

低分析频率压缩光的实验制备

温馨 韩亚帅 刘金玉 白乐乐 何军 王军民

Generation of squeezed states at low analysis frequencies

Wen Xin Han Ya-Shuai Liu Jin-Yu Bai Le-Le He Jun Wang Jun-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 024207 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171767

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171767>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光折变晶体 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中的特殊散射现象

Special scattering in photorefractive crystal $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

物理学报.2017, 66(8): 084206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084206>

饱和非线性介质中艾里-高斯光束的传输与交互作用

Propagation and interactions of Airy-Gaussian beams in saturable nonlinear medium

物理学报.2016, 65(24): 244202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244202>

在单零色散微结构光纤中一次抽运同时发生两组四波混频的实验观察

Experimental studies of two sets of four-wave mixing processes in a single-zero-dispersion microstructured fiber by the same pump

物理学报.2016, 65(21): 214201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214201>

LiNbO_3 晶体界面非线性表面波的研究

Study on nonlinear surface waves along the boundary of LiNbO_3 crystals

物理学报.2015, 64(1): 014204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014204>

通信波长频率一致纠缠光源的频谱测量

Measurement of the spectral properties of the coincident-frequency entangled biphoton state at optical communication wavelength

物理学报.2014, 63(19): 194206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.194206>

低分析频率压缩光的实验制备*

温馨¹⁾²⁾ 韩亚帅¹⁾²⁾ 刘金玉¹⁾²⁾ 白乐乐¹⁾²⁾ 何军¹⁾²⁾³⁾ 王军民^{1)2)3)†}

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

2) (山西大学光电研究所, 太原 030006)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2017年8月1日收到; 2017年9月14日收到修改稿)

基于PPKTP晶体的阈值以下光学参量振荡(OPO)过程, 制备了共振于铷原子D1线795 nm的压缩真空态光场, 研究了分析频率处于千赫兹范围的主要噪声来源, 特别是795 nm激光及其二次谐波397.5 nm激光在晶体内吸收引起的非线性损耗增加和系统热不稳定的问题(397.5 nm激光处于PPKTP晶体透光范围边缘, 具有高于其他波长数倍的吸收系数). 以795 nm和1064 nm为例, 分析了非线性损耗及晶体内热效应对压缩度的影响. 受限于以上因素, 795 nm压缩光很难得到1064 nm波段同样的压缩度. 探测系统中的噪声耦合则限制了压缩频带. 实验上对分析频率为千赫兹的经典噪声进行了有效控制, 通过使用真空注入的OPO、垂直偏振及反向传输的腔长锁定光、低噪声的平衡零拍探测器、高稳定度的实验系统及量子噪声锁定等方法, 最终在2.6—100 kHz的分析频段得到了约2.8 dB的795 nm压缩真空. 该压缩光可用作磁场测量系统的探测光以提高测量灵敏度.

关键词: 低频压缩, 压缩真空, 光学参量振荡, PPKTP晶体

PACS: 42.65.-k, 42.65.Yj, 42.70.Mp

DOI: 10.7498/aps.67.20171767

1 引言

压缩光在量子光学领域有着非常重要的意义. 利用其噪声方差低于经典相干态的特点, 可以广泛应用于量子通信、量子存储、精密测量等领域^[1-4]. 1981年, Caves^[5]提出可以利用压缩光填补干涉仪的真空通道, 降低噪声以提高干涉仪的测量灵敏度, 从而促进了压缩光在精密测量中的应用. 非线性光学参量振荡(OPO)是一种通用的制备压缩态的实验方案. 压缩光的特性通常利用光场的噪声方差来描述, 任意波长的光场均可以对其不同分析频率处的噪声进行测量. 在MHz分析频段, 固体激光器具有非常安静的噪声背景, 可以达到散粒噪声水平. 压缩光制备实验大多处于MHz分析频段. 2016年, Schnabel等^[6]在实验上制备了1064 nm的真空

压缩, 实现了目前最高的压缩度-15 dB, 其分析频率处于3—8 MHz. 而在某些特定领域, 需要声频段的压缩光, 如引力波的探测、心磁测量、脑磁测量等, 由双黑洞旋转靠近最终合并所导致的引力波, 其频率在10 Hz—10 kHz的声频段^[7,8], 而对人类脑磁测量和心磁测量中需要低至kHz及以下的探测频率^[9]. 因此, 低分析频段的压缩光将有非常重要的应用价值. 而固体激光器在MHz及以下的弛豫振荡峰具有远高于散粒噪声水平的噪声背景, 其本身的噪声将会传递到压缩光产生系统中. 除此之外, 各种经典的低频噪声, 如热噪声、光束抖动、寄生干涉、气流扰动等, 特别是随机的机械振动噪声将不可避免地耦合到压缩光的探测系统中, 因此获得低分析频段的压缩光具有很大的挑战性.

