

# 集成量子压缩光源中 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 晶体 倍频系统研究

田宇航<sup>1</sup>, 王俊萍<sup>1</sup>, 杨文海<sup>2</sup>, 田龙<sup>1,3\*</sup>, 王雅君<sup>1,3</sup>, 郑耀辉<sup>1,3</sup>

<sup>1</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, 山西 太原 030006;

<sup>2</sup> 中国空间技术研究院西安分院, 陕西 西安 710100;

<sup>3</sup> 山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

**摘要** 基于掺氧化镁铌酸锂晶体, 采用临界相位匹配技术以及半整块腔型结构进行外腔倍频实验并制备了 532 nm 激光。对热透镜效应引起的倍频腔模式失配进行了理论分析。在较高基频光注入倍频腔时, 通过重新进行模式匹配, 缓解了模式失配对倍频转换效率的影响, 最终可实现最大倍频转换效率为  $(49.3 \pm 0.45)\%$  的倍频过程, 对应输出功率为 567.0 mW。通过模式清洁剂改善了输出 532 nm 激光的光束质量并有效降低了其强度噪声, 最终实现了输出功率为 470 mW、光束质量因子为 1.05 的低噪声 532 nm 激光, 其在分析频率 1.65 MHz 处达到散粒噪声极限。此倍频系统结构紧凑, 输出功率稳定, 可为集成量子压缩光源提供有效泵浦光场, 在量子精密测量以及量子信息科学等领域中发挥重要作用。

**关键词** 非线性光学; 倍频; 二次谐波; 临界相位匹配; 532 nm 激光; 掺氧化镁铌酸锂晶体

中图分类号

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202047.1108001

## Frequency Doubling System for Integrated Quantum Squeezed Light Source Based on $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ Crystal

Tian Yuhang<sup>1</sup>, Wang Junping<sup>1</sup>, Yang Wenhai<sup>2</sup>, Tian Long<sup>1,3\*</sup>,  
Wang Yajun<sup>1,3</sup>, Zheng Yaohui<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics,  
Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

<sup>2</sup> China Academy of Space Technology (Xi'an), Xi'an, Shaanxi 710100, China;

<sup>3</sup> Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

**Abstract** Based on the  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  crystal, the critical phase matching technology and the semi-monolithic cavity structure are used to perform external cavity frequency doubling and generate 532 nm laser. The mismatch of the frequency-doubling cavity modes caused by the thermal lens effect is theoretically analyzed. When the higher fundamental frequency light is injected into the frequency-doubling cavity, the mode matching is performed again to mitigate the effect of mode mismatch on the frequency doubling conversion efficiency. Finally, the frequency doubling process with the maximum frequency doubling conversion efficiency of  $(49.3 \pm 0.45)\%$  is achieved and the corresponding output power is 567.0 mW. Furthermore, the model cleaner can not only improve the 532 nm laser beam quality but also reduce the intensity noise to realize the output power of 470 mW and the beam quality factor of 1.05 for the low-noise green laser, whose shot noise limit is reached at an analysis frequency of 1.65 MHz. The whole frequency doubling system possesses a compact structure, a stable output power, and can supply an effective pump field for the quantum squeezed light source, and thus it can play an important role in quantum precision

收稿日期: 2020-06-08; 修回日期: 2020-06-23; 录用日期: 2020-07-02

基金项目: 国家自然科学基金(11654002, 11874250, 11804207)、国家重点研发计划(2016YFA0301401)、山西省三晋学者特聘教授项目、山西省重点研发计划(201903D11001)、山西省“1331”重点建设学科、山西省高等学校中青年拔尖创新人才、山西省应用基础研究计划(201801D221006)、陕西省自然科学基金基础研究计划项目(2019JQ-943)

\* E-mail: tianlong@sxu.edu.cn

measurement and quantum information fields.

**Key words** nonlinear optics; frequency doubling; second harmonic generation; critical phase matching; 532 nm laser; MgO:LiNbO<sub>3</sub> crystal

