

1560 nm 激光经 PPLN 和 PPKTP 晶体准 相位匹配倍频研究

郭善龙 韩亚帅 王 杰 杨保东 何 军 王军民

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

摘要 将 1560 nm 光栅反馈复合腔半导体激光器产生的连续激光注入掺铒光纤放大器, 放大至约 5 W, 分别采用周期极化铌酸锂(PPLN)和周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体单次穿过进行准相位匹配倍频, 对应获得约 336 mW 和 210 mW 的 780 nm 激光输出, 倍频效率约为 7% 和 4.4%。通过监视倍频光纵模, 显示其具有良好的单频输出特性。此外, 还扫描测得了 Rb 原子 D₂ 线的吸收光谱, 表明 780 nm 激光的频率调谐范围大于 10 GHz。采用无调制偏振光谱技术将 1560 nm 半导体激光器频率锁定至⁸⁷Rb 5S_{1/2}(Fg=2)–5P_{3/2}(Fe=3)超精细跃迁线上。相对于自由运转 450 s 内 1560 nm 激光频率起伏约 4 MHz, 锁定后可将残余频率起伏压低至 1.5 MHz 左右。

关键词 非线性光学; 倍频; 准相位匹配; 周期极化铌酸锂晶体; 周期极化磷酸氧钛钾

中图分类号 O437.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201232.0319001

Investigation of Quasi-Phase-Matching Frequency Doubling of 1560 nm Laser by Use of PPLN and PPKTP Crystals

Guo Shanlong Han Yashuai Wang Jie Yang Baodong He Jun Wang Junmin

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

Abstract The continuous-wave (CW) light obtained by the 1560 nm external-cavity diode laser (ECDL) is amplified to about 5 W by a erbium-doped fiber amplifier (EDFA). The periodically poled lithium niobate crystal and the periodically poled potassium titanium oxide phosphate crystal are used to perform single-pass quasi-phase-matched frequency doubling. The 780 nm laser power of about 336 mW and 210 mW, the frequency doubling efficiency about 7% and 4.4% are obtained. It shows that the good characteristic of single frequency output by monitoring the longitudinal mode of 780 nm laser. Additionally, the absorption spectra for Rb atom line D₂ are scanned, and the tunable range of the 780 nm laser is more than 10 GHz. The ECDL is locked to ⁸⁷Rb 5S_{1/2}(Fg=2)–5P_{3/2}(Fe=3) hyperfine transition via modulation-free polarization spectroscopy. Compared with frequency fluctuation of about 4 MHz for ECDL free running within 450 s, the residual frequency fluctuation can be squeezed below about 1.5 MHz after being locked.

Key words nonlinear optics; frequency doubling; quasi-phase matching; periodically poled lithium niobate crystal; periodically poled potassium titanium oxide phosphate crystal

OCIS codes 190.2620; 190.7220; 160.3730; 140.4480

1 引 言

780 nm 激光对应于铷原子的 D₂ 线, 在量子信

息存储^[1]、原子的激光冷却与俘获^[2]、量子频标^[3]以及量子保密通讯^[4]等领域中有着广泛的应用。这些

收稿日期: 2011-08-22; 收到修改稿日期: 2011-11-04

基金项目: 国家自然科学基金项目(61078051, 60978017, 11104172)、国家自然科学基金创新群体项目(61121064)、国家重大科学研究计划课题(2012CB921601)、山西省回国留学人员科研项目 and 太原市科技项目人才扶持专项科技明星专题资助课题。

作者简介: 郭善龙(1984—), 男, 博士研究生, 主要从事激光技术与激光光谱等方面的研究。

E-mail: 200922607009@mail.sxu.cn

导师简介: 王军民(1967—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事量子光学、冷原子物理和激光光谱等方面的研究。

E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn(通信联系人)

应用大都要求 780 nm 激光具有高功率、窄线宽的特性。然而,780 nm 半导体激光器(ECDL)一般无法提供足够高的输出功率,须经过光学注入锁定或者经过半导体锥型放大器放大;钛宝石激光器虽可以提供满足实验要求的窄线宽和高功率输出,但价格昂贵。通讯波段 1560 nm 激光经掺铒光纤放大器放大功率后,单次穿过周期极化非线性晶体实现准相位匹配高效倍频,可获得较高输出功率的倍频激光^[5~7],这样的实验装置不仅结构紧凑稳定且价格相对低廉,所得倍频光拥有较高输出功率以及良好的单频特性,能满足实验及实际应用各方面要求,并在激光频率稳定方面也有着显著优势。倍频 780 nm 激光恰对应于铷原子 D_2 线,可以此跃迁线作为密集波分复用网络的 C 波段 1560 nm 激光的间接频率标准,从而避免直接寻求对应 1560 nm 激光的分子跃迁谱线的困难,对于降低密集波分复用网络相邻光信道间信号串扰及推进密集波分复用技术进一步商用化均有重要意义。此外,本系统可用作触发式单光子源实验中所需的 780 nm 短脉冲激发光(4 ns)^[8]。由于采用常规的 780 nm 块状电光振幅调制器,难以将单频连续激光斩成纳秒量级的短脉冲激光。而采用 1.5 μm 光纤通讯波段成熟的波导式高速电光振幅调制器,可将本实验系统中 1560 nm 激光斩成纳秒级脉冲,然后借助于掺铒光纤放大器放大,单次通过周期极化的非线性晶体高效倍频,即可获得所需 780 nm 频率稳定的纳秒脉冲激光^[9]。

