

激光差频技术实现高平均功率 3.8 μm 纳秒中波红外激光输出实验研究

沈永行^{*}, 吴波, 胡澄之, 乐文杰, 江以遵

浙江大学光电科学与工程学院现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027

摘要 报道了利用脉冲激光差频技术获得波段在 3.8 μm 纳秒中波红外激光输出的实验研究。分别研制了基于增益调制半导体激光器和“8 字腔”锁模掺 Yb 光纤激光器的 1094 nm 纳秒脉冲激光种子, 经光纤激光放大后获得平均功率为 40 W 的高光束质量线偏振泵浦光。研制了脉冲同步的 1535 nm 的信号光种子及输出平均功率为 3 W 的掺 Er 光纤激光放大器。将放大后的 1535 nm 线偏振信号光与 1094 nm 泵浦光共线入射到作为非线性晶体的周期性畴极化反转掺镁铌酸锂 (PPMgLN) 晶体中, 利用激光差频技术实现了平均功率为 5 W 的 3.8 μm 纳秒脉冲激光输出。

关键词 激光光学; 中波红外激光器; 光纤激光器; 激光差频

中图分类号 TN248

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0101017

1 引言

中波红外波段拥有众多气体分子、有机污染物、有毒化学气体和生物病毒分子的强烈特征吸收峰, 因此在光谱学上被称为“分子指纹区”^[1], 人们可借助中波红外光谱技术对存在这些分子的环境进行极为灵敏的探测。生物组织对波长在 3 μm 附近的光子具有极为强烈的吸收, 因此, 利用该波段的激光辐照生物组织时其吸收往往被限制于数微米的浅表层中, 从而可以实现特定的局域治疗^[2]。此外, 波长在 3.6 μm 和 3.8 μm 附近的中波红外波段还具有极好的大气透射率, 是红外激光探测和自由空间激光通信等的优质透明窗口。

但是, 中波红外波段固体激光源的研制具有较高技术难度。直接发射的中波红外激光器主要有量子级联半导体激光器 (QCL)^[3]、少数稀土离子掺杂或过渡金属离子掺杂的晶体激光器^[4] 或光纤激光器^[5-6] 等几种手段。利用多量子阱结构, QCL 可以通过带内辐射获得从中波红外到太赫兹波段的高相干光, 其优势在于体积小、易集成, 是颇有潜力的中

波红外光源。目前, QCL 发展较快, 已经能够实现电光转换效率高于 10% 的连续或准连续脉冲激光输出, 并且在大于 4 μm 的波段已开始应用于差分吸收光谱检测等领域。但是, QCL 的峰值功率和光束质量尚待进一步提升。

利用特定稀土金属离子或过渡金属离子掺杂增益介质, 通过能级跃迁, 也可以直接实现中波红外波段的激光增益。目前过渡金属离子掺杂的部分硫族晶体, 如 $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ 或 $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnS}$ ^[7], 可以直接产生波段在 2~3.1 μm 的激光辐射。由氟化锆/钡氟/氟化镧/氟化铝/等组分构成的氟化物光纤 (ZBLAN) 也是目前常见的一种透光范围涵盖中波红外的光纤, 通过铈掺杂, 目前已经在 ZBLAN 光纤中实现了较为稳定的锁模激光输出^[8]。中波红外波段光纤激光锁模是目前激光领域的研究热点之一, 具有很好的发展前景^[8]。不过, 该类激光增益介质大多仍需近红外波段的激光泵源, 所以它的实际应用尚受限于较高的量子亏损、较低的转换效率以及伴生的热效应。

光学参量转换技术是目前实现高平均功率中波

收稿日期: 2021-07-29; 修回日期: 2021-08-30; 录用日期: 2021-10-26

基金项目: 国家自然科学基金(62075190)、国家重大研究计划(2018YFC1004800)

通信作者: *physyh@zju.edu.cn

红外固态激光输出的主要技术手段^[9-10]。利用高峰值功率密度激光在非线性晶体中产生的光参量增益,配以适当的谐振腔结构,可以实现光参量振荡(OPO),并由此实现从近红外的泵浦光到中波红外激光的高效率光频转换。对于连续波或较长脉冲宽度的泵浦源,光参量振荡器中谐振腔的存在使其能够以较小的参量增益(大于腔内损耗)实现良好的光频转换效率,因此已获得较为广泛的应用。不过,在工程应用中,谐振腔的长期工作稳定性是一个不容忽视的问题^[11],如何保证谐振腔在各种温度和振动环境下不失谐是光参量振荡器能否长期稳定工作的关键因素。除此之外,对于 1 ns 左右或更短的 ps、fs 脉冲激光泵源,其脉冲宽度远小于谐振腔中光的渡越时间,为了有效利用光参量增益,常采用同步泵浦技术使前后各个脉冲产生的参量增益能够相互衔接。这也就对谐振腔长度与泵浦激光脉冲重复频率提出了较为严格的匹配要求,因此需要进行动态的腔长反馈控制,增加了系统的复杂性。目前,基于光学参量转换技术要实现脉冲宽度在 5 ns 以下的高平均功率中波红外激光输出仍具有相当难度。