在低的分析频段, 各种额外噪声的影响限制了压缩的测量, 实际得到的压缩度往往低于MHz频

* 国家自然科学基金重大科研仪器设备研制专项(批准号: 61227902)和国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0304502)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

段. 影响低频压缩的因素主要有两点: 技术噪声对探测系统的影响和控制光噪声的耦合对压缩度的限制. 声频段的技术噪声主要来源于探测系统中经典噪声的耦合; OPO腔内的控制光主要用于稳定OPO腔长的锁腔辅助光束和控制压缩角的信号光, 其噪声来自激光器本身. 为了得到低分析频率的压缩光, 必须对以上的噪声源进行精细控制, 同时需要对平衡零拍探测器的电子学噪声背景进行优化设计. 声频段低噪声、高共模抑制比的平衡零拍探测器是低频压缩光探测过程中必不可少的器件.

低分析频段的压缩光已经在几种不同的实验系统中实现. Bowen等^[10]和Schnabel等^[11]将两个光学参量放大腔(OPA)置于Mach-Zehnder(MZ)干涉仪中, 利用干涉的方法分别得到了分析频率220和80 kHz的1064 nm的压缩真空. McKenzie等^[12]使用量子噪声锁定的方法用于压缩位相的锁定, 实现了分析频率280 Hz的1064 nm的压缩真空. 山西大学郜江瑞教授研究组^[13]利用类似的方法, 在低至19 kHz的分析频率得到了-7 dB的1080 nm的正交位相压缩光, 将其注入测量位相信号的MZ干涉仪中, 得到了低于散粒噪声水平3 dB的噪声背景. Vahlbruch等^[14]利用相干控制的方法实现了分析频率低至1 Hz的1064 nm的压缩真空, 1 Hz是目前压缩光制备实验实现的最低分析频率. 实验中分别将两束控制光经过频移用于锁定参量振荡腔腔长和本底振荡光(LO)与压缩光的相对位相, 从而避免了信号光噪声的引入.

以上的结果均在1 μm 红外波段, 我们在实验上制备共振于铷原子D1线795 nm的压缩光, 与原子系统耦合, 将用于对低频磁场的高灵敏度测量. 利用OPO过程制备压缩光, 通常使用非线性系数较高的PPKTP晶体, 其透光范围为400—3500 nm. 通过OPO分别制备波长795 nm和1064 nm的压缩光, 不仅需要795 nm和1064 nm单频激光, 还需要各自对应的二次谐波397.5 nm和532 nm的单频激光作为抽运光; 而不同波长的激光(尤其是在短波段)在晶体内部的吸收情况有很大的差别, 这使得制备795 nm的压缩光与之前的1064 nm压缩光有很大的区别. 1064 nm和795 nm的基频光波长处于PPKTP晶体透光范围的中心, 其吸收均较弱, 基本上可以忽略; 但PPKTP晶体对532 nm绿光和397.5 nm紫外光的吸收较强, 特别是后者吸收更严重(397.5 nm波长已经处在PP-

KTP晶体透光范围的边缘, 具有非常强烈的吸收). PPKTP晶体对紫外光的吸收, 还会导致额外的红外吸收, 这一损耗机制限制了压缩度的提高.

本文通过对比1064 nm和795 nm压缩光的制备及其影响因素, 分析了非线性晶体对激光的吸收损耗与其引起的系统热稳定性在不同波长的差别, 讨论了其对短波段压缩光压缩度的限制. 对低分析频段的随机经典噪声进行了优化控制, 在实验上利用连续钛宝石激光器经OPO制备了共振于铷原子D1线795 nm的真空压缩光, 在2.6—100 kHz的分析频段得到了-2.8 dB的压缩.

2 理论分析

利用阈值下的OPO产生压缩真空, 其输出场的噪声方差可以表示为^[15]

$$R_{\pm} = 1 \pm \eta \varepsilon^2 \zeta \rho \frac{4x}{(1 \mp x)^2 + 4\Omega^2}, \quad (1)$$

其中 R_+ 代表反压缩, R_- 代表压缩, η 为探测器的量子效率, ε 为平衡零拍系统的干涉可见度, ζ 为传输效率, $\rho = T/(T+L)$ 为逃逸效率; $x = (P_{2\omega}/P_{\text{th}})^{1/2}$ 为抽运参数, $P_{2\omega}$ 为抽运光功率, P_{th} 为OPO腔阈值; $\Omega = 2\pi f/\gamma$ 为失谐因子, f 为分析频率, $\gamma = c(T+L)/l$ 为OPO腔的衰减率, T 为OPO腔输出耦合镜的透过率, L 为内腔损耗, l 为腔长, c 为光速. 从(1)式可以看出, 影响压缩光压缩度的因素主要有探测器量子效率、平衡零拍系统干涉可见度、压缩光的传输损耗、OPO腔的逃逸效率, 损耗是压缩度的最大限制因素. 目前在不同波段均有高量子效率的光电二极管来满足探测需要; 平衡零拍干涉可见度、传输损耗与波长无关; 而OPO腔的逃逸率主要受限于内腔损耗, 对PPKTP晶体, 不同波长激光的吸收会引起内腔损耗的差异.