商用化光纤放大器的迅速发展使得获得大功率的 1.5 μm 基频光不再困难^[10],能否选择合适的倍频材料成为最终限制倍频转化效率及倍频光输出功率的关键因素。由于周期极化的非线性晶体可以通过周期性改变晶体的非线性极化率实现准相位匹配倍频,利用晶体最大非线性系数^[11],从而获得较高倍频输出功率,所以实验室选用当前常用的两种非线性周期极化晶体材料周期极化铌酸锂(PPLN)和周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)分别对 1560 nm 激光倍频进行了研究和比较。PPLN 晶体有着较高的非线性系数(约 17.2 pm/V),然而实际实验中由于晶体本身的光折变效应而使晶体室温附近操作成为棘手的问题,并且随输入基频光功率升高,这种效应更加明显;PPKTP 晶体虽然允许较低的匹配温度,但有效非线性系数较低(约 10.8 pm/V)。实验室通过比较两种周期极化晶体的相位匹配温度以及相同晶体不同极化周期的相位匹配温度、不同晶体倍频转

换效率,以寻找更适合在较低匹配温度(如室温附近)操作且拥有更好的光束质量和稳定功率的 780 nm 倍频光源,从而为后续实验准备。

本文在先前工作基础上,通过进一步优化聚焦高斯光束并采用精度更高的控温仪,提升了倍频效率,对 PPLN 和 PPKTP 晶体准相位匹配倍频分别获得约 336 mW 和 210 mW 的 780 nm 连续激光输出,对应的倍频效率约为 7% 和 4.4%;同时在较高基频光输入功率(约 1.8 W)下测量了两块晶体的最佳相位匹配温度。而且此次实验尝试采用无调制偏振光谱技术对 1560 nm 激光进行锁频,在较长的监视时间内得到了更低的残余频率起伏,激光器自由运转时 450 s 内典型的频率起伏约 4 MHz 被压低至 1.5 MHz。

2 实验原理及实验装置

2.1 理论分析

光在介质中传播过程中,由于电场的作用,将产生极化,介质的感应极化强度 P 可表示为

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \epsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \dots \quad (1)$$

对于平面波倍频的情况,介质中沿 z 方向传播的基波 E_1 和二次谐波 E_2 各自的耦合波方程可写为

$$\frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = \frac{i\omega_1}{cn_1} d_{\text{eff}} E_2(z) E_1^*(z) \exp(-i\Delta kz), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(z) \exp(i\Delta kz). \quad (3)$$

在近场小信号下,基波与介质在作用过程中变化很小,可认为是常量,即 $dE_1/dz=0$ 。假定高斯光束光斑随传播距离变化很小,可以把高斯分布的光束作为聚焦高斯光束的近似,对(3)式积分可得基波经传播长度 l 后的二次谐波场为

$$E_2(x, y) = \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(x, y) l. \quad (4)$$

基波高斯光束可表示为

$$E_1(r) = E_1 \exp(-r^2/\omega_0^2), \quad (5)$$

式中 ω_0 为基波高斯光束腰斑半径。倍频光波高斯光束可表示为

$$E_2(r) = \frac{i\omega_2}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2 l \exp(-2r^2/\omega_0^2). \quad (6)$$

在折射率为 n 的介质中,光功率密度

$$I = \frac{P}{A} = \frac{1}{2} n \epsilon_0 |E|^2, \quad (7)$$

式中 A 为有效光束截面积,此时倍频光功率可表

示为

$$P_2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_2(r)|^2 r dr d\varphi = \frac{8\pi^2}{c \epsilon_0 n_1^2 n_2 \lambda_1^2} d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{P_1}{\pi \omega_0^2} \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2}, \quad (8)$$

式中 n_1 和 n_2 对应基频光和倍频光的折射率, λ_1 为基频光在真空中波长, P_1 为基频光功率, c 为真空中的光速, ϵ_0 为真空中介电常数, d_{eff} 为有效非线性系数, L 为晶体长度, Δk 为波矢的失配量。对于准相位匹配过程, Δk 表示为^[12]

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - k_m = \frac{2\pi n_2}{\lambda_2} - 2 \frac{2\pi n_1}{\lambda_1} - \frac{2\pi m}{\Lambda}, \quad (9)$$

式中 m 为准相位匹配阶数, 实验中采取一阶准相位匹配, 即 $m=1$ 。 Λ 为晶体的极化周期。

倍频转换过程中倍频转换效率为^[13]

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{8\pi^2}{c \epsilon_0 n_1^2 n_2 \lambda_1^2} d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{P_1}{\pi \omega_0^2} \frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2}, \quad (10)$$

在准相位匹配情况下, 有 $\Delta k = 0$, 则 (10) 式中 $\frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2} = 1$, 这样就可以看到倍频光转换效率由基频光功率 P_1 、晶体长度 L 和高斯光束在晶体中腰斑半径 ω_0 共同决定。在实际实验中常用非线性系数 E_{NL} 来表征非线性转换效率:

$$E_{\text{NL}} = \frac{\eta}{P_1} = \frac{P_2}{P_1^2} = \frac{16\pi^2 L d_{\text{eff}}^2}{c \lambda_1^3 n_1^2 \epsilon_0} \xi, \quad (11)$$

式中 E_{NL} 单位为 %/W, ξ 为聚焦因子, 表征了光束的腰斑半径和晶体长度之间的制约关系, 当晶体满足准相位匹配条件时, 聚焦因子与非线性系数 E_{NL} 成正比例关系。聚焦因子公式 $\xi = L/b$ 表明当 $\xi = 2.84$ 时对应于晶体最佳腰斑半径^[13], 其中 b 为共焦参量, $b = k\omega_0^2$, $k = 2\pi n_1/\lambda_1$ 。利用焦距 f 分别为 76, 60, 50 和 45 mm 的透镜, 分别用作 PPLN 晶体和 PPKTP 晶体单次通过倍频的聚焦透镜, 实验表明适合 PPKTP 晶体的最佳匹配透镜焦距 f 接近 76 mm, 适合 PPLN 晶体的最佳匹配透镜焦距 f 接近 50 mm。