无谐振腔的光参量转换技术可以克服光学谐振腔存在的上述不足,这主要体现在直接光学参量发生(OPG)和光学参量放大(OPA)二类技术中。当高功率密度的泵浦激光入射到非线性晶体中时,非线性晶体内部将产生高的光学参量增益,该增益可以将满足相位匹配条件的参量光放大到较高水平,并由此实现一定转换效率的参量激光输出,此即所谓的 OPG。由于仅需要泵浦激光的输入,OPG 的结构极为简单,但是需要非线性晶体具有很高的有效非线性系数,泵浦激光具有很高功率密度,这也导致 OPG 中光参量转换效率相对较低,且常常工作在非线性晶体的损伤阈值附近,其长期工作稳定性和可靠性受限。与 OPG 技术不同,OPA 技术则是在输入泵浦光的同时还输入一定功率水平的信号光,因而对光学参量增益的要求大幅降低,较低的泵浦光功率密度也能获得很好的光学参量转换。

激光差频技术(DFG)与 OPA 既类似又有差别。二者对于目标参量光的关注点有所不同,OPA 强调对输入信号光的放大,而 DFG 关注于信号光相对应的闲频光输出。目前,采用高能量固体激光器通过激光差频已经获得单脉冲能量大于 1 mJ 的中波红外激光输出^[12-13]。利用掺 Yb 光纤激光器和掺 Er 光纤激光器分别作为泵浦光和信号光,通过激光差频,也已经实现较高功率的中波红外激光输

出^[14-15],但其工作波长一般位于 3.3 μm 附近或更短,要实现更长波长(如 3.8 μm)激光差频输出,则需要面对泵浦光和信号光处于增益谱边缘的问题。

本文报道采用 1094 nm 掺 Yb 光纤激光器泵浦光、1535 nm 掺 Er 光纤激光器信号光经激光差频获得高平均功率 3.8 μm 纳秒中波红外激光输出的实验研究工作。通过分别研制增益调制半导体激光器和“8 字腔”锁模掺 Yb 光纤激光器获得了两种 1094 nm 的纳秒脉冲激光种子,经光纤激光放大后均获得了平均功率为 40 W 的高光束质量线偏振泵浦光。研制了脉冲同步的 1535 nm 信号光种子及输出平均功率为 3 W 的掺 Er 光纤激光放大器。将放大后的 1535 nm 线偏振信号光与 1094 nm 泵浦光共线入射到作为非线性晶体的周期性畴极化反转铌酸锂(PPMgLN)晶体中,利用激光差频技术实现了平均功率为 5 W 的 3.8 μm 纳秒脉冲激光输出,泵浦光到中波红外激光的转换效率约 13%。

2 高重复频率纳秒激光脉冲差频实现 3.8 μm 中波红外激光输出

激光差频过程中,非线性光参量增益与泵浦光功率和信号光功率的乘积成正比,因此采用高功率的信号光就能有效降低激光差频时对泵浦光峰值功率密度的要求。光纤激光放大是提升脉冲信号光功率的有效技术手段,可以采用种子加多级光纤放大的方式有效提升信号光的功率。鉴于掺 Er 光纤激光放大器的典型工作波段位于 1530~1600 nm 之间,因此需根据中波红外激光的目标波长选择泵浦光的工作波长。经过分析发现,要获得波长为 3.8 μm 的目标中波红外激光,就需选择波长大于 1090 nm 的泵浦激光,此时信号光的波长已经位于 1530 nm 附近,处于掺 Er 光纤增益的短波边缘。考虑包层结构掺 Er 光纤激光的放大效率在波长短于 1535 nm 时会明显下降,因此选择了 1535 nm 作为信号光波长、1094 nm 作为泵浦光波长,此时激光差频对应的输出波长为 3808 nm。

图 1 为用激光差频技术实现 3.8 μm 激光输出的原理示意图。其中泵源采用波长在 1094 nm 的主振荡功率放大(MOPA)结构高平均功率线偏振脉冲激光器,脉冲宽度约 1.5~2 ns。信号光采用波长在 1535 nm 的增益调制的分布式反馈(DFB)半导体激光器作为脉冲激光种子,采用保偏的掺 Er 光纤放大器提升激光功率。激光差频工作时,需要保证泵浦激光与信号激光之间的脉冲同步,这可以通