**OCIS codes** 190.4970; 190.4410

## 1 引 言

二次谐波过程可以有效拓展连续单频激光频率范围并用来制备特定频率的连续单频激光,在量子信息科学、激光光谱学以及非线性光学方面有重要应用<sup>[1-6]</sup>。其中,与碱金属原子跃迁谱线对应的倍频过程可以应用于光与原子相互作用的实验中,如通过倍频过程制备的 671 nm 激光可以用于超冷锂原子俘获<sup>[7-8]</sup>;在超冷铷原子俘获以及操控方面,通过倍频过程制备的高功率 780 nm 激光可以作为冷却光<sup>[9-10]</sup>。此外,通过倍频过程产生的 532 nm 激光,在量子模拟方面可以用于制备光晶格并俘获原子<sup>[11-12]</sup>;在空间技术方面,532 nm 激光可以用于激光测距以及光学遥感<sup>[13-14]</sup>等;在量子光学领域,不同频率波段的连续变量压缩态<sup>[15-17]</sup>、纠缠态<sup>[18-19]</sup>以及离散变量纠缠态<sup>[20-21]</sup>等非经典量子态在制备过程中,首先需要通过倍频过程制备参量下转换过程所需的泵浦光。目前,德国研究者通过倍频产生的 532 nm 激光泵浦参量振荡腔,制备的 1064 nm 波段压缩态光场的压缩度最高可达 15 dB<sup>[22]</sup>;本课题组在 2017 年同样利用倍频过程产生的 532 nm 泵浦参量下转换腔,实现了 12.6 dB 明亮压缩态光场的实验制备<sup>[23]</sup>,其输出功率为 100  $\mu$ W。目前,量子信息科学正在向实用化和产业化等方向发展,量子压缩光源作为量子信息科学重要的基础资源,同样需要向集成化和小型化等方向发展。在 2019 年,丹麦技术大学的研究人员采用光纤器件以及集成倍频系统实现了占地面积仅为 30 cm $\times$ 45 cm 的集成量子压缩光源,制备的 1550 nm 压缩态光场的压缩度为 9.3 dB<sup>[24]</sup>,推进了量子压缩光源的实用化进程。在高性能集成化量子压缩光源以及纠缠光源的制备中,都需要高性能的倍频系统提供泵浦光场。因此,研究低成本高性能的集成倍频系统可以为实用化集成量子压缩光源的制备提供有效的支持,并进一步为基于压缩态光场的量子密钥分发、量子精密测量、量子通信以及量子计算等量子信息技术的实用化奠定了基础。

在 1064 nm 波段倍频实验中,2010 年德国 Meier 等<sup>[25]</sup>利用四镜环形腔和硼酸锂(LBO)晶体,采用不断优化倍频腔匹配效率的策略补偿热透镜效

应导致的模式失配,最终在注入 149 W 的 1064 nm 基频光时,实现了 134 W 的 532 nm 倍频光输出,对应转换效率为 90%,这是目前 1064 nm 波段的最高转换效率。2018 年,潘建伟小组将 LBO 晶体置于可缓解热效应的四镜环形腔结构中,在两四面腔镜距离大于两平面腔镜距离的条件下通过增加腔内腰斑直径来缓解热透镜效应<sup>[26]</sup>,实现了 30 W 的 532 nm 激光输出,对应转换效率为 64%,并将其应用在量子模拟方面。在上述两个实验中,研究者均采用 LBO 晶体以及体积较大的四镜环形腔来实现较高功率的 532 nm 激光输出。2016 年,中国工程物理研究院的科研小组利用 I 类非临界相位匹配的三硼酸锂晶体获得了最大功率为 8.73 W 的倍频 532 nm 激光输出,对应倍频转化效率为 68.9%<sup>[27]</sup>。

上述实验中虽利用占地面积较大的四镜腔实现了高功率的 532 nm 激光输出,但是在目前制备高性能连续变量量子压缩光源的实验中,所需泵浦光功率仅需要 300 mW 左右,传统方法是利用参量下转换过程中所需的 PPKTP 晶体完成了泵浦光场的制备<sup>[22-23]</sup>,对应倍频转化效率为 70%左右。然而,目前只有以色列一家公司(Raicol Crystals Ltd.)掌握比较成熟的 PPKTP 晶体加工技术,价格昂贵且生产周期长,不利于推动实用化低成本集成量子压缩光源的研发。

本文以铌酸锂晶体(MgO:LiNbO<sub>3</sub>)作为非线性介质,通过临界相位匹配技术实现相位匹配来进行倍频转换。理论设计了半整块腔型结构,在考虑热透镜效应影响的条件下,分析了腔内热透镜效应对模式失配的影响,并研究了较高泵浦光作用时腔内腰斑的变化。在倍频腔腔长为 32 mm 时(基频光腔内腰斑为 51  $\mu$ m),通过将低功率基频光注入倍频腔,进行了模式匹配,最终可实现最大倍频转换效率为 $(43.8 \pm 0.41)\%$ 的倍频过程,对应输出功率为 481.8 mW;之后在较高功率基频光注入下,根据理论分析重新优化了基频光的模式匹配,缓解了热透镜效应对基频光模式失配的影响,倍频转换效率可进一步提高到 $49.3\% \pm 0.45\%$ ,对应输出的 532 nm 激光功率为 567.0 mW。由于临界相位匹配技术存在走离效应,通过模式清洁剂改善 532 nm 激光光束质量并降低其强度噪声,在分析频率