2.2 准相位匹配倍频的实验装置

实验装置如图 1 所示, 窄线宽连续可调谐 (1520~1570 nm) 半导体激光器 (New Focus TLB-6328) 作为种子光源, 通过光隔离器 (隔离度 30 dB) 后, 再经消光比为 50 dB 的格兰-泰勒棱镜起偏, 经保偏光纤耦合至掺铒光纤放大器 (EDFA)。在实验中, EDFA 的输入功率控制为 +1 dBm (1.25 mW), 输出功率最大可达 5 W。EDFA 保偏光纤输出的激光, 经准直透镜调节为近平行光束后, 被一个由 $\lambda/2$ 波片

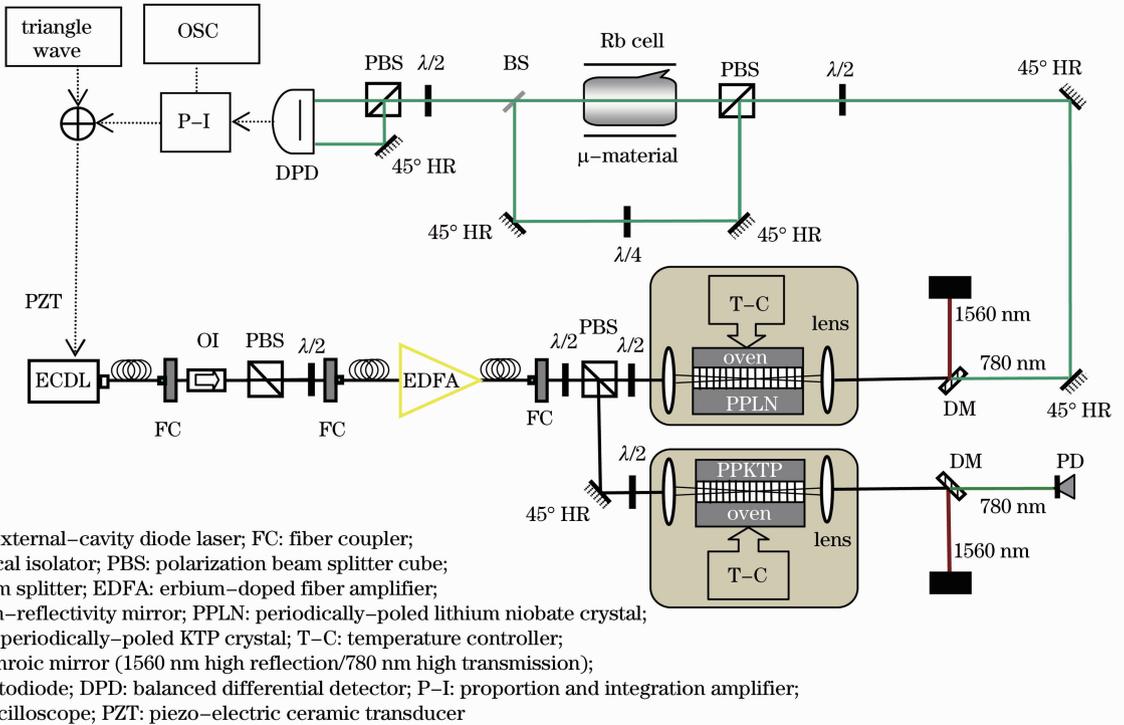


图 1 实验装置示意图, 实线表示光路部分, 虚线表示电路部分

Fig. 1 Schematic of the experimental setup, the solid lines indicate the optical path and the dot lines indicate electronic connections

和 PBS 组成的分光系统分为两部分, 分别送入 PPLN 晶体和 PPKTP 晶体进行准相位匹配倍频。为提高光功率密度, 使用聚焦透镜聚焦高斯光束, 并且使聚焦光束腰斑置于晶体中心。

耦合至 EDFA 单模保偏光纤的光束, 只有当光束偏振面与单模保偏光纤特征轴重合时, 输出光的偏振度才与输入光的偏振度基本相同, 进而输出光束才能具有稳定的偏振特性, 因此实验中先通过旋转格兰-泰勒棱镜, 记录 EDFA 输出光纤最大消光比所对应的棱镜旋转角度, 固定棱镜于该角度。此外, 晶体前 $\lambda/2$ 波片可用来改变入射基频光的偏振

方向, 以期利用晶体最大非线性系数 d_{33} 获得最佳的倍频转换效率^[14]。

实验中所使用的块状多周期 PPLN 晶体 ($1\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 20\text{ mm}$, 美国 Deltronics 公司) 包含 6 个极化周期, 分别为 $19.0, 18.8, 18.6, 18.4, 18.2$ 和 $18.0\ \mu\text{m}$ (通光端面示意图见图 2); 块状单周期 PPKTP 晶体 ($1\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 30\text{ mm}$, 以色列 Racial 公司) 的极化周期为 $24.925\ \mu\text{m}$ 。两块晶体各自的前后通光端面均镀有 1560 nm 和 780 nm 的增透膜。

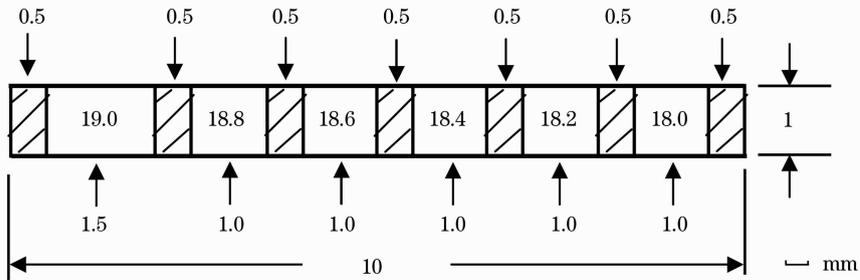


图 2 PPLN 晶体通光端面示意图, 每个空白部分对应一个极化周期

Fig. 2 Diagram of the optical surface for PPLN crystal, each blank part corresponds to one poling period