过调节各级掺 Er 光纤放大器之间的无源光纤长度来实现。由图 1 可见,1094 nm 的泵浦激光和 1535 nm

的信号光以及高品质的周期性畴极化反转铌酸锂 (PPMgLN) 晶体是实现高效激光差频的关键所在。

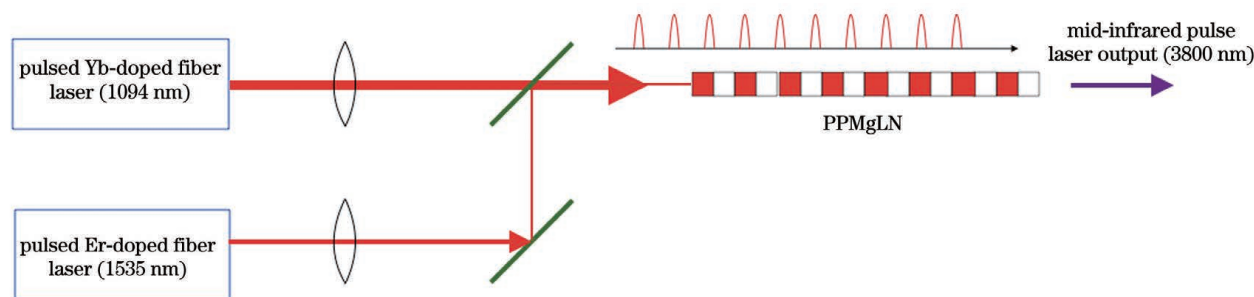


图 1 利用激光差频技术实现 3.8 μm 激光输出原理框架图

Fig. 1 Principle diagram of 3.8 μm laser output by using DFG

2.1 1094 nm 脉冲激光种子与掺 Yb 光纤激光功率放大

1094 nm 的线偏振脉冲激光泵源的波长处于掺 Yb 光纤增益谱的长波位置,为了获得较高的净增益,一般需要选取较长的增益光纤。但这会导致在脉冲方式工作时容易产生较强的放大自发辐射 (ASE),控制不当就容易产生自激脉冲,损坏整个激光放大系统。为了抑制 ASE,一方面需要优化增益光纤长度,并对前级放大获得的激光进行充分滤波。另一方面需要尽量增加脉冲重复频率以减小脉冲之间 ASE 随时间的累积。

实验中,比较了二种不同结构 1094 nm 脉冲激光种子构成的 MOPA 光纤激光泵源的激光差频效果。其一是采用一种“8”字腔结构的包层泵浦全保偏掺 Yb 光纤锁模激光器,其锁模种子的原理如图 2 所示(MPC 为多模合束器,ISO 为隔离器,filter 为滤波器)。腔内线性环中包含一段包层泵浦的掺 Yb 增益光纤 (PM6/125),长度为 8 m,采用最大功率为 10 W 的 915 nm 波长多模半导体激光泵源。线性环中插入一个带宽为 2 nm 的矩形滤波器,中心波长位于 1094 nm,该滤波器对于获得稳定的 1094 nm

锁模至关重要。激光锁模时光纤激光可以获得一类耗散孤子共振结构的矩形脉冲线偏振激光输出,随着泵浦功率的变大,脉冲宽度从 200 ps 逐渐展宽到 4 ns。此时,激光脉冲重复频率约 3.6 MHz,与光纤激光器谐振腔的腔长相对应。实验中,选择 1.6 ns 脉冲宽度时的锁模输出作为后续放大级的激光种子,此时锁模光纤激光器输出的激光平均功率约为 300 mW。该锁模输出激光的平均功率较大,已经可以作为激光种子直接用于后续的功率级光纤放大器中以实现线偏振脉冲激光的功率放大。光纤功率放大级采用长度为 12 m 的 Nufern 公司 PM25/250 掺 Yb 增益光纤、两个功率为 30 W 的 915 nm 半导体激光器泵源,在 60 W 泵浦功率下获得了功率约为 40 W、脉冲宽度缩短为 1.2 ns 的 1094 nm 的激光输出,其峰值功率约为 9260 W。

其二是采用一种半导体激光直接增益调制的 1094 nm 脉冲种子及其光纤激光放大器,其原理见图 3(CP 为耦合器,WDM 为波分复用调制器,PM-YDF 为保偏掺 Yb 增益光纤)。采用中心波长为 1098 nm 的 Innolume 公司的激光二极管 (LD),直接用高重复频率调制脉冲电流驱动。该 LD 为蝶形封装,连续工作时尾纤输出最大功率为 300 mW,光谱半峰全宽约为 8 nm。考虑到该 LD 的输出光谱较宽,不利于后续光频转换时获得高光参量增益,因此在 LD 的尾纤输出端,通过一个 10:90 的光纤耦合器熔接了一个窄谱光纤光栅 (FBG) 构成的选频器件,该 FBG 中心波长为 1094.1 nm,光谱半峰全宽为 0.12 nm,反射率约 90%。驱动 LD 的脉冲电流重复频率为 4 MHz,与 LD 和 FBG 之间的光纤长度 (约为 25 m) 相适应。脉冲驱动时,LD 输出的脉冲宽度约为 2 ns,脉冲启动时首脉冲输出的光谱较宽,由 FBG 反射该宽谱 LD 脉冲光的一部分窄光谱作