1.65 MHz 处实现了达到散粒噪声极限的低噪声连续单频 532 nm 激光,经过模式清洁器后 532 nm 激光的输出功率为 470 mW,其光束质量因子为 1.05。此外,此倍频系统采用半整体腔型结构,具有较高的机械稳定性和紧凑的结构等优势,可以为低成本集成量子压缩光源提供优质的泵浦光场,为基于量子压缩光源的精密测量物理以及量子信息科学等的发展提供实验基础。

## 2 理论分析

对于基频光和倍频腔的模式匹配,传统方法是在较低基频光注入情况下扫描倍频腔,并通过改变匹配透镜组的位置和焦距来实现倍频腔模式匹配。然而,在腔长锁定情况下,腔内功率密度会远大于扫描状态下的腔内功率密度,这样在较大注入功率时,非线性晶体的热效应会急剧增加并影响基频光的模式匹配,从而降低倍频转换效率。腔内非线性晶体会引起热透镜效应,因此,需要定量分析热透镜效应导致的模式失配,进而进行预补偿模式失配。

利用临界相位匹配技术实现 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体基频光和倍频光的相位匹配,在不考虑热透镜效应的情况下,倍频转换效率表示为  $\eta = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ ,其中  $P_{\text{in}}$  为输入的基频光功率,  $P_{\text{out}} = E_{\text{NL}} \cdot P_c^2$  为输出的倍频光功率,  $E_{\text{NL}}$  为晶体单穿效率,  $P_c$  为谐振腔内基频光的内腔功率,表示为

$$P_c = \frac{P_{\text{in}} \cdot T_1}{[1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - l)(1 - \Gamma \cdot P_c)}]}, \quad (1)$$

式中:谐振腔输出耦合镜的透射率  $T_1 = 5\%$ ;  $l$  为基频光在谐振腔内损耗;总非线性损耗  $\Gamma = E_{\text{NL}} + \Gamma_{\text{abs}}$ ,其中  $\Gamma_{\text{abs}}$  为倍频光的内腔损耗。根据 Boyd-Kleinman 表达式<sup>[28]</sup>,有

$$E_{\text{NL}} = \frac{4\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L_c}{\epsilon_0 c^3 \lambda n_1 n_2} h(\alpha, \xi, \sigma) \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2/2)L_c], \quad (2)$$

$$h(\alpha, \xi, \sigma) =$$

$$\frac{1}{2\xi} \int_{-2/\xi}^{2/\xi} \int_{-2/\xi}^{2/\xi} dt dt' \frac{\exp[-\alpha(t + t' + \xi) - i\sigma(t - t')]}{(1 + it)(1 - it')}, \quad (3)$$

式中: $\omega$  为基频光角频率; $d_{\text{eff}}$  为 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体的有效非线性系数; $L_c$  为晶体长度; $\epsilon_0$  为真空介电常数; $c$  为真空中的光速; $\lambda$  为基频光波长; $n_1$  为晶体对基频光的折射率; $n_2$  为晶体对倍频光的折射率; $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  分别为基频光和倍频光的吸收系数; $h$  是 Boyd-Kleinman 聚焦因子; $\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2/2)Z_R$ ,其中  $Z_R$  为高斯光束的瑞利长度; $\xi = L_c/Z_R$  为聚焦参量; $\sigma$  为波矢失配; $t$  和  $t'$  为聚焦参量。以上所涉及的参数值分别为: $d_{\text{eff}} = 47 \text{ pm/V}$ ,  $L_c = 6.5 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ ,  $\lambda = 1046 \text{ nm}$ ,  $n_1 = 2.232$ ,  $n_2 = 2.203$ ,  $\alpha_1 = 4.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 2.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ 。

由于 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体的热效应十分严重,热透镜效应是模式失配最主要的影响因素,因此此处仅考虑热透镜效应。热透镜的焦距可表示为

$$f = \frac{\pi k_c \omega_0^2}{P_{\text{out}}(\Delta n/\Delta t)} \times \frac{1}{1 - \exp[-(\alpha_1 - \alpha_2/2)L_c]}, \quad (4)$$

式中: $k_c = 47 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  是晶体的热导率; $\omega_0$  是腔的腰斑半径; $\Delta n/\Delta t = 15.4 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  是热光系数。

为了便于分析,将晶体产生的热透镜效应视为位于晶体中心位置处的薄透镜引起的。在不同的腔长下,考虑热透镜对腔腰斑大小的影响,利用 ABCD 矩阵计算出改变后的腔腰斑大小为  $\omega$ :

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_0} & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\omega = \sqrt{\text{Abs} \left[ \frac{\lambda \sqrt{4 - (a + d)^2}}{2\pi c} \right]}, \quad (6)$$