3 实验结果及讨论

3.1 采用 PPLN 和 PPKTP 晶体对 1560 nm 连续激光准相位匹配倍频时的匹配温度

准相位匹配倍频过程无须考虑角度匹配问题, 仅需将温度调谐至最佳相位匹配温度就可实现高效倍频转换。因此, 分别测量了 PPLN 晶体和 PPKTP 晶体各自的最佳匹配温度。PPLN 晶体所用控温仪的控温范围为 $40 \sim 200\text{ }^\circ\text{C}$, 控温精度可达 $0.1\text{ }^\circ\text{C}$ 。实验中晶体包裹于控温炉内部的具良好导热性能紫铜槽中, 炉体外部再用耐高温的“聚矾”绝热材料包裹, 以减少炉体与外界的热交换。控温采

用炉内电阻丝加热, 同时由热敏电阻探测炉体实时温度并反馈。先对各个周期进行了理论计算: PPLN 晶体极化周期 $19.0, 18.8, 18.6, 18.4, 18.2, 18.0\ \mu\text{m}$ 对应最佳相位温度分别为 $102.8\text{ }^\circ\text{C}, 162.3\text{ }^\circ\text{C}, 218.9\text{ }^\circ\text{C}, 268.75\text{ }^\circ\text{C}, 315.15\text{ }^\circ\text{C}$ 和 $359.05\text{ }^\circ\text{C}$ 。由于控温炉控温范围限制, 所以实验上只比较了 $19.0\ \mu\text{m}$ 和 $18.8\ \mu\text{m}$ 这两个极化周期, 而且理论计算表明其余周期匹配温度太高, 也有悖于我们实验的初衷。实验上测量到 PPLN 晶体 $19.0\ \mu\text{m}$ 和 $18.8\ \mu\text{m}$ 两个周期所对应的的最佳匹配温度为别为 $102.3\text{ }^\circ\text{C}$ 和 $161.9\text{ }^\circ\text{C}$, 匹配温度带宽(半峰全宽)均约为 $4\text{ }^\circ\text{C}$, 如图 3(a) 和 (b) 所示。通常情况

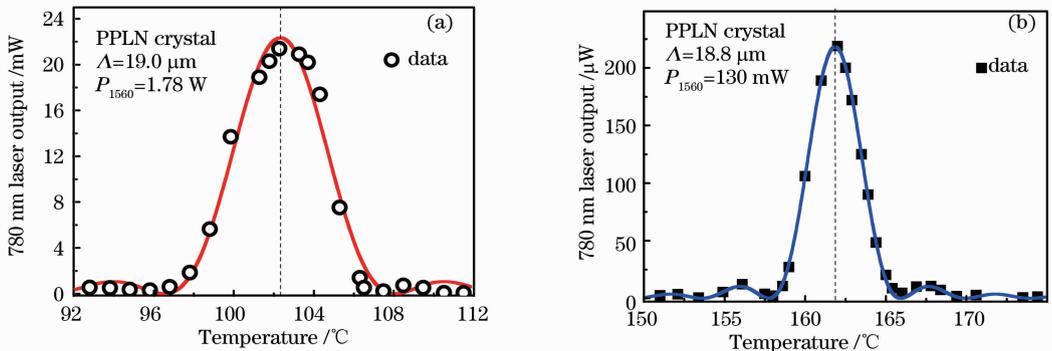


图 3 PPLN 晶体 $19.0\ \mu\text{m}$ (a) 和 $18.8\ \mu\text{m}$ (b) 极化周期对应相位匹配温度曲线

Fig. 3 Phase matching temperature curve for the $19.0\ \mu\text{m}$ (a) and $18.8\ \mu\text{m}$ (b) poling period of PPLN crystal

下, LiNbO₃ 晶体及周期极化的 PPLN 晶体在非线性频率转换过程中(包括倍频), 存在光折变损伤, 一般须将晶体温度控制在 100 °C 以上或更高, 或者在晶体生长过程中掺入适量的 MgO, 即可抗光折变损伤。在本实验室前期采用 PPLN 进行 1560~780 nm 准相位匹配倍频的实验工作中, 为了抗光折变损伤, 使用了 PPLN 晶体 18.8 μm 的极化周期^[5,6], 其匹配温度高达 162 °C。本次实验工作中, 尝试了 PPLN 晶体 19.0 μm 的极化周期倍频, 其匹配温度约 102 °C, 在约 5 W 的 1560 nm 基频光输入的情况下, 实验中没有观测到光折变损伤。和之前实验数据相比^[6], 可以看到最佳相位温度有明显下降的趋势, 符合温度补偿效应(由于较高基频光功率输入, 使得晶体材料的热效应变得越来越明显, 因而导致了非线性晶体升温, 这样晶体控温炉须降低自身温度以补偿晶体的升温, 表现为控温炉显示最佳匹配温度降低)。