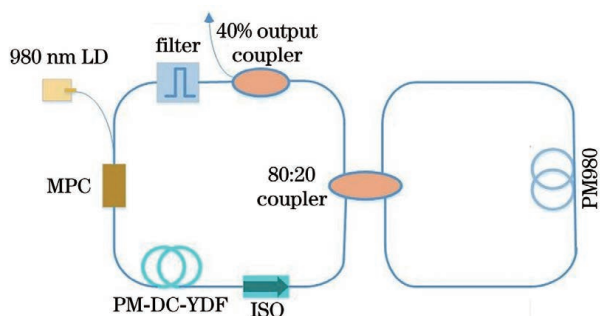


图 2 包层泵浦全保偏掺 Yb 光纤锁模激光器原理图

Fig. 2 Principle diagram of cladding-pumped all-polarization Yb-doped fiber mode-locked laser

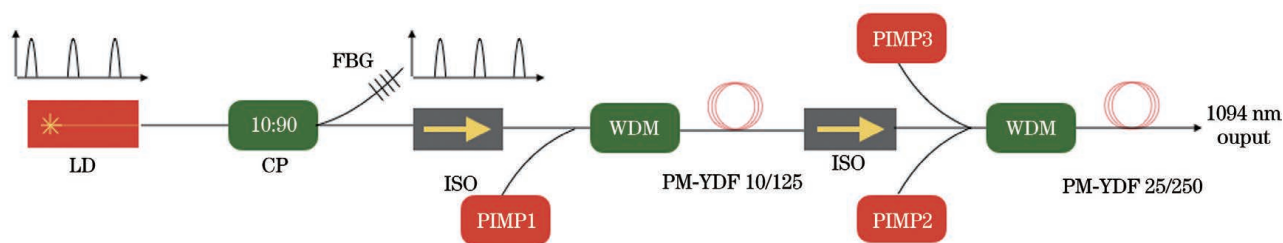


图 3 增益调制的自种子 LD 输出脉冲经二级放大获得 1094 nm 激光泵源原理图

Fig. 3 Principle diagram of 1094 nm laser pump source obtained by two stage amplification of gain modulated self-seeded LD output pulse

为自种子激光使其反馈回 LD, 作为下一个脉冲输出激光的种子光, 由此可以有效压缩所有后续脉冲激光输出的光谱带宽。此时, 该脉冲种子输出平均功率约为 1.8 mW, 脉冲宽度约为 2 ns, 光谱半峰全宽仅为 0.1 nm, 由后续的二级保偏掺 Yb 光纤放大器将功率进一步提升到 40 W。其中, 第一级光纤采用 Nufern 公司的 PM-YDF10/125 的包层泵浦保偏光纤, 光纤长度约为 14 m, 由一个功率为 10W、波长位于 915 nm 的多模输出 LD 作为泵源, 控制驱动电流使 1094 nm 的脉冲激光放大功率输出为 280 mW, 第二级与前述锁模脉冲种子的光纤激光功率放大系统相同, 为 PM25/250 增益光纤放大, 在 60 W 泵浦功率下获得功率约为 40 W、脉冲宽度约 1.6 ns 的 1094 nm 激光输出, 其峰值功率约为 6250 W。

2.2 1535 nm 信号光脉冲同步与掺铒光纤激光功率放大

激光差频工作时, 波长为 1535 nm 的信号光与 1094 nm 的泵浦光脉冲需同步入射到非线性晶体中。波长为 1535 nm 的信号光由增益调制的 DFB 半导体激光器产生。对于前述的两类 1094 nm 泵浦光脉冲, 同步的方法略有差别。对于“8”字腔锁模种子的情况, 脉冲由被动锁模方式产生, 脉冲同步由以下方式实现: 将锁模脉冲激光的少量输出通过光电二极管转换成电脉冲, 经脉冲整形后控制 DFB 的驱动板触发。对于增益调制波长为 1094 nm 的 LD 种子的情况, 则可由单一控制板电路直接同时控制两个 LD 的触发。

增益调制波长为 1535 nm 的 DFB 激光器采用平均功率为 40 mW 的蝶形封装, 实验中, 设置脉冲电流大小使得脉冲峰值功率约为 80 mW, 调节驱动电流宽度, 设定种子激光的脉冲宽度为 3 ns, 略大于 1094 nm 的泵浦光脉冲宽度, 以方便后续激光差频时实现脉冲同步。该信号激光种子中心波长位于