式中: $L$  为倍频腔的空气隙长度(即输入耦合镜与晶体前端面的距离); $f_0$  为输入耦合镜的焦距; $L_0 =$

$L_c/(2n_1)$ 为晶体端面到热透镜的光学长度; $L_1 = L_c/n_1$ 为晶体光学长度; $\text{Abs}(\cdot)$ 为取绝对值。

根据上述计算可以得到不同腔长下受热透镜影响的腔腰斑大小,因此不同腔长下的模式匹配效率 $\kappa_{00}^{[29]}$ 为

$$\kappa_{00} = 16 \frac{\left[ \int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_z^2 + \omega_{1z}^2} dz \right]^2}{\left[ \left( \int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_z^2} dz \right) \left( \int_0^{L_c} \frac{1}{\omega_{1z}^2} dz \right) \right]}, \quad (7)$$

$$\omega_z = \omega' \times \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_a)\lambda}{\pi \omega'^2} \right]^2}, \quad (8)$$

$$\omega_{1z} = \omega \times \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - L_c/2)\lambda}{\pi \omega^2} \right]^2}, \quad (9)$$

式中: $\omega_z$ 为入射光距原点 $z$ 处的光斑大小; $\omega_{1z}$ 为腔内距原点 $z$ 处的光斑大小; $\omega'$ 为入射光的腰斑大小; $\omega$ 为腔的腰斑大小; $z_a = z_0 \times 10^{-3}$ , $z_0 = 28.75 \times 10^{-3}$  nm 为腰斑与腔的输入耦合镜之间的距离。

在腔长为 32 mm 时计算得到的入射光与倍频腔的模式匹配效率随注入功率的变化如图 1 所示。虚线为优化模式匹配效率前的计算结果,从图 1 中可以看出,随着基频光功率的增加,热透镜效应对腔内模式匹配效率的影响逐渐增大,使得模式匹配效率明显下降。在考虑热透镜效应影响后重新计算模式匹配效率,从图 1 中实线可以看出,在考虑热透镜对腰斑的影响后,模式失配得到明显改善,从而倍频转换效率增加。

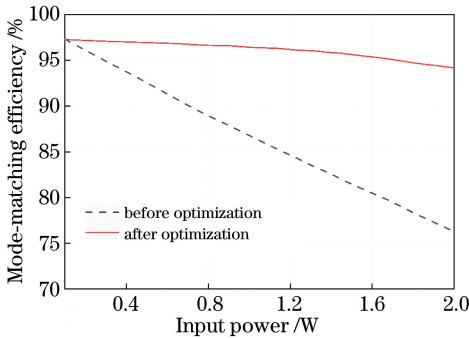


图 1 模式匹配效率随注入功率的变化

Fig. 1 Mode-matching efficiency versus input power

### 3 实验装置及过程

基于上述理论分析,开展相关实验研究,图 2 为实验装置图。采用山西大学宇光公司生产的 1064 nm 全固态激光器作为基频光源,激光首先通

过光学隔离器(OI 1),OI 1 的作用是防止下游光路中的反向光反馈到激光器中影响激光器的工作;之后激光通过一个精细度为 284 的光学模式清洁器(MC 1),MC 1 可优化激光器输出光束的空间模式、偏振模式并有效降低激光的强度噪声;紧接着激光通过第二个光学隔离器(OI 2),OI 2 可防止倍频腔(SHG)反射的光束反馈到 MC 1 中影响其稳定工作;经过 MC 1 降噪的基频激光经过一个由负透镜和正透镜组成的透镜组进行高斯基频光束与倍频腔模式的匹配,正负透镜的组合使用可以有效变换光束腰斑,可以更好地实现倍频腔的模式匹配;通过一个半波片对注入倍频腔的基频光偏振进行调节,倍频腔所需的基频光偏振为水平偏振。实验中倍频腔采用半整块平凹腔型,此腔型具有体积小、方便调节、内腔损耗低以及稳定性高等优势。输入耦合镜的内表面为曲率半径为 30 mm 的凹面,镀膜参数为高反镜(HR)反射率 $>99.9\%$ @532 nm,透过率为 $5\%$ @1064 nm。外表面镀膜参数为减反镜(AR)@532 nm&1064 nm。非线性晶体为福建福晶公司生产的 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体,掺杂浓度(质量分数,全文同)为 5%,尺寸为 3 mm×3 mm×6.5 mm,镀膜参数为前端面 AR@532 nm&1064 nm,并将此前端面作为晶体输入端面,后端面高透镜(HT)@532 nm,HR 反射率 $>99.9\%$ @1064 nm。由于使用国产 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体代替国外 PPKTP 晶体进行倍频系统研究,成本得到有效降低。