OPO腔的内腔损耗主要包括腔镜及晶体端面的散射、反射损耗, 晶体对抽运光和基频压缩光的吸收损耗, 以及紫光诱导的红外吸收损耗. PPKTP对不同波长激光的吸收有很大的差别. 对于红外波段的1064 nm和795 nm, 其吸收系数小于1%/cm, 而对于OPO过程的抽运光, 532 nm的吸收系数约为4.5%/cm^[16], 397.5 nm的紫外波段吸收则高达18%/cm^[17]. PPKTP晶体存在非常严重的紫光诱导的红外吸收现象, 通常称为“灰迹”效应^[18], 即

在紫光照射下, 晶体对红外光的吸收增加, 内腔损耗增大. 这一现象在可见光波段普遍存在, 但晶体对 397.5 nm 紫外光的吸收远大于 532 nm 绿光, 由其所引起的额外红外吸收损耗也相应地远大于 532 nm. 损耗限制了 795 nm 压缩光的压缩度. 图 1 分析了在实验条件下损耗对压缩和反压缩压缩度的影响. 其中实验参数取值为: 输出耦合镜透过率 11.5%, 探测器量子效率 95%, 平衡零拍干涉对比度 99.7%, 光路中传输效率 97%, 晶体有效非线性系数 1.85%/W, 抽运光功率 50 mW, 分析频率 100 kHz, 腔长 600 mm.

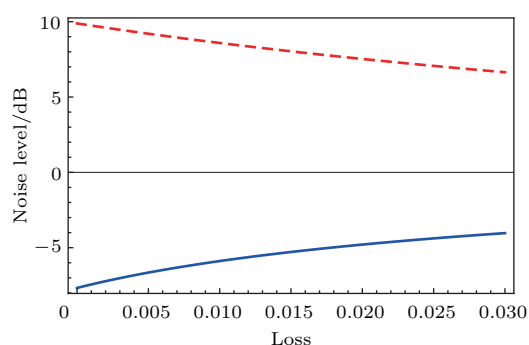


图 1 压缩度随内腔损耗变化的理论曲线, 蓝色实线和红色虚线分别为压缩与反压缩的情况

Fig. 1. Theoretical predictions of the squeezing level versus intra-cavity loss. The blue solid line and the red dashed line are the cases of squeezing and anti-squeezing respectively.

从图 1 可知, 随内腔损耗的增加, 压缩度和反压缩度均明显降低. 我们之前的实验中对 OPO 腔内损耗进行了比较详细的分析^[15], 在实验条件下, 当 OPO 腔内未加抽运光时, 通过腔精细度测得的内腔损耗约为 0.4%; 当腔内注入紫光时, 经过 60 s 的紫光照射, 内腔损耗增加到约 1%, 该现象即为紫外诱导的红外吸收, 即“灰迹”效应, 造成内腔损耗的增加. 在目前的实验条件下, PPKTP 晶体对紫外波段的吸收以及紫外光对晶体的“灰迹”效应是这一波段不可避免的问题, 并且是 OPO 腔最主要的损耗来源. 在此基础上, 795 nm 必然无法得到在 1064 nm 同样的压缩度. 如果新型的非线性晶体可以降低对 795 nm 及 397.5 nm 激光的吸收, 即可在这一波段实现更高的压缩度, 同时有可能进一步拓展压缩光的波长范围.

另一方面, OPO 腔长锁定的精度也会影响压

缩的产生. OPO 采用无信号光的真空注入, 因此需要增加辅助的锁腔光. 实验中使用了与 OPO 敏感方向(s 偏振)偏振垂直(p 偏振)且在腔内反方向传播的光束. 由于腔内非线性晶体的存在, 两种偏振光在晶体内折射率不同, 因此两者的共振频率不同. 为保证 s 偏振的激光在腔内共振, 需要将 p 偏振锁腔光进行频移, 使得两者可以同时腔内共振. 非线性晶体对抽运光的吸收会造成对晶体的加热, 使腔内的热稳定性变差, 并引起 OPO 腔长的慢漂, 从而影响腔长锁定的精确度及稳定性. 从上一部分的分析可知, PPKTP 晶体对不同波长激光的吸收具有很大的差别, 532 nm 的吸收系数仅约为 397.5 nm 的 1/4, 因此 397.5 nm 的抽运光对晶体的加热要远大于 532 nm. 即使在对晶体进行精密控温的情况下, 仍很难弥补晶体内热量的积累, OPO 腔长仍会出现缓慢的变化, 引起腔长锁定的误差, 从而使压缩度降低.

对不同分析频率处的压缩而言, 我们之前的实验中对 2 MHz 的分析频率得到了 -5.6 dB 的 795 nm 压缩真空^[15], 该结果与理论值接近. Wolfgang 等^[19]也在 80 kHz—2 MHz 的分析频率处测得了大约 -3.2 dB 的压缩. 对于 1064 nm, 最低在 1 Hz 分析频率处测得了 -3.5 dB 的压缩真空^[14]. 受限于低频技术噪声的影响和探测器低频段的探测性能, 频率越低越难测到高的压缩度. 从 1064 nm 的结果看, 1 Hz 处测得的压缩度也低于高频处约 6.5 dB. 而对 795 nm, 仅将压缩频带扩展到了几十 kHz 的低频分析频率. 理论上 kHz 的分析频段具有 2 MHz 几乎相同的压缩度, 但由于探测系统额外噪声的耦合, 实际测得的压缩度普遍较低. 这一部分噪声主要包括系统的机械振动、平衡零拍探测器的电子学噪声、光路中的散射损耗、寄生干涉、光束的指向不稳定及光电二极管表面的非均匀性等^[20]. 这些噪声是随机的、不可控的, 因此很难定量地判断其大小, 但通过对系统的仔细控制可以得到部分优化.