对于 PPKTP 晶体, 晶体控温所采用的控温仪为 Newport 公司 Model 350B 型精密控温仪, 所使用的温度传感器为 AD592(测温范围为一 20 °C ~ +120 °C)。该传感器在 PPKTP 晶体的最佳匹配温度区域附近有较高灵敏度, 同时可以直接显示晶体温度变化, 而不需像通常热敏电阻(如标准 10 kΩ 热敏电阻或 100 kΩ 热敏电阻)要通过阻值换算成对应的温度值, 避免换算过程带来的误差。晶体控温炉用导热性能良好的紫铜材料加工制作, 将晶体四周裹好铝箔后镶嵌入控温炉中, 采用帕尔贴元件为控温炉加热或制冷。同样通过调节晶体的工作温度达到最佳的相位匹配。控制 PPKTP 晶体入射基频光功率约为 1.8 W, 缓慢调谐晶体温度, 找到该功率下 PPKTP 晶体最佳匹配温度约为 76.57 °C, 匹配

温度带宽约 6 °C, 如图 4 所示。

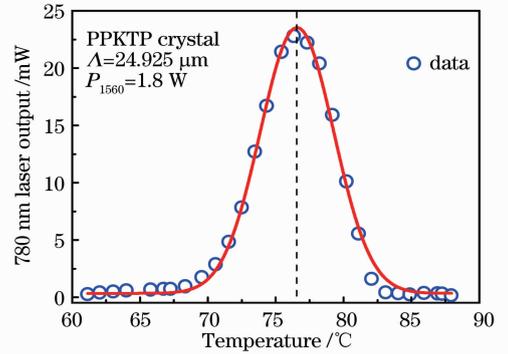


图 4 PPKTP 晶体相位匹配温度曲线
Fig. 4 Phase matching temperature curve for PPKTP crystal

3.2 1560 nm 连续激光单次穿过 PPLN 和 PPKTP 晶体的倍频特性比较

为了比较两块晶体倍频特性, 我们绘制了两块晶体各自倍频光输出功率以及倍频效率随基频光输入功率变化的关系图。控制基频光在相近输入功率水平下, 选用 PPLN 晶体和 PPKTP 晶体各自最佳匹配的聚焦透镜, 通过 5 维调节架控制 PPLN 晶体和 PPKTP 晶体到最佳位置, 同时控制晶体至各自合适的相位匹配温度, 然后逐渐增加输入基频光功率直至 5 W 附近, 得到图 5 所示实验结果[实验所得倍频光通过一片透射损耗约为 2% 的双色镜从基频光中分离(见图 1)]。图中空心圆点为所测倍频光功率随基频光功率变化的实验数据, 黑色实线为根据实验所测得的非线性转化系数 E_{NL} (PPLN 为 1.45 %/W; PPKTP 为 0.93 %/W), 代入倍频光功率(10)式以及倍频效率转换(11)式计算所得理论曲线; 空心方块为倍频转换效率的实验数据, 同理, 蓝色实线为根据(10)式和(11)式计算所得理论曲线。

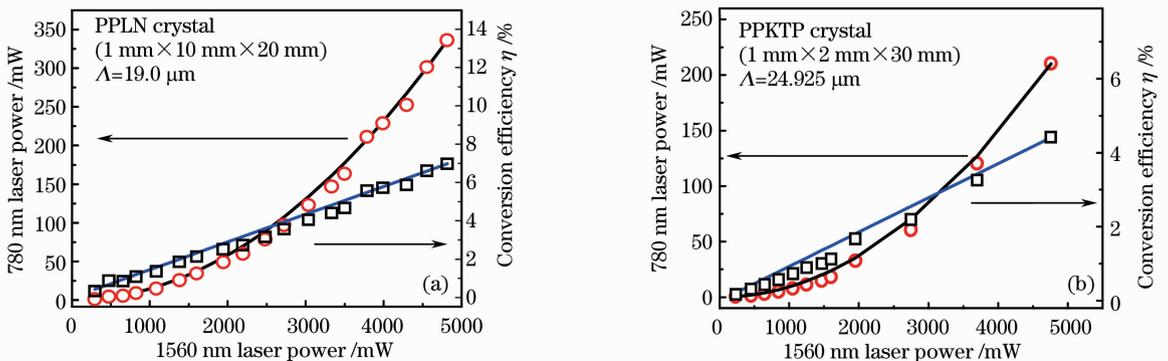


图 5 采用 PPLN 晶体(a)及 PPKTP 晶体(b)倍频得到的 780 nm 倍频光随 1560 nm 基频光功率的变化
Fig. 5 Variation of the 780 nm second-harmonic wave laser output power with the 1560 nm fundamental-wave laser input power for the PPLN crystal (a) and the PPKTP crystal (b)

图 5 中,利用 PPLN 晶体倍频可获得 780 nm 激光最大功率输出约为 336 mW,对应的倍频效率约为 7%,非线性转化系数 E_{NL} 约为 1.45 %/W; PPKTP 晶体倍频可获得 780 nm 激光最大功率输出约为 210 mW,对应的倍频效率约为 4.4%,非线性转化系数 E_{NL} 约为 0.93 %/W。所得实验倍频效率与理论计算效率基本吻合,但是实验所测非线性系数低于 Miller 等^[15]所测非线性系数 $E_{NL}=8.5$ %/W,考虑主要因素可能在于实际测量时未能将晶体中心腰斑聚焦到两块晶体各自理论对应最佳腰斑半径(PPLN 为 35.2 μm ,PPKTP 为 51.2 μm),从而导致整块晶体的长度不能全部发挥作用,使最终所测非线性转化系数偏低。未来工作中要对聚焦光束腰斑进一步优化以期得到更高的倍频转化效率。与本实验室前期对 PPLN 晶体倍频实验工作(PPLN 晶体选用了 18.8 μm 的极化周期)^[5]相比较,本次实验工作中选用了 PPLN 晶体 19.0 μm 的极化周期,并将 1560 nm 基频光功率输出大约提高至 5 W,获得了更高的倍频光输出功率和更高的倍频转换效率,同时对 PPKTP 晶体也做了相关倍频实验工作。