采用 PDH(Pound-Drever-Hall)边带锁定法进行滤波腔的锁定。基于 AD9959 芯片的信号发生器产生两路高频信号(32.6 MHz),其中一路信号用于驱动自制共振型电光调制器,此电光调制器采用楔形电光晶体设计,可有效减弱双折射效应产生的剩余振幅调制作用<sup>[30]</sup>;另外一路信号经过混频器与共振型光电探测器<sup>[31]</sup>混频后得到误差信号,此误差信号之后经过低通滤波器、自制比例积分微分控制系统和自制高压伺服系统后反馈给倍频腔输出腔镜上的压电陶瓷,进而锁定倍频腔的腔长。

倍频腔输出的绿光经过另一组匹配透镜组后被耦合到光学模式清洁器(MC 2)上,MC 2 用于改善绿光光斑的空间模式并降低噪声特性<sup>[32]</sup>。此模式清洁器是三镜环形腔结构,其输入镜和输出镜的绿光激光透过率均为 1%;凹面镜焦距为 1 m,透射率为 99.99%;精细度为 254。模式清洁器输出的绿光经过一个 532 nm 可折叠高反镜后,用功率计(PM)测量 MC 2 输出绿光的功率稳定性,之后将折叠镜



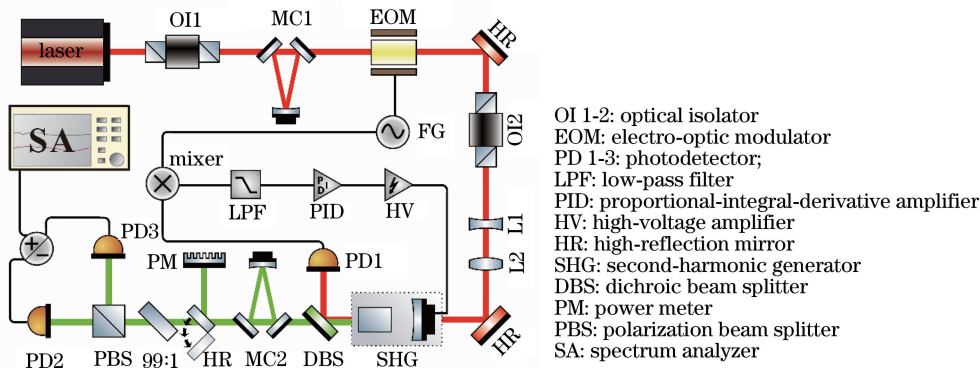


图 2 实验装置图

Fig. 2 Experimental setup

放平，MC 2 输出的绿光经过一个光功率比值为 99:1 的分束镜被分成两束激光，其中透射的 1% 绿光经过偏振分束棱镜 (PBS) 分光后，利用由 PD 2 和 PD 3 组成的自平衡零拍探测器组对其进行探测，并利用频谱分析仪 (SA) 进行绿光强度噪声测量。

4 实验结果及分析

首先在较低基频光功率注入时调节倍频腔模式匹配，最终模式匹配效率为 97.3%。之后进行倍频腔锁定并测量倍频转换效率，当注入基频光功率增加时，倍频转换效率逐渐上升，在基频光功率为 1.1 W 时，可实现最大倍频转换效率为  $(43.8 \pm 0.41)\%$  的倍频过程，对应 532 nm 激光输出功率为 481.8 mW。之后继续增加基频光功率时，热透镜效应对倍频腔模式匹配的影响逐渐加重，倍频转换效率逐步降低。根据在不考虑热透镜效应时计算的倍频腔倍频转换效率随注入功率的变化曲线 (图 3 中实线)，可以看到实际测得的倍频转换效率明显受热透镜效应的影响，尤其是在高功率基频光注入时。根据上述理论分析可知，热透镜效应会导致倍频腔腔内腰斑变大。在基频光功率为 600 mW 及其以上时，根据在考虑

热透镜效应时腔内腰斑的变化趋势，通过改变透镜组位置重新进行模式匹配，之后测量倍频转换效率。图 3 中红色数据点为优化模式匹配后的实验结果，在基频光功率为 1.15 W 时，可实现最大倍频转换效率为  $(49.3 \pm 0.45)\%$  的倍频过程，对应 532 nm 激光输出功率为 567.0 mW，与理论计算结果基本吻合。从实验结果可知，在考虑了热透镜效应对倍频腔模式失配的影响后，较高基频光注入时通过重新进行模式匹配来补偿热透镜效应的影响，可进一步提高倍频转换效率。除了热效应引起的模式失配之外，受相位失配、绿光诱导红外吸收、掺杂离子不均匀、内腔损耗、晶体吸收系数以及非线性系数等因素的限制，在基频光功率为 1 W 以上后，倍频系统的输出功率趋于饱和。