综上所述, 限制分析频率在 kHz 范围 795 nm 压缩光产生的因素主要有两部分: 第一, 晶体的吸收效应造成内腔损耗的增加, 限制了压缩度的提高; 第二, 低频段经典噪声与探测系统的耦合降低了实际的压缩度.

3 实验方案及结果

实验中使用连续的钛宝石激光器作为光源, 将激光器波长调谐到铷原子D1线795 nm. 激光器输出光首先经过一个30 dB的光隔离器以避免光反馈. 之后, 使用一个共振型的位相型电光调制器, 给激光加3.6 MHz的调制信号. 利用射频边带调制的方法可以锁定谐振腔腔长. 实验中共搭建了三个结构相似的四镜环形腔, 分别为倍频(SHG)腔、OPO腔和模式清洁(MC)腔. 四镜环形腔腔长约600 mm, 两凹面镜曲率半径100 mm, 间距约120 mm. SHG和OPO腔内于两凹面镜之间放置1 mm × 2 mm × 10 mm的PPKTP晶体. 利用ABCD矩阵计算得到晶体中心的腰斑半径约为40 μm , 这里放宽了聚焦条件以缓解晶体内对基频光及倍频光吸收引起的热效应. OPO腔输出耦合镜对基波795 nm的透过率为11.5%, 其余三片腔镜均对基波高反; 两片平凹镜所镀膜层对397.5 nm高透, 使得抽运光单次穿过OPO腔, 以避免紫外光的吸收所引起的热效应. OPO腔的内腔损耗约为0.4%, 其对应的逃逸率为96.6%. 自制的平衡零拍探测器^[21]在低频段有较高的共模抑制比(CMRR)(约45 dB)和较低的电子学噪声背景(低于散粒噪声水平约16 dB). 光电二极管采用德国

First Sensor公司的PC20-7, 在795 nm波长处量子效率高达95%.

实验装置如图2所示. 钛宝石激光器输出的激光分成四束, 分别用作倍频过程的基频光、OPO腔的信号光、OPO腔腔长的锁定光和平平衡零拍探测的LO光. 795 nm的基频光经倍频得到397.5 nm的二次谐波用作OPO的抽运光. 信号光用来测量OPO的参量增益, 优化晶体的控温. 为了避免激光强度噪声在腔内耦合对压缩度的影响, 信号光并不实际参与OPO. 实验中会挡掉信号光, 而采用真空注入的系统来产生压缩真空. 同样, 垂直偏振的OPO腔长锁定光也避免了注入光场噪声的耦合. 锁腔光在腔内反向传播, 但在晶体端面的反射会导致正向传播注入光场的出现, 而垂直偏振的光并不会参与OPO过程, 从而避免了锁腔光噪声的引入. LO光经过MC进行模式过滤, 可以改善与压缩光空间模式的匹配度, 从而提高了平衡零拍探测系统的干涉可见度.

通过扫描LO场与OPO产生的压缩真空的相对位相, 得到如图3所示的压缩谱, 图3(a)和图3(b)分别为分析频率2 MHz和50 kHz得到的结果. 对于2 MHz的分析频率, 设置谱仪分辨带宽(RBW) 100 kHz, 视频带宽(VBW) 30 Hz, 得到了-5.6 dB的压缩与+7.0 dB的反压缩. 对于50 kHz的分析频率, 设置RBW为10 kHz, VBW为30 Hz,

