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 59(22): 2555-2557.
- [3] Nabors C D, Shelby R M. Two-color squeezing and sub-shot-noise signal recovery in doubly resonant optical parametric oscillators[J]. *Physical Review A*, 1990, 42(1): 556-559.
- [4] Aytür O, Kumar P. Pulsed twin beams of light[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(13): 1551-1554.
- [5] Mertz J, Debuisschert T, Heidmann A, et al. Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams[J]. *Optics Letters*, 1991, 16(16): 1234-1236.
- [6] Huo M R, Qin J L, Sun Y R, et al. Generation of intensity difference squeezed state at a wavelength of 1.34 μm [J]. *Chinese Optics Letters*, 2018, 16(5): 052701.
- [7] Ren R J, Lu Y H, Jiang Z K, et al. Topologically protecting squeezed light on a photonic chip[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(2): 456-464.
- [8] Shan L X, Ren J J, Zhang Q, et al. Generation and modulation of non-classical light in a strongly coupled photon-emitter system[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(4): 989-998.
- [9] Sharping J E, Fiorentino M, Kumar P. Observation of twin-beam-type quantum correlation in optical fiber[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(6): 367-369.
- [10] Guo X S, Li X Y, Liu N N, et al. An all-fiber source of pulsed twin beams for quantum communication[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(26): 261111.
- [11] Guo M J, Zhou H T, Wang D, et al. Experimental investigation of high-frequency-difference twin beams in hot cesium atoms[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(3): 033813.
- [12] Liu Y H, Huo N, Li J M, et al. Long-distance distribution of the telecom band intensity difference squeezing generated in a fiber optical parametric amplifier [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(22): 5559-5562.
- [13] Ribeiro P H, Schwob C, Maître A, et al. Sub-shot-noise high-sensitivity spectroscopy with optical parametric oscillator twin beams[J]. *Optics Letters*, 1997, 22(24): 1893-1895.
- [14] Wang H, Zhang Y, Pan Q, et al. Experimental realization of a quantum measurement for intensity difference fluctuation using a beam splitter[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(7): 1414-1417.
- [15] Brida G, Genovese M, Berchera I R. Experimental realization of sub-shot-noise quantum imaging[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(4): 227-230.
- [16] Boyer V, Marino A M, Pooser R C, et al. Entangled images from four-wave mixing[J]. *Science*, 2008, 321(5888): 544-547.
- [17] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Advances in quantum metrology[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(4): 222-229.
- [18] Wang Y J, Tian Y H, Sun X C, et al. Noise transfer of pump field noise with analysis frequency in a broadband parametric downconversion process[J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19(5): 052703.
- [19] Guo X S, Li X Y, Liu N N, et al. Multimode theory of pulsed-twin-beam generation using a high-gain fiber-optical parametric amplifier[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(2): 023841.
- [20] Kumar R, Barrios E, MacRae A, et al. Versatile wideband balanced detector for quantum optical homodyne tomography[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(24): 5259-5267.
- [21] Ou Z Y, Kimble H J. Probability distribution of photoelectric currents in photodetection processes and its connection to the measurement of a quantum state[J]. *Physical Review A*, 1995, 52(4): 3126-3146.
- [22] Huttner B, Baumberg J J, Ryan J F, et al. Detection of short pulses of non-classical light[J]. *Optics Communications*, 1992, 90(1/2/3): 128-132.
- [23] Stolen R H, Tomlinson W J, Haus H A, et al. Raman response function of silica-core fibers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(6): 1159-1166.