1535.1 nm, 光谱半峰全宽小于 0.06 nm, 平均功率约为 0.8 mW。经过两级掺 Er 光纤激光放大, 平均功率提升到了 3 W。由于 1535 nm 波长位于掺 Er 光纤增益谱的短波位置, 功率放大甚为困难, 尤其是对包层泵浦的情况。实验中, 第一级为芯泵保偏光纤激光功率放大, 采用 600 mW 的 976 nm 单模 LD 泵浦, 获得平均功率 50 mW 的 1535 nm 激光输出。第二级增益光纤采用长度 1.2 m 的 Nufern 公司包层泵浦 PM1550 掺 Er 保偏光纤, 采用一个德国 Dilas 公司的多模光纤输出、功率 25 W 的 976 nm 波长稳定 LD 作为泵源, 获得 1535 nm 脉冲激光输出平均功率约 3 W, 对应的激光峰值功率约 250 W。该放大级激光效率较低的主要原因是获得最佳的增益所采用的包层泵浦掺 Er 光纤很短, 泵浦功率吸收比例仅约 50%。

2.3 脉冲激光在 PPMgLN 晶体中的激光差频

放大后的线偏振 1094 nm 泵浦光和线偏振 1535 nm 信号光分别通过透镜和双色镜入射到 PPMgLN 非线性晶体中, 其配置见图 1。所用的自研 PPMgLN 晶体长度为 50 mm、厚度为 1 mm、畴反转周期为 29.80 μm 。1094 nm 的泵浦激光和 1535 nm 的信号光通过光学透镜后在晶体中部的光斑大小分别约为 130 μm 和 200 μm , 通过调节反射镜和双色镜, 使得泵浦光和信号光两个聚焦光束在空间上很好地重叠。激光差频时, 信号光的功率固定在 3 W, 调节泵浦光的功率以考察激光差频特性。

实验发现, 调节 PPMgLN 晶体温度至 51 $^{\circ}\text{C}$ 时, 可以获得较好的激光差频转换效果。图 4 给出了晶体在 51 $^{\circ}\text{C}$ 下激光差频时 3.8 μm 中波红外激光、1535 nm 信号光功率随 1094 nm 泵浦光功率变化的曲线。由图 4(a) 可见, 采用锁模光纤激光器脉冲种子接光纤激光 MOPA 泵浦源时, 3.8 μm 激光最大功率为 5.4 W, 对应的 1535 nm 信号光功率则为

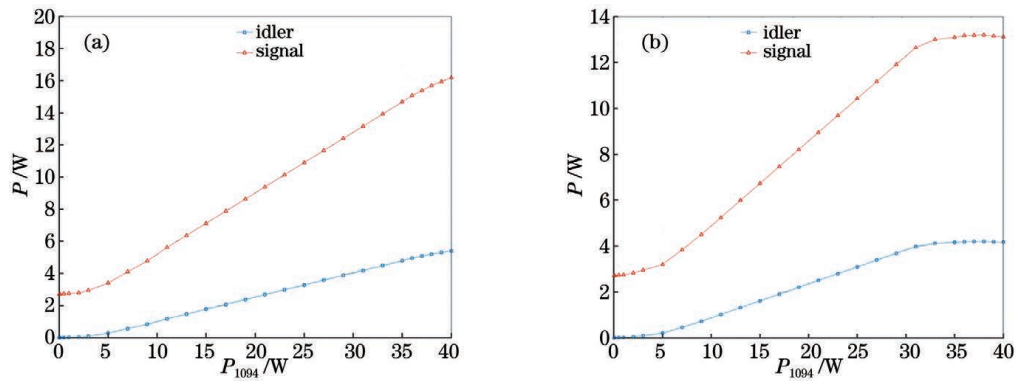


图 4 最佳工作温度为 51 °C 时, 3.8 μm 激光差频输出功率随 1094 nm 泵浦光功率变化图。(a) 锁模脉冲种子; (b) 增益调制 LD 脉冲种子

Fig. 4 Output power dependence of 3.8 μm laser on the 1094 nm pump power at optimum operating temperature of 51 °C.

(a) Mode-locked pulse seed; (b) gain modulated LD pulse seed

16.2 W。由图 4(b) 可见, 由增益调制 LD 产生的脉冲种子接光纤激光 MOPA 泵浦源时, 3.8 μm 的激光最大输出功率约为 4.2 W, 对应的 1535 nm 信号光功率则为 13.2 W。比较图 4 中(a)和(b)可发现, 采用 LD 种子对应的 MOPA 泵浦源在激光差频时更容易出现功率饱和现象。

由图 4 还可以看出, 激光差频工作时, 随着 1094 nm 泵浦光功率增加, 3.8 μm 中波红外激光功率与 1535 nm 信号光功率同步增加, 其增加量几乎成正比, 约为 1:2.5, 与理论计算值相近。对于锁模