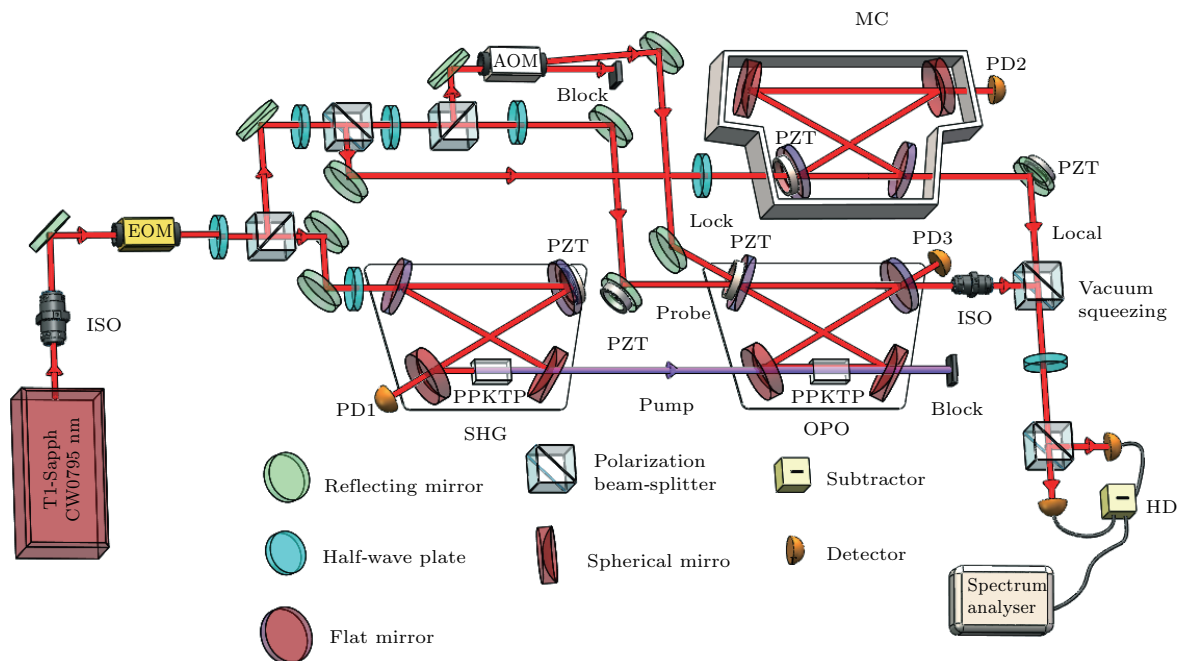


图2 795 nm 低频压缩光制备实验装置

Fig. 2. Experimental setup for preparation of the low-frequency squeezing at 795 nm.

测得了 -2.3 dB的压缩与 $+6.6$ dB的反压缩. 但该频率处的噪声谱有明显的抖动, 且压缩度低于高频段. 由于低频段噪声的耦合, 很难保证每次均扫描到压缩或反压缩的位相, 因此后续的实验中将锁定LO光与压缩光的相对位相, 从而得到稳定输出的压缩光.

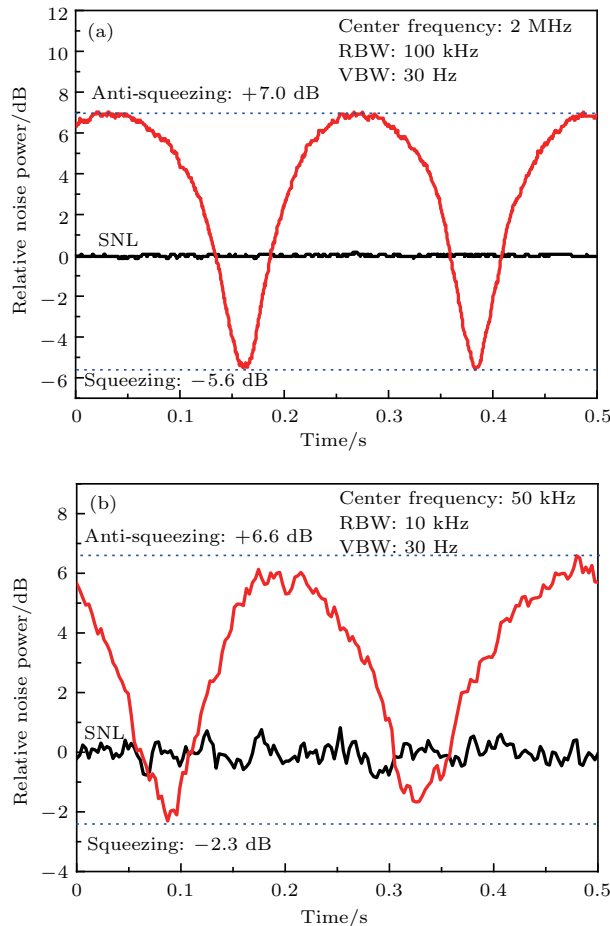


图3 扫描LO光与压缩真空的相对位相时得到的压缩谱 (a), (b) 分别为分析频率为2 MHz和50 kHz的结果
Fig. 3. Squeezing traces with the scanning of the relative phase between LO and the vacuum squeezing, the analysis frequencies are 2 MHz for (a) and 50 kHz for (b), respectively.

实验上经OPO产生压缩真空态光场, 其平均光子数很小. 通常锁定压缩光与LO光相对位相可以利用两者的干涉条纹, 但压缩真空与LO光的平均光子数相差较大, 两者的干涉对比度较差, 用此干涉信号不足以锁定两者的相对位相. 采用量子噪声锁定的方法^[22], 利用频谱分析仪(SA)对信号的处理功能提取扫描状态的压缩谱, 并利用锁相放大器对其调制解调以得到误差信号, 从而锁定压缩真空与LO场的相对位相. 扫描的压缩谱噪声

信号经SA进行滤波和包络检波, 设置SA(Agilent E4405B)中心频率2 MHz, RBW为300 kHz, VBW为30 kHz, 扫描时间1 s, 其输出信号经调制解调可得到误差信号. 误差信号经比例积分电路后加到LO场的压电陶瓷上, 用来锁定LO场与压缩真空的相对位相. 之后用另一台低频SA(Agilent 4396B)对频域上的压缩谱进行测量, 结果如图4所示.