连续激光通过晶体倍频,目前有多种方法可提高其倍频效率:1)多块晶体级联:Thompson 等^[16]利用两块 PPLN 晶体做级联,在基频光注入功率 4.6 W 下,获得约 900 mW 的倍频光,倍频转化效率约为 19.6%;Samanta 等^[17]利用单次穿过三块级联晶体倍频获得高达 56%的倍频转化效率。以后可利用已有的两块 PPLN 晶体尝试晶体级联倍频。2)外腔谐振倍频:由于腔镜均镀高反膜,所以基频光可以在腔内多次反射往返进而起到重复倍频的效

果,相对于单次穿过晶体倍频而言,可认为是增加了晶体的有效长度,因而倍频效率得到显著提升。然而对于铷原子冷却实验,如果采取对载波加相位调制产生 ± 1 级频率边带,然后利用载波和边带分别充当冷却光和反抽运光进行铷原子冷却的方案^[2,18,19],由于谐振腔本身带宽较窄,无法在谐振腔内同时实现载波和冷却光的倍频(除非边带调制频率严格等于腔的纵模间隔),则这种谐振倍频方式有其自身的局限。文中实验工作利用通讯波段发展成熟且价格相对低廉的光纤器件,通过光纤连接各器件,这样的激光系统结构紧凑且性能稳定,可显著地增强对外界环境的抗干扰的性能^[2,18,19],不仅适于 1560 nm 激光倍频用作 Rb 原子冷却系统,还可用作 1534 nm 激光倍频后 K 原子冷却系统^[19]。

3.3 1560 nm 基频光和 780 nm 倍频光的模式

为表征 1560 nm 基频光和 780 nm 倍频光单频特性,分别扫描了 1560 nm 和 780 nm 共焦法布里-珀罗(F-P)腔,监视了二者的模式运转情况。所用共焦 F-P 腔腔体均由热膨胀系数很低的殷钢制成,同时用隔振较好的橡胶垫将腔体与实验平台隔离,减小外部振动对腔体的影响。图 6(a)为典型的扫描 1560 nm 共焦腔(腔长 30 mm,自由光谱区为 2.5 GHz)透射谱。扫描三角波电压幅度为 0~220 V,扫描频率 70 Hz,得到共焦 F-P 腔的精细度约为 150。图 6(b)为扫描 780 nm 共焦 F-P(腔长 102 mm,自由光谱区为 735 MHz)时的典型透射谱。对应共焦 F-P 腔的精细度约为 10。从图 6(a)和(b)中可以看到 1560 nm 基频光和 780 nm 倍频光均以单纵模运转。

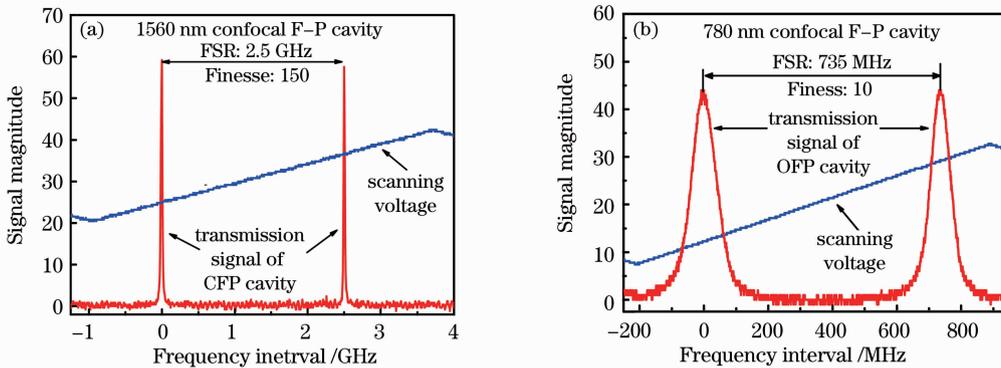


图 6 采用共焦 FP 腔对 1560 nm 基频光(a)和 780 nm 倍频光(b)模式进行测量的结果

Fig. 6 Diagram of longitudinal mode measured by confocal F-P cavities for 1560 nm fundamental-wave laser (a) and 780 nm second-harmonic-wave laser (b)

3.4 780 nm 倍频光的频率调谐及激光频率锁定

为了明确倍频光频率可调谐范围并实现对 1560 nm 激光频率的锁定,通过扫描 ECDL 激光器的压电陶瓷电压,采用铷原子气室(^{87}Rb 、 ^{85}Rb 天然丰度)得到 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 原子 $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ 能级间(D_2 线)的多普勒展宽的吸收谱线,如图 7 所示。图中 a, b, c, d 分别对应于 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=2$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=1, 2, 3$), ^{85}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=3$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=2, 3, 4$), ^{85}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=2$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=1, 2, 3$)以及 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=1$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=0, 1, 2$) 跃迁对应的谱线,横轴以采用 ^{87}Rb 原子基态 $5S_{1/2}$ 的超精细分裂频率间隔(a 和 d 谱线中心的频率间隔为 6834 MHz)作了标定。图 7 表明,通过扫描 1560 nm ECDL 激光器的压电陶瓷电压,至少可以对 780 nm 倍频光频率实现 10 GHz 的连续调谐。

调节加在激光器压电陶瓷上的三角波(约 25 Hz)的幅值和偏置,可得到倍频光对应于 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=2$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=1, 2, 3$) 跃迁的偏振光谱,如图 8(a) 所示。以 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=2$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=3$) 超精细跃迁线(T3)作为参考频率(峰峰值对应频率间隔约为 16 MHz),采用无调制偏振光谱技术将 1560 nm ECDL 锁定。之所以采用偏振光谱技术来稳定激光器频率,主要是利用其鉴频曲线中心点处斜率较大的特点。因为鉴频曲线中心点处斜率越大,该点对应频率间隔就越小,则对应锁定于该点处的激光器频率起伏范围也越小。由于多普