激光种子构成 MOPA 泵浦源的情形, 从 1094 nm 泵浦光到 3.8 μm 中波红外激光的转换效率约为 13.5%。

实验测试了 1094 nm 的泵浦光种子和放大后的脉冲波形以及 1535 nm 信号光在激光差频前后的脉冲波形, 如图 5 所示。可以发现, 差频后得到的放大的信号光脉冲形状较差频前有较大变化, 主要是放大后在 3 ns 台座之上叠加了一个宽度约为 1.2 ns 的较高尖峰, 该尖峰宽度与差频前 1094 nm 泵浦光的脉冲形状基本对应。

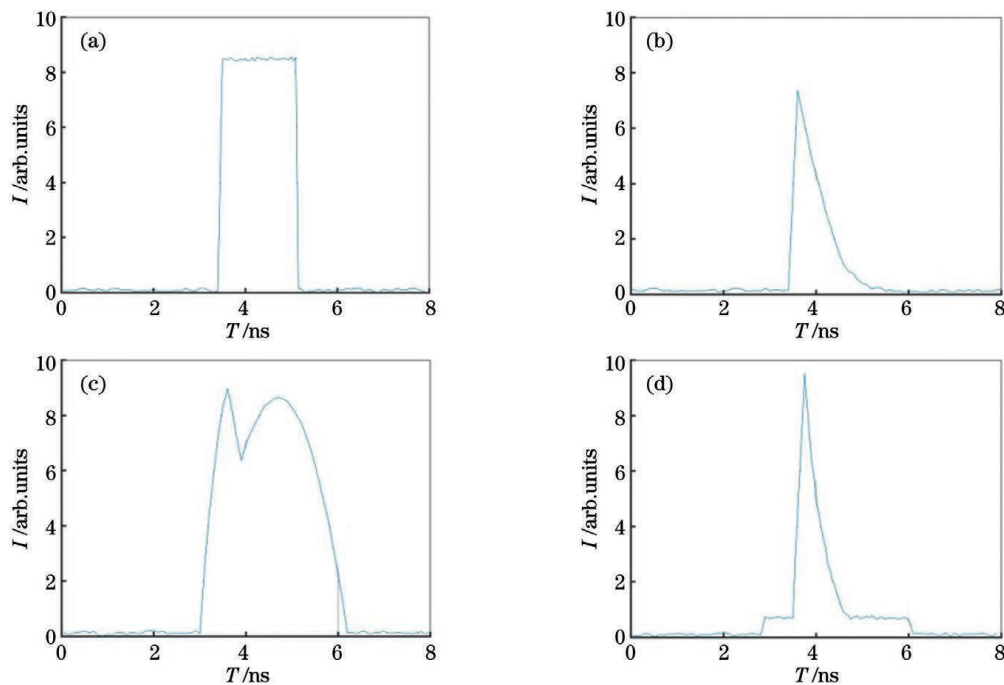


图 5 激光差频输出的脉冲波形。(a) 直接锁模输出的 1094 nm 脉冲; (b) 放大后的 1094 nm 脉冲; (c) DFG 前的 1535 nm 脉冲; (d) DFG 后的 1535 nm 脉冲

Fig. 5 Pulse waveform of laser output. (a) 1094 nm from direct mode-locked output; (b) 1094 nm after fiber amplification; (c) 1535 nm before DFG; (d) 1535 nm after DFG

激光差频输出的 $3.8 \mu\text{m}$ 激光光束质量较好。经测试,平行和垂直于 PPMgLN 晶片两个方向的光束质量因子 M^2 分别达到 1.52 和 1.65。明显优于一般的基于 PPMgLN 晶体的 OPO 系统输出。

3 结 论

本文介绍了利用 1094 nm 和 1535 nm 两组纳秒脉冲激光源在 PPMgLN 晶体中的激光差频来实现高平均功率 $3.8 \mu\text{m}$ 的脉冲中波红外激光输出的实验研究工作。从实验中可以发现,在 PPMgLN 晶体内部存在足够高功率密度的信号光对激光差频转换效率的提升具有极为重要的影响。

分析实验中激光差频输出功率出现的饱和现象发现, $3.8 \mu\text{m}$ 的参量激光在 PPMgLN 晶体中的吸收是主要原因^[16]。吸收导致 PPMgLN 晶体增益带宽增大(沿着晶体长度的不同位置参量增益出现光谱错位)、单程增益减少(单一波长处有效晶体长度减少)。在高功率激光差频时,沿着激光传输方向 $3.8 \mu\text{m}$ 的激光功率不断增大,沿着该方向 PPMgLN 晶体对激光的吸收也不断增加,使得吸收导致的 PPMgLN 晶体内部不同位置的温度发生不同程度的改变,因此晶体内部各处温度不再均匀,前后位置的相位匹配条件不再相同。此时,前端获得的参量转换激光不能在后端继续得到放大,由此影响整体的差频转换效率。因为锁模脉冲种子的 MOPA 泵源具有相对较宽的激光光谱,差频时能够满足相位匹配条件的实际 PPMgLN 晶体更长,相应的转换效率也就更高,因此饱和现象相对不明显。