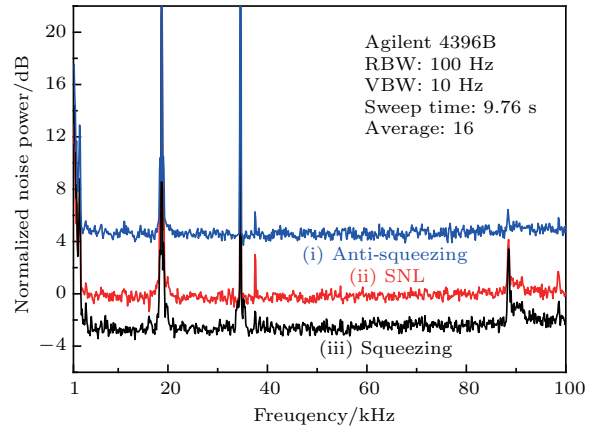


图4 利用量子噪声锁定技术后得到的压缩谱 分析频率1—100 kHz; RBW 100 Hz; VBW 10 Hz, 在2.6—100 kHz的分析频率范围内得到了 -2.8 dB的压缩, 其中电子学噪声已经被扣除

Fig. 4. Noise spectra with the quantum noise locking method. Analysis frequency, 1–100 kHz; RBW, 100 Hz; VBW, 10 Hz, squeezing level of -2.8 dB is obtained at 2.6–100 kHz. Electronic noise has been subtracted.

利用量子噪声锁定可以得到压缩真空与LO光确定的相对位相, 分别锁定压缩与反压缩的位相, 得到了如图4所示的噪声谱, 其中的(i), (ii), (iii)分别为反压缩、散粒噪声基准和压缩情况的噪声谱, 其中电子学噪声已经扣除. 设置SA分析频率1—100 kHz, RBW为100 Hz, VBW为10 Hz, 进行16次平均, 其中测得压缩的最低频率为2.6 kHz, 在整个压缩频带内压缩度约为 -2.8 dB. 由此可见, 本文的OPO系统具有良好的稳定性, 可满足后续实验的需求.

实验中使用的自制的平衡零拍探测器在低频段具有非常好的性能, 在1—100 kHz的分析频段内散粒噪声基准高于电子学噪声16 dB以上, 共模抑制比约45 dB, 所使用的光电二极管量子效率高95%, 这可以在很大程度上减小压缩测量过程中的损耗; 商用的平衡探测器(ThorLabs, Model: PDB450 A-AC)具有高的响应带宽, 其在百kHz的

频段具有较高的增益因子, 在1—100 kHz的分析频段具有高于电子学噪声约17 dB的散粒噪声, 共模抑制比大于40 dB, 但其最大的缺点是量子效率较低(在795 nm典型的量子效率为85%). 图5为两个探测器各自的散粒噪声基准(i)和电子学噪声(ii)(激光波长为795 nm, 功率为2 mW), 图5(a)为自制平衡零拍探测器的结果, 图5(b)为ThorLabs公司的商用平衡探测器的结果. 除几个特殊频率点的尖峰外, 两者均有比较平坦的噪声背景. 图5(a)中散粒噪声为实验中的测量结果, 背景上的个别噪声尖峰包括位相锁定中的锁相放大器的调制信号、压电陶瓷共振信号以及光场和电路中的额外噪声等. 虽然激光器在该频段有较大的经典噪声, 通过高共模抑制比的平衡探测器可以有效地将其减掉, 得到的差信号即可认为是散粒噪声.

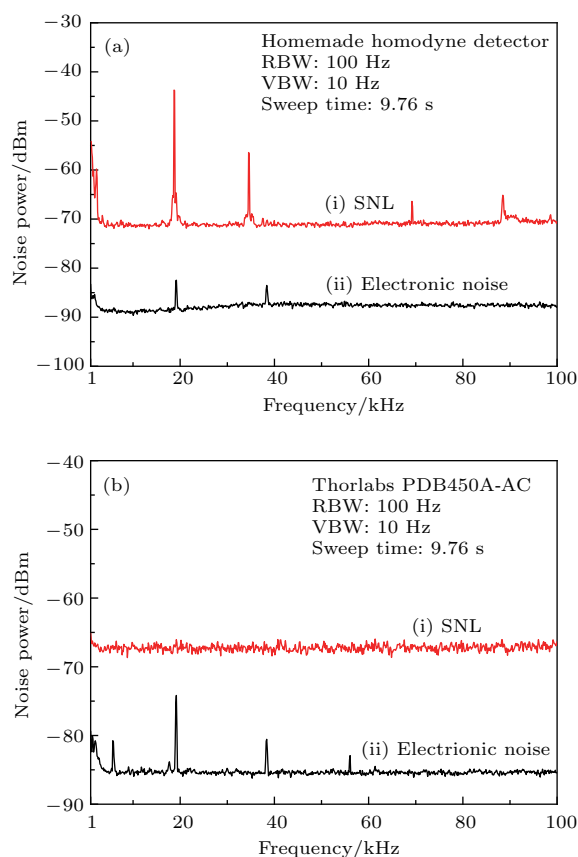


图5 使用(a)自制平衡零拍探测器和(b)ThorLabs公司商用平衡探测器测量的噪声曲线, 图中黑线为探测器电子学噪声; 红线为对应于2 mW的795 nm激光功率的散粒噪声水平

Fig. 5. Noise spectra of the homemade homodyne detector (a) and the commercial balanced detector from ThorLabs, Inc. (b). The black lines are the electronic noise of detectors, and the red lines are the shot noise level at 2 mW of 795 nm laser power.