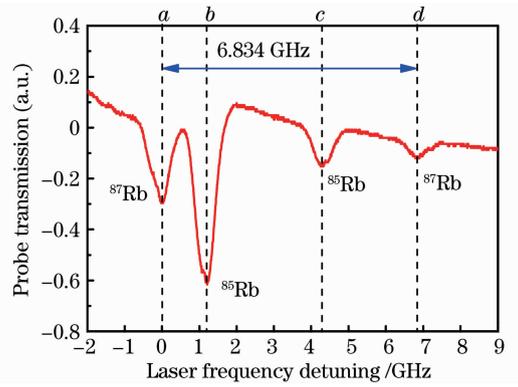


图 7 通过对 1560 nm 基频激光的频率扫描,经由 780 nm 倍频激光测量得到的 ^{87}Rb 和 ^{85}Rb 原子 $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ 跃迁(D_2 线)的吸收光谱

Fig. 7 Doppler-broadened absorption spectra of $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ transition (D_2 line) of ^{87}Rb and ^{85}Rb atoms measured by 780 nm second-harmonic-wave laser while the 1560 nm fundamental-wave laser is frequency scanned linearly

勒展宽的吸收光谱所得到鉴频信号中心点处斜率较小,但对应的频率捕获范围较大;而饱和吸收谱或者偏振光谱这类亚多普勒光谱技术,则可将激光器锁定至 ^{87}Rb 原子超精细跃迁线上,鉴频曲线中超精细跃迁线中心处对应的斜率极大[见图 8(a)],对应频率捕获范围较小,继而锁定激光器后可得到较窄的频率起伏。另外,相对于饱和吸收谱锁频技术而言,偏振光谱技术是一种无调制技术,这种技术无需对激光频率进行调制,避免了给激光器带来额外噪声^[20]。

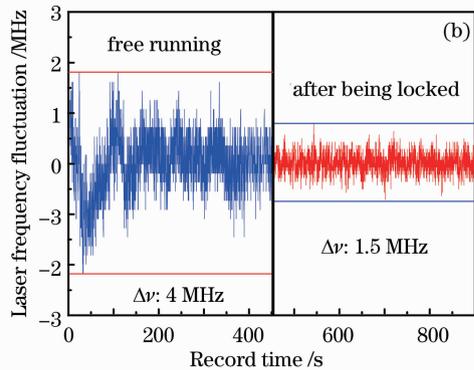
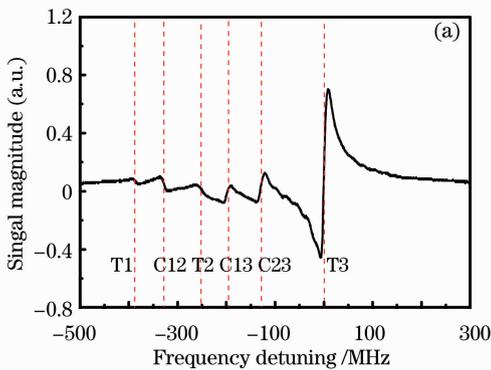


图 8 (a) ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}$ ($Fg=2$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=1, 2, 3$) 跃迁的偏振光谱; (b) 激光器自由运转和锁定后典型频率起伏对比图

Fig. 8 (a) Polarization spectra of ^{87}Rb $5S_{1/2}$ ($Fg=2$) - $5P_{3/2}$ ($Fe=1, 2, 3$) transitions; (b) typical frequency fluctuation comparison diagram between laser diode free-running case and the being locked case

本实验前期采用多普勒展宽的铷原子吸收光谱锁定激光频率^[5]。所用到的注入激光器为 1560 nm 带尾纤的蝶型封装的分布反馈式(DFB)半导体激光器。该激光器自由运转时激光频率起伏较为严重,

且激光器内部尾纤端面存在一定光反馈,对激光器注入电流作三角波扫描时,达不到完全精细地连续扫频,因而难以将激光频率锁定到铷原子的超精细跃迁线上;同时为获得较光滑的鉴频信号,在锁频反

馈环路中采用了较长的积分时间,限制了反馈环路的响应速度,导致稳频结果较差。本实验中,换用1560 nm 光栅反馈半导体激光器做为注入激光器,该激光器自由运转时的频率起伏相对较小,通过对激光器光栅外腔中的压电陶瓷上所加电压进行三角波扫描,可实现激光频率大范围内连续扫描(见图7)。因此,可采用偏振光谱技术锁定激光频率。

为将激光器锁定于参考频率(T3),需要逐渐减小三角波的幅值,同时调节1560 nm ECDL 光栅外腔的压电陶瓷偏置电压,直至三角波被彻底关闭,将频率纠偏信号负反馈到激光器的压电陶瓷上,调节比例积分放大器的参数,最终将激光器锁定至 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}(Fg=2) - 5P_{3/2}(Fe=3)$ 超精细跃迁线,如图8(b)。激光器自由运转450 s内的典型频率漂移约为4 MHz,采用偏振光谱将激光器锁定后,450 s内典型的残余频率起伏约为1.5 MHz,频率稳定度得到了改善,完成对1560 nm 激光的频率锁定;此外,采用本文实验系统对1556 nm 激光倍频后,利用Rb原子 $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ 双光子光谱技术,也可作为1556 nm 通讯波段频率标准^[21]。