本实验工作中采用的信号光种子是极窄波长的 DFB 激光器,对高功率工作时的激光差频有一定影响,易出现激光差频效率的饱和。若采用一定半峰全宽的信号光,如超辐射发光二极管(SLED)光源作为信号光种子,能够有效缓解这种差频效率的饱和^[17]。

相比于光参量振荡器,激光差频时没有了谐振腔,系统变得简单,长期稳定性也更好。但是因为同时输入了泵浦光和信号光,激光差频时的相位匹配条件并不总是自洽,需要精确的工作条件控制(如温度调节),才能始终满足相位匹配条件。对于尺寸较长的激光非线性晶体,如 PPMgLN 晶体,晶体散热座温度的梯度配置将是提升效率的一个有效方法。

参 考 文 献

- [1] Tittel F K, Richter D, Fried A. Mid-infrared laser applications in spectroscopy [M] // Sorokina I T, Vodopyanov K L. Topics in applied physics. Heidelberg: Springer, 2003, 89: 458-529.
- [2] Serebryakov V S, Boiko É V, Kalintsev A G, et al. Mid-IR laser for high-precision surgery[J]. Journal of Optical Technology, 2015, 82(12): 781-788.
- [3] Razeghi M, Lu Q Y, Bandyopadhyay N, et al. Quantum cascade lasers: from tool to product[J]. Optics Express, 2015, 23(7): 8462-8475.
- [4] DeLoach L D, Page R H, Wilke G D, et al. Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996, 32(6): 885-895.
- [5] Wang Y C, Jobin F, Duval S, et al. Ultrafast Dy^{3+} : fluoride fiber laser beyond $3 \mu\text{m}$ [J]. Optics Letters, 2019, 44(2): 395-398.
- [6] Aydın Y O, Fortin V, Kraemer D, et al. High-energy picosecond pulses from a 2850 nm fiber amplifier[J]. Optics Letters, 2018, 43(12): 2748-2751.
- [7] Mirov S B, Fedorov V V, Moskalev I S, et al. Recent progress in transition-metal-doped II-VI mid-IR lasers [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2007, 13(3): 810-822.
- [8] Ma J, Qin Z P, Xie G Q, et al. Review of mid-infrared mode-locked laser sources in the $2.0 \mu\text{m}$ - $3.5 \mu\text{m}$ spectral region[J]. Applied Physics Reviews, 2019, 6(2): 021317.
- [9] Gu C L, Hu M L, Zhang L M, et al. High average power, widely tunable femtosecond laser source from red to mid-infrared based on an Yb-fiber-laser-pumped optical parametric oscillator[J]. Optics Letters, 2013, 38(11): 1820-1822.
- [10] Wu B, Kong J, Shen Y H. High-efficiency semi-external-cavity-structured periodically poled MgLN-based optical parametric oscillator with output power exceeding 9.2 W at $3.82 \mu\text{m}$ [J]. Optics Letters, 2010, 35(8): 1118-1120.
- [11] Fan J T, Chen W, Gu C L, et al. Noise characteristics of high power fiber-laser pumped femtosecond optical parametric generation[J]. Optics Express, 2017, 25(20): 24594-24603.
- [12] Xu H Y, Yang F, Chen Y, et al. Millijoule-level picosecond mid-infrared optical parametric amplifier based on MgO-doped periodically poled lithium niobate [J]. Applied Optics, 2015, 54(9): 2489-2494.
- [13] Ma J G, Wang J, Yuan P, et al. Quasi-parametric amplification of chirped pulses based on a Sm^{3+} -doped yttrium calcium oxyborate crystal[J]. Optica,

[1] Tittel F K, Richter D, Fried A. Mid-infrared laser

- 2015, 2(11): 1006-1009.
- [14] Xu L, Chan H Y, Alam S U, et al. High-energy, near- and mid-IR picosecond pulses generated by a fiber-MOPA-pumped optical parametric generator and amplifier [J]. *Optics Express*, 2015, 23(10): 12613-12618.
- [15] Murray R T, Runcorn T H, Kelleher E J, et al. Highly efficient mid-infrared difference-frequency generation using synchronously pulsed fiber lasers [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(11): 2446-2449.
- [16] Shen Y H, Alam S U, Kang K C, et al. PPMgLN-based high-power optical parametric oscillator pumped by Yb³⁺-doped fiber amplifier incorporates active pulse shaping [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2009, 15(2): 385-392.
- [17] Yue W J, Shi L B, Chen J M, et al. Wavelength tunable picosecond pulse bunch laser around 3 μm through PPMgLN-based DFG with temperature insensitive high power scaling [J]. *Results in Physics*, 2020, 17: 103154.