以上实验成功地制备了795 nm的低频压缩光. 借助无额外光注入的OPO系统(即所谓的真空场注入情形), 并使用量子噪声锁定的方法在2.6—100 kHz分析频段得到了-2.8 dB的低频压缩. 为获得低频段的压缩光, 主要采取了以下措施: 利用垂直偏振的锁定光避免了部分激光强度噪声的耦合; 搭建了结构稳定的四镜环形腔并使用有机玻璃罩隔绝外界空气流动的干扰; 使用高稳定镜架提高了系统整体的机械稳定性; 低噪声、高共模抑制比的低分析频率平衡零拍探测器保证了对低频信号的探测; 最后, 量子噪声锁定的方法用于锁定LO场与压缩真空的相对位相, 得到稳定输出的压缩光. OPO作为一种通用的制备压缩态光场的方案, 利用非线性晶体的参量作用实现光场量子噪声的降低. 基于该方案, 选择合适的非线性晶体以及合理的腔参数设计, 理论上可以得到任意波长的压缩光. 对于压缩光的制备, 需要有效非线性系数大的晶体来对抗系统中的线性损耗, 以实现更高的压缩度, PPKTP晶体是一种非常有效的非线性晶体. 系统对于不同波长激光的区别主要在于晶体在不同波长处的损耗, 而这是OPO最重要的影响因素. 1064 nm和795 nm对晶体不同的吸收造成了其在压缩度和压缩频带的差别. 目前所使用的PPKTP晶体限制了795 nm激光压缩态的制备, 期待新的高非线性系数晶体的诞生, 减弱对短波长激光的吸收, 降低损耗, 从而扩展压缩波段.

4 总 结

分析了由激光波长引起OPO内腔损耗的不同对压缩度的影响. 相比长波段1064 nm, 限制795 nm压缩的因素主要来自其在非线性晶体PPKTP的吸收, 特别是OPO中397.5 nm紫外抽运光所诱导的795 nm红外吸收, 引入了额外损耗; 同时, 吸收引起的热效应会导致OPO腔的热不稳定性, 影响锁腔的精度, 这些因素共同限制了短波长激光可以得到的压缩度. 本文的实验采取了一系列措施控制低分析频率的噪声源, 优化实验系统, 得到了声频段的压缩. 利用无信号光注入的OPO产生压缩真空, 利用垂直偏振的基频光锁定腔长, 并使用量子噪声锁定的方法锁定压缩位相. 通过高稳定度的OPO腔, 低噪声的平衡零拍探测器以及高稳定度的镜架等, 最终在低至2.6—100 kHz的分析

频率处得到 -2.8 dB 的 795 nm 波长真空压缩. 系统具有较好的稳定性, 满足长时间工作的要求. 我们将把该压缩光用于磁场探测系统, 填补探测光的真空通道, 提高磁场探测的灵敏度. 目前压缩光的产生系统仍然比较庞大, 用于磁场测量系统尚处于探索阶段, 距离实际应用还有一定的差距. 随着技术的成熟, 小型化、集成化的压缩器将会在精密测量领域发挥显著作用.