紧接着测量了在泵浦功率为 1.15 W 时，经过模式清洁剂后的倍频光的功率稳定性，实验结果如图 4 所示。此模式清洁剂可以有效优化倍频光的光束质量、偏振特性并降低强度噪声，对 532 nm 倍频光的透射率为 82.9%，对应输出功率为 470 mW。根据均方根误差公式计算得到其功率波动为

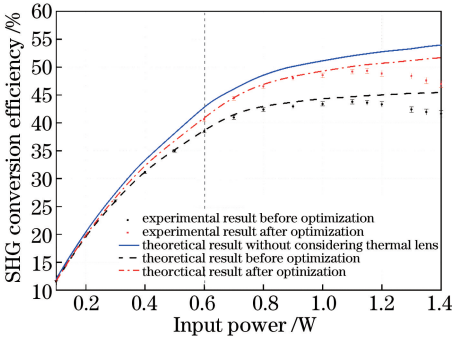


图 3 实验测得的倍频转换效率随注入功率的变化

Fig. 3 SHG conversion efficiency obtained experimentally versus input power

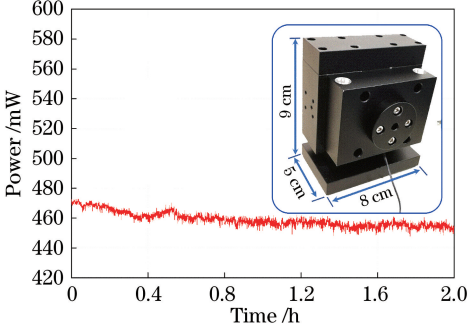


图 4 倍频腔输出的 532 nm 倍频光的功率稳定性和整体腔型结构

Fig. 4 Power stability of 532 nm laser outputted from frequency doubling cavity and integral cavity structure

1.05%，因为受绿光诱导红外吸收以及热效应引起的相位失配等的影响，腔内损耗增加，倍频系统的输出功率随着时间的演化而略有下降<sup>[33]</sup>。由于倍频腔采用整体腔型结构，其尺寸为8 cm×5 cm×9 cm（实物如图4中插图所示），因此该倍频系统在稳定性和紧凑性上有明显优势，完全可以作为集成量子压缩光源的泵浦光。

利用光束质量分析仪测量了经过模式清洁剂前、后倍频光的光束质量因子 $M^2$ ，测量结果如图5所示。其中，图5(a)为经过模式清洁剂前倍频光的光束质量因子，其在水平、竖直方向上的分量分别为 $M_x^2 =$

4.03 和  $M_y^2 = 2.90$ ，光束质量因子较差是因为所采用的临界相位匹配技术存在走离效应。图5(b)为经过模式清洁剂后输出的倍频光的光束质量因子，其在水平、竖直方向上的分量分别为 $M_x^2 = 1.06$  和  $M_y^2 = 1.05$ 。可以看出模式清洁剂有效改善了输出倍频光的光束质量。之后利用透射率为1%的分束镜对模式清洁剂输出的倍频光进行分束，并利用自零拍探测系统测量透射的532 nm倍频光的强度噪声，实验结果如图6所示，其中RIN为绿光激光的强度噪声曲线，SNL为散粒噪声极限。实验结果表明，532 nm激光在分析频率1.65 MHz处达到散粒噪声极限。

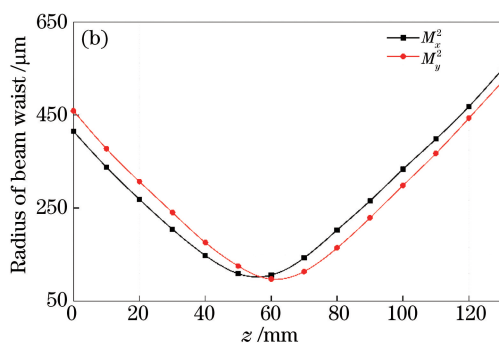
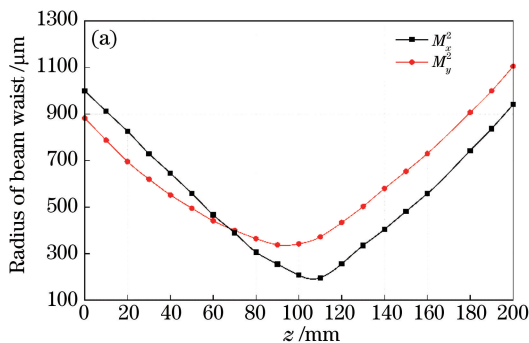