4 结 论

通过测量PPLN晶体和PPKTP晶体各自温度匹配曲线,找到了两种晶体对应于1560~780 nm的倍频过程的最佳匹配温度,之后对1560 nm连续激光单次穿过PPLN晶体和PPKTP晶体进行了倍频研究并作对比:当基频光功率约为4.82 W时,采用20 mm长度的PPLN晶体倍频可以得到约336 mW的780 nm倍频光,倍频效率约为7%,非线性转化系数约为1.45 %/W;当基频光功率约为4.75 W时,采用30 mm长的PPKTP晶体倍频可以得到约为210 mW的780 nm倍频光,倍频效率约为4.4%,非线性转化系数约为0.93 %/W。实验中分别监视了1560 nm基频光和780 nm倍频光各自的纵模,表明二者均具有良好的单频特性。最后利用倍频后的780 nm激光进行了铷原子的偏振光谱测量,并通过无调制偏振光谱锁频技术将1560 nm激光器锁定在铷 87 原子 D_2 线 $Fg=2 - Fe=3$ 的超精细跃迁线上,改善了激光的频率稳定度。

参 考 文 献

- 1 M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou *et al.*. Electromagnetically-induced transparency with tunable single-photon pulses [J]. *Nature*, 2005, **438**(7069): 837~841
- 2 F. Lienhart, S. Boussen, O. Carraz *et al.*. Compact and robust

- laser system for rubidium laser cooling based on the frequency doubling of a fiber bench at 1560 nm [J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **89**(2): 177~180
- 3 Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas *et al.*. Cold collision frequency shifts in an ^{87}Rb atomic fountain [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(15): 3117~3120
- 4 N. J. Cerf, P. Grangier. From quantum cloning to quantum key distribution with continuous variables: a review [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2007, **24**(2): 324~334
- 5 Yang Jianfeng, Yang Baodong, Gao Jing *et al.*. 1560 nm cw diode laser frequency doubling by using PPLN crystal and frequency locking via rubidium absorption spectroscopy [J]. *Acta Quantum Optica Sinica*, 2010, **16**(1): 41~47
杨建峰, 杨保东, 高 静 等. 1560 nm 连续光半导体激光器经PPLN准相位匹配晶体倍频及通过铷原子吸收光谱实现频率锁定[J]. 量子光学学报, 2010, **16**(1): 41~47
- 6 S. L. Guo, J. F. Yang, B. D. Yang *et al.*. Frequency doubling of 1560 nm diode laser via PPLN and PPKTP crystals and laser frequency stabilization to rubidium absorption line [C]. *SPIE*, 2010, **7846**: 784619
- 7 M. Y. Vatin, A. G. Dronov, M. A. Chernikov. High power 780 nm single-frequency linearly-polarized laser [C]. *SPIE*, 2005, **5709**: 125~132
- 8 B. Darquie, M. P. A. Jones, J. Dingjan *et al.*. Controlled single-photon emission from a single trapped two-level atom [J]. *Science*, 200, **309**(5733): 454~456
- 9 J. Dingjan, B. Darquie, J. Beugnon *et al.*. A frequency-doubled laser system producing ns pulses for rubidium manipulation [J]. *Appl. Phys. B*, 2006, **82**(1): 47~51
- 10 Liu Chi, Qi Yunfeng, Zhou Jun *et al.*. Study on characteristics of high-power single-frequency polarization maintaining fiber amplifier [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(3): 692~695
刘 驰, 漆云凤, 周 军 等. 高功率单频偏光纤放大器输出特性研究[J]. 光学学报, 2010, **30**(3): 692~695
- 11 Lu Yanhua, Zhang Lei, Ma Yi *et al.*. Sodium guidestar laser based on high-efficiency PPSLT quasi-phase-matched sum frequency generation [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2306~2310
鲁燕华, 张 雷, 马 毅 等. 高效率PPSLT准相位匹配和频钠导星激光器[J]. 光学学报, 2010, **30**(8): 2306~2310
- 12 M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt *et al.*. Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **28**(11): 2631~2654
- 13 G. D. Boyd, D. A. Kleinman. Parametric interaction of focused Gaussian light beams [J]. *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**(8): 3597~3639
- 14 S. C. Kumar, G. K. Samanta, M. Ebrahim-Zadeh. High-power, single-frequency, continuous-wave second-harmonic generation of ytterbium fiber laser in PPKTP and MgO:sPPLT [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(16): 13711~13726
- 15 G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch *et al.*. 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(24): 1834~1836
- 16 R. J. Thompson, M. Tu, D. C. Aveline *et al.*. High power single frequency 780 nm laser source generated from frequency doubling of a seeded fiber amplifier in a cascade of PPLN crystals [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(14): 1709~2003
- 17 G. K. Samanta, S. C. Kumar, K. Devi *et al.*. Multicrystal, continuous-wave, single-pass second-harmonic generation with 56% efficiency [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(20): 3513~3515
- 18 G. Stern, B. Battelier, R. Geiger *et al.*. Light-pulse atom interferometry in microgravity [J]. *Eur. Phys. J. D*, 2009, **53**(3): 353~357
- 19 V. Menoret, R. Geiger, G. Stern *et al.*. Dual-wavelength laser

- source for onboard atom interferometry [J]. *Opt. Lett.*, 2011, **36**(21): 4128~4130
- 20 Wang Jing, Yang Baodong, He Jun *et al.*. Influence of the bandwidth of feedback loop in frequency stabilization of external-cavity diode laser by polarization spectroscopy [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 425~430
王 婧, 杨保东, 何 军等. 采用偏振光谱对外腔半导体激光器
- 稳频时反馈环路带宽的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 425~430
- 21 A. Danielli, P. Rusian, A. Arie *et al.*. Frequency stabilization of a frequency-doubled 1556-nm source to the $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ two-photon transitions of rubidium [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12): 905~907

栏目编辑: 李文喆