参考文献

- [1] Ourjoumtsev A, Tualle-Brouiri R, Laurat J, Grangier P 2006 *Science* **312** 83
- [2] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, Yokoi Y, Akiba K, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093601
- [3] Treps N, Grosse N, Bowen W P, Fabre C, Bachor H A, Lam P K 2003 *Science* **301** 940
- [4] Eberle T, Steinlechner S, Bauchrowitz J, Händchen V, Vahlbruch H, Mehmet M, Müller-Ebhardt H, Schnabel R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 251102
- [5] Caves C M 1981 *Phys. Rev. D* **23** 1693
- [6] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, Schnabel R 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 110801
- [7] Schnabel R, Mavalvala N, McClelland D E, Lam P K 2010 *Nature Commun.* **1** 121
- [8] Vahlbruch H, Chelkowski S, Hage B, Franzen A, Danzmann K, Schnabel R 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 011101
- [9] Budker D, Romalis M 2007 *Nature Photon.* **3** 227
- [10] Bowen W P, Schnabel R, Treps N, Bachor H A, Lam P K 2002 *J. Opt. B* **4** 421
- [11] Schnabel R, Vahlbruch H, Franzen A, Chelkowski S, Grosse N, Bachor H A, Bowen W P, Lam P K, Danzmann K 2004 *Opt. Commun.* **240** 185
- [12] McKenzie K, Grosse N, Bowen W P, Whitcomb S E, Gray M B, McClelland D E, Lam P K 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 161105
- [13] Yan Z H, Sun H X, Cai C X, Ma L, Liu K, Gao J R 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 114205 (in Chinese) [闫子华, 孙恒信, 蔡春晓, 马龙, 刘奎, 郜江瑞 2017 物理学报 **66** 114205]
- [14] Vahlbruch H, Chelkowski S, Danzmann K, Schnabel R 2007 *New J. Phys.* **9** 371
- [15] Han Y S, Wen X, He J, Yang B D, Wang Y H, Wang J M 2016 *Opt. Express* **24** 2350
- [16] Samanta G K, Kumar S C, Mathew M, Canalias C, Pasiskevicius V, Laurell F, Ebrahim-Zadeh M 2008 *Opt. Lett.* **33** 2955
- [17] Wen X, Han Y S, He J, Wang Y H, Yang B D, Wang J M 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 0414001 (in Chinese) [温馨, 韩亚帅, 何军, 王彦华, 杨保东, 王军民 2016 光学学报 **36** 0414001]
- [18] Boulanger B, Rousseau I, Fève J P, Maglione M, Ménaert B, Marnier G 1999 *IEEE J. Quant. Electr.* **35** 281
- [19] Wolgramm F, Cerè A, Beduini F A, Predojević A, Koschorreck M, Mitchell M W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 053601
- [20] Stefszky M S, Mow-Lowry C M, Chua S S Y, Shaddock D A, Buchler B C, Vahlbruch H, Khalaidovski A, Schnabel R, Lam P K, McClelland D E 2012 *Class. Quantum Grav.* **29** 145015
- [21] Xue J, Qin J L, Zhang Y C, Li G, Zhang P F, Zhang T C, Peng K C 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044211 (in Chinese) [薛佳, 秦际良, 张玉驰, 李刚, 张鹏飞, 张天才, 彭堃堦 2016 物理学报 **65** 044211]
- [22] McKenzie K, Mikhailov E E, Goda K, Lam P K, Grosse N, Gray M B, Mavalvala N, McClelland D E 2007 *J. Opt. B* **7** S421

Generation of squeezed states at low analysis frequencies*

Wen Xin¹⁾²⁾ Han Ya-Shuai¹⁾²⁾ Liu Jin-Yu¹⁾²⁾ Bai Le-Le¹⁾²⁾
He Jun¹⁾²⁾³⁾ Wang Jun-Min^{1)2)3)†}

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

2) (Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

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

(Received 1 August 2017; revised manuscript received 14 September 2017)

Abstract

Squeezed states are important sources in quantum physics, which have potential applications in fields such as quantum teleportation, quantum information networks, quantum memory, and quantum metrology and precise measurements. For our interest, the squeezed vacuum will be used in the quantum-enhanced optical atomic magnetometers, filling the vacuum port of the probe beam to improve measurement sensitivity. Based on the sub-threshold optical parametric oscillator (OPO) with PPKTP crystal, the squeezed vacuum at rubidium D1 line of 795 nm is obtained. In our work, we investigate the noise sources in an OPO system. By carefully controlling the classical noise source, the squeezing band extends to the analysis frequency of 2.6 kHz. The flat squeezing trace is 2.8 dB below the shot noise limit.

In our work, we focus on the difference between the squeezing results at the analysis frequency of kilohertz regime at two different wavelengths, 1064 nm and 795 nm. The difference mainly comes from the absorption of 795 nm laser and its second harmonic at 397.5 nm in crystal (397.5 nm laser is at the edge of transparent window of PPKTP crystal that has an absorption index much higher than at other wavelength). The absorption induced nonlinear loss and thermal instability greatly affect the squeezing results, which is discussed in our work. Squeezing level at 795 nm is worse than at 1064 nm due to the above-mentioned factors. Noise coupling to the detection system limits the squeezing band.

In the audio frequency band, squeezing is easily submerged in roll-up noises and the measured squeezing level is limited. Two factors limit the obtained squeezing: the technical noise induced in the detection and the squeezing degradation by the noise coupling of the control beams. In experiment, we carefully control the classical noise at analytical frequency of kilohertz by means of a vacuum-injected OPO, a counter-propagating cavity locking beam with orthogonal polarization, low noise homodyne detector, stable experimental system and quantum noise locking method for squeezing phase locking. Firstly, to preclude the classical noise from coupling the laser source, we use the vacuum injected OPO. A signal beam helps optimize the parametric gain and is blocked in the squeezing measurement process. In order to maintain the OPO, a counter-propagating beam with orthogonal polarization is used for locking the cavity. Then, a low noise balanced homodyne detector with a common-mode rejection ratio of 45 dB helps improve the audio frequency detection. Finally, the quantum noise locking provides a method to lock the relative phase between the coherent beam and the squeezed vacuum field. With the combination of these technical improvements, a squeezed vacuum of 2.8 dB is obtained at the analysis frequency of 2.6–100 kHz. The obtained squeezing level is mainly limited by the relatively large loss in OPO, which is induced by ultra-violet absorption in PPKTP crystal. The generated squeezed field is used to reduce the polarization noise of probe beam in an optical magnetometer, in order to increase detection sensitivity.

Keywords: low-frequency squeezing, vacuum squeezing, optical parametric oscillator, PPKTP crystal

PACS: 42.65.–k, 42.65.Yj, 42.70.Mp

DOI: 10.7498/aps.67.20171767

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61227902) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0304502).

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