图5 532 nm 倍频光的光束质量因子测量结果。(a)经过模式清洁剂前；(b)经过模式清洁剂后  
Fig. 5 Measured beam quality factors of 532 nm frequency doubling laser. (a) Before mode cleaner; (b) after mode cleaner

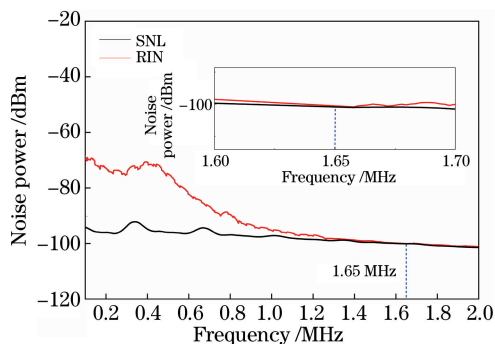


图6 输出的532 nm 绿光的强度噪声  
Fig. 6 Intensity noise of outputted 532 nm green laser

## 5 结 论

通过理论分析热透镜效应对半整块倍频腔模腰斑的影响，定量分析了高功率基频光注入时，倍频腔腔内腰斑半径的变化以及基频光的模式失配量。通过重新优化模式匹配来补偿热透镜效应对倍频转化效率的影响，在1.15 W基频光注入时，实现了567.0 mW绿光的输出，对应倍频转化效率为 $(49.3 \pm 0.45)\%$ 。利用模式清洁剂对绿光的空问模式以及强度噪声进行优化，实现了输出功率为470 mW、光束质量因子为1.05且在分析频率为

1.65 MHz处达到散粒噪声极限的低噪声绿光激光输出。此倍频腔集成度高，稳定性好，采用性价比更高的 $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ 晶体，为制备实用化集成量子压缩光源提供了技术支撑，并为推动基于量子压缩光源的量子信息科学的实用化进程奠定了基础。

## 参 考 文 献

- [1] Yan Z H, Wu L, Jia X J, et al. Establishing and storing of deterministic quantum entanglement among three distant atomic ensembles [J]. Nature Communications, 2017, 8: 718.
- [2] Vahlbruch H, Mehmet M, Lastzka N, et al. Observation of squeezed light with 10-dB quantum-noise reduction[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(3): 033602.
- [3] Dwyer S, Barsotti L, Chua S, et al. Squeezed quadrature fluctuations in a gravitational wave detector using squeezed light[J]. Optics Express, 2013, 21(16): 19047-19060.
- [4] Zhang T, Goh K W, Chou C, et al. Quantum teleportation of light beams[J]. Physical Review A, 2003, 67(3): 033802.
- [5] Sun X C, Wang Y J, Tian L, et al. Dependence of the squeezing and anti-squeezing factors of bright