Experimental Investigation on the High Average Power ns Mid-Infrared Laser Output at 3.8 μm Through Difference Frequency Generation

Shen Yonghang^{*}, Wu Bo, Hu Chengzhi, Yue Wenjie, Jiang Yiluo

State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, College of Optical Science and Engineering, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China

Abstract

Objective Because there exist many strong narrow intrinsic adsorption lines of gases, vapors, organic pollutants, poison chemicals, and biological virus molecules, mid-infrared band has long been called the “finger-print” zone in spectroscopy, which can be used to detect these substances with an extremely high sensitivity. The lasers situated around 3 μm are also applied for specific local zone therapy. The laser will be completely absorbed within a thin layer of several microns thickness in biological tissues because they have very strong adsorption to photons at this wavelength. The lasers at 3.6 μm and 3.8 μm are also excellent light sources for laser remote detection and free-space communication due to the superior atmospheric windows at these wavelengths. Difference Frequency Generation (DFG) is one kind of nonlinear optical parametric technique, which can be applied for efficient laser frequency conversion, especially from near-infrared to mid-infrared. It can overcome the long term stability problem associated with the optical cavity misalignment in optical parametric oscillator (OPO) but still keep high parametric conversion efficiency from near-infrared pump to mid-infrared idler with the help of strong signal light. Many works have been reported on DFG between Yb-doped fiber lasers and Er-doped fiber lasers for high average mid-infrared laser output but the wavelengths are mainly limited to 3.3 μm or shorter. For longer idler wavelength such as 3.8 μm , Yb-doped fiber laser has to be worked at long spectral gain edge around 1090 nm while the Er-doped fiber laser needs to work around 1530 nm in the short gain edge, which results in excess difficulties in realizing high average power fiber lasers as the pump and the signal. The objective of this work is to demonstrate the feasibility of efficient ns DFG at 3.8 μm .

Methods Efficient DFG for 3.8 μm laser output was realized in a periodically poled magnesium oxide doped lithium niobate (PPMgLN) by applying Yb-doped fiber laser at 1094 nm as the pump and Er-doped fiber laser at 1535 nm as the signal. The linearly polarized Yb-doped fiber laser was master oscillator power amplifier (MOPA) structured. Mode-locked Yb-doped fiber laser and gain-switched diode laser were applied as the pulse seed at 1094 nm respectively. Yb-doped Fiber amplifiers constructed with Nufern polarization maintaining (PM) fibers (PM25/250) were applied as the power amplifier to lift the average power up to 40 W, corresponding to peak powers of 9260 W and 6250 W, respectively. Gain switched distribute feedback (DFB) diode laser working at 1535 nm was amplified in two stages of Er-doped fiber amplifiers to lift the average power to 3 W, with pulse synchronization to the 1094 nm pump. The 1094nm pump and 1535 nm signal were combined using dichroic beam-splitter and focused onto the center of PPMgLN crystal. The working temperature of PPMgLN was finely adjusted for optimized DFG conversion efficiency.

Results and Discussions The PPMgLN wafer used in the experiment was home-built with a domain period of

29.8 μm , length of 50 mm, and thickness of 1 mm. The focused spot sizes for 1094 nm pump and 1535 nm signal were 130 μm and 200 μm , respectively, which were adjusted to be spatially well overlapped. The 1535 nm signal was fixed at an average power of 3 W while the pump power at 1094 nm was gradually increased to investigate the DFG characteristics. The best performance of DFG was observed when PPMgLN was working at 51 $^{\circ}\text{C}$. The output power dependence of 3.8 μm idler and amplified 1535 nm signal on the input 1094 nm pump power was obtained (Fig. 4). Maximum output power of 5.4 W and 4.2 W were obtained at 3.8 μm for the cases with mode-locked fiber laser seed and gain-switched LD seed, respectively. The corresponding maximum power increase at 1535 nm was 16.2 W and 13.2 W, respectively. Obvious conversion efficiency saturation was observed, especially for gain-switched LD seeded MOPA pump. The maximum DFG conversion efficiency was 13.5% from 1094 nm pump to 3.8 μm idler. The pulse form of the amplified 1535 nm signal was measured, which was mostly shaped by the 1094 nm pump pulse.

Conclusions DFG was confirmed to be an effective technique to realize stable mid-infrared pulse output, even when the idler wavelength reached at 3.8 μm . High quality pulse pump laser and signal laser could still be constructed with average power high enough for efficient DFG conversion, even if their wavelengths were situated at the edges of their gain spectra. Conversion efficiency saturation was likely to happen in DFG at long idler wavelength mainly due to material adsorption. Improvement could be expected by using signal source with wider spectrum.

Key words laser optics; mid-infrared lasers; pulsed lasers; difference frequency generation