- pulsed light on the seed beam power and pump beam noise[J]. Optics Letters, 2019, 44(7): 1789-1792.
- [6] Niu N, Qu D P, Dou W, et al. 348.9 nm intra-cavity frequency-doubling ultraviolet laser in blue laser diode pumped Pr : YLF crystal [J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(12): 1201003.  
牛娜, 曲大鹏, 窦微, 等. 蓝光二极管抽运掺镨氟化钪晶体腔内倍频 348.9 nm 紫外激光器[J]. 中国激光, 2018, 45(12): 1201003.
- [7] Cui X Y, Shen Q, Yan M C, et al. High-power 671 nm laser by second-harmonic generation with 93% efficiency in an external ring cavity[J]. Optics Letters, 2018, 43(8): 1666-1669.
- [8] Yao X C, Chen H Z, Wu Y P, et al. Observation of coupled vortex lattices in a mass-imbalance Bose and fermi superfluid mixture [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(14): 145301.
- [9] Guo S L, Ge Y L, Han Y S, et al. Investigation of optical inhomogeneity of MgO : PPLN crystals for frequency doubling of 1560 nm laser [J]. Optics Communications, 2014, 326: 114-120.
- [10] Dingjan J, Darquié B, Beugnon J, et al. A frequency-doubled laser system producing ns pulses for rubidium manipulation[J]. Applied Physics B, 2006, 82(1): 47-51.
- [11] Bakr W, Gillen J, Peng A, et al. A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice[J]. Nature, 2009, 462(7269): 74-77.
- [12] Simon J, Bakr W, Ma R C, et al. Quantum simulation of antiferromagnetic spin chains in an optical lattice[J]. Nature, 2011, 472(7343): 307-312.
- [13] Meng W D, Zhang H F, Deng H R, et al. 1.06  $\mu\text{m}$  wavelength based high accuracy satellite laser ranging and space debris detection[J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(1): 019502.  
孟文东, 张海峰, 邓华荣, 等. 基于 1.06  $\mu\text{m}$  波长的空间合作目标及碎片高精度激光测距试验[J]. 物理学报, 2020, 69(1): 019502.
- [14] Yin W B, Ma W G, Wang L R, et al. Research on the distributed optical remote sensing of methane employing single laser source [J]. Chinese Optics letters, 2004, 2(2): 86-88.
- [15] Shi S P, Wang Y J, Yang W H, et al. Detection and perfect fitting of 13.2 dB squeezed vacuum states by considering green-light-induced infrared absorption [J]. Optics Letters, 2018, 43(21): 5411-5414.
- [16] Wan Z J, Feng J X, Li Y J, et al. Comparison of phase quadrature squeezed states generated from degenerate optical parametric amplifiers using PPKTP and PPLN [J]. Optics Express, 2018, 26(5): 5531-5540.
- [17] Burks S, Ortalo J, Chiummo A, et al. Vacuum squeezed light for atomic memories at the D2 cesium line[J]. Optics Express, 2009, 17(5): 3777-3781.
- [18] Takei N, Lee N, Moriyama D, et al. Time-gated Einstein-Podolsky-Rosen correlation [J]. Physical Review A, 2006, 74(6): 060101.
- [19] Eberle T, Händchen V, Schnabel R. Stable control of 10 dB two-mode squeezed vacuum states of light [J]. Optics Express, 2013, 21(9): 11546-11553.
- [20] Pan J W, Bouwmeester D, Daniell M, et al. Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement [J]. Nature, 2000, 403(6769): 515-519.
- [21] Bao X H, Qian Y, Yang J, et al. Generation of narrow-band polarization-entangled photon pairs for atomic quantum memories [J]. Physical Review Letters, 2008, 101(19): 190501.
- [22] Vahlbruch H, Mehmet M, Danzmann K, et al. Detection of 15 dB squeezed states of light and their application for the absolute calibration of photoelectric quantum efficiency [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(11): 110801.
- [23] Yang W H, Shi S P, Wang Y J, et al. Detection of stably bright squeezed light with the quantum noise reduction of 12.6 dB by mutually compensating the phase fluctuations [J]. Optics Letters, 2017, 42(21): 4553-4556.
- [24] Arnbak J, Jacobsen C S, Andrade R B, et al. Compact, low-threshold squeezed light source [J]. Optics Express, 2019, 27(26): 37877-37885.
- [25] Meier T, Willke B, Danzmann K. Continuous-wave single-frequency 532 nm laser source emitting 130 W into the fundamental transversal mode [J]. Optics Letters, 2010, 35(22): 3742-3744.
- [26] Chen H Z, Liu X, Wang X Q, et al. 30 W, sub-kHz frequency-locked laser at 532 nm [J]. Optics Express, 2018, 26(26): 33756-33763.
- [27] Xu X F, Lu Y H, Zhang L, et al. Technical study of 8.7 W continuous wave single frequency green laser based on extra-cavity frequency doubling[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(11): 1101010.  
许夏飞, 鲁燕华, 张雷, 等. 外腔谐振倍频 8.7 W 连续单频绿光技术研究[J]. 中国激光, 2016, 43(11): 1101010.
- [28] Boyd G D, Kleinman D. Parametric interaction of focused Gaussian light beams[J]. Journal of Applied Physics, 1968, 39(8): 3597-3639.
- [29] Zhang W H, Yang W H, Shi S P, et al. Mode

- p matching in preparation of squeezed field with high compressibility[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(11): 1112001.
- 张文慧, 杨文海, 史少平, 等. 高压缩度压缩态光场制备中的模式匹配[J]. 中国激光, 2017, 44(11): 1112001.
- [30] Li Z X, Tian Y H, Wang Y J, et al. Residual amplitude modulation and its mitigation in wedged electro-optic modulator[J]. Optics Express, 2019, 27(5): 7064-7071.
- [31] Zhang H Y, Wang J R, Li Q H, et al. Experimental realization of high quality factor resonance detector[J]. Journal of Quantum Optics, 2019, 25(4): 456-462.
- 张宏宇, 王锦荣, 李庆回, 等. 高品质因子共振型光电探测器的实验研制[J]. 量子光学学报, 2019, 25(4): 456-462.
- [32] Shi S P, Yang W H, Zheng Y H, et al. Noise analysis of single-frequency laser source in preparation of squeezed-state light field[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(7): 0701009.
- 史少平, 杨文海, 郑耀辉, 等. 压缩态光场制备中的单频激光源噪声分析[J]. 中国激光, 2019, 46(7): 0701009.
- [33] Kerdoncuff H, Christensen J B, Brasil T B, et al. Cavity-enhanced sum-frequency generation of blue light with near-unity conversion efficiency[J]. Optics Express, 2020, 28(3): 3975-3984.