

## 高重频大能量 1.6 $\mu\text{m}$ 波段全固态激光的研究进展 (特邀)

李鹏飞<sup>1,2</sup>, 张 飞<sup>1,2</sup>, 李 凯<sup>1,2</sup>, 曹 晨<sup>1,2</sup>, 李 延<sup>1,2</sup>, 张佳超<sup>1,2</sup>,  
颜秉政<sup>1,2</sup>, 白振旭<sup>1,2</sup>, 于 宇<sup>1,2</sup>, 吕志伟<sup>1,2</sup>, 王雨雷<sup>1,2\*</sup>

(1. 河北工业大学 先进激光技术研究中心, 天津 300401;  
2. 河北省先进激光技术与装备重点实验室, 天津 300401)

**摘 要:** 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光不仅属于人眼安全波段, 而且处于大气传输窗口, 不仅如此, 高重频、大能量的 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光还可携带高分辨率、大数据量的信息远距离传输。近年来随着晶体制备和镜片镀膜工艺的提高, 通过直接泵浦增益介质和频率转换技术获得 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段的激光在重复频率、能量和光束质量等方面都得到了很大进展。首先, 介绍了直接泵浦掺  $\text{Er}^{3+}$  晶体、受激拉曼频移和光参量振荡产生 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光的原理和研究进展; 其次, 总结了三种方案在获得 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光的优点和缺点; 最后, 分析了它们在获得高重频、大能量 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光的应用前景。针对光参量振荡输出激光光束质量较差的问题, 文中进行分析并给出相应解决方法, 最后对通过光参量振荡获得较好光束质量、高重频、大能量 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光的发展前景进行了展望。

**关键词:** 高重频; 大能量; 光参量振荡; 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光; 受激拉曼散射; 直接泵浦掺  $\text{Er}^{3+}$  晶体

中图分类号: O437 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20230403

### 0 引 言

波长 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光具有高的吸水系数, 在较大功率的光辐射人眼时, 大部分的能量会被晶状体吸收, 而不会损伤视网膜, 从而避免眼睛的永久性损伤, 因此这一波段的激光又被称为人眼安全激光。依据国际电工委员会制定的 IEC60825 国际应用标准可知, 1.57  $\mu\text{m}$  波段激光对人眼的允许曝光量是 1.06  $\mu\text{m}$  波段的 20 万倍, 是 10.6  $\mu\text{m}$  波段的 100 倍<sup>[1]</sup>。且波长在 1.6  $\mu\text{m}$  附近的激光对烟、雾和战场硝烟的穿透能力强、太阳光谱辐照度低。不仅如此, 由图 1 可知该波段激光还处于大气传输窗口, 可以轻松穿透大气进行信息传递<sup>[2]</sup>。这些优点使得的 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光既能够应用于恶劣环境中, 又不会对周围人员造成误伤。因此其在激光雷达<sup>[3-5]</sup>、激光测距<sup>[6-9]</sup>、环境检测<sup>[10]</sup>和激光武器<sup>[11-12]</sup>等领域应用广泛<sup>[13]</sup>。

高重频大能量的 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光脉冲一直是研究人员追求的目标, 例如百赫兹百焦耳的 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光脉冲不仅具有上述优点, 还可以在恶劣条件下携带大量数据传输更远距离, 应用范围更广泛<sup>[14-16]</sup>。然而由于产生百赫兹百焦耳 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光脉冲过程中的热效应以及增益介质、非线性晶体本身的缺陷等问题限制了高重频大能量 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光的发展。现有情况下, 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光主要通过直接泵浦掺  $\text{Er}^{3+}$  晶体和光参量振荡 (Optical parametric oscillator, OPO)、受激拉曼散射 (Stimulated raman scattering, SRS) 等非线性频率转换技术产生。文中通过相关案例介绍上述三种技术的研究进展, 分析它们在产生 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光过程中存在的优势和不足, 并对获得高重频、大能量 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光技术的发展前景进行了展望。

收稿日期: 2023-05-08; 修订日期: 2023-06-12

基金项目: 国家自然科学基金项目 (62075056, 61927815); 天津市自然科学基金项目 (20JCZDJC00430)

作者简介: 李鹏飞, 男, 博士生, 主要从事高重频、大能量近红外波段全固态激光技术方面的研究。

导师(通讯作者)简介: 王雨雷, 男, 教授, 博士生导师, 博士, 主要从事高功率激光技术与非线性光学方面的研究。

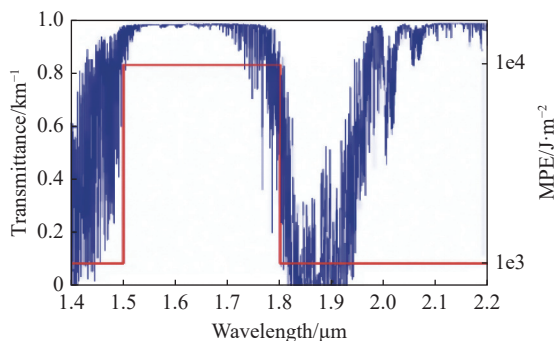


图 1 蓝线: 大气透过率; 红线: 人眼最大允许曝光量<sup>[2]</sup>

Fig.1 Blue line: Atmospheric transmittance; Red line: Maximum permissible exposure<sup>[2]</sup>

### 1 泵浦掺 Er<sup>3+</sup>晶体直接获得 1.6 μm 附近波段激光

掺 Er<sup>3+</sup>晶体是如图 2 所示的一种准三能级结构。最常见的是采用波长 1 μm (或 1.45 μm) 的泵浦光将掺 Er<sup>3+</sup>晶体中的基态光子由<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>跃迁至<sup>4</sup>I<sub>11/2</sub>(或<sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>), 随后大部分的激发态光子从<sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>跃迁至<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>。由于掺 Er<sup>3+</sup>晶体的材质有所不同, 激发态光子由高能级向低能级跃迁的光子波长在 1.53~1.64 μm 之间。为获得 1.6 μm 附近波段激光, 科研人员对其开展了大量的研究工作。

表 1 是近年来以掺 Er<sup>3+</sup>晶体为增益介质获得 1.6 μm 附近波段激光的相关案例。如北京理工大学的宋睿等人<sup>[17]</sup>采用种子注入技术搭配对称泵浦双 Er:

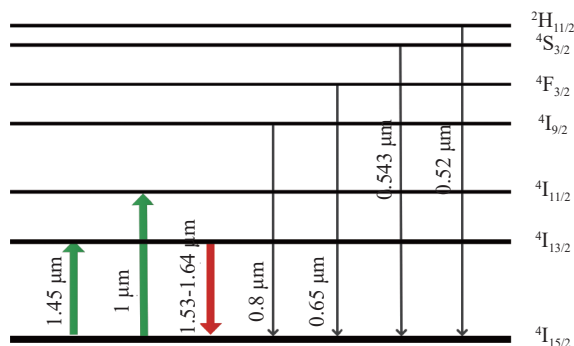


图 2 掺 Er<sup>3+</sup>晶体的能级跃迁图

Fig.2 Energy level jump diagram of Er<sup>3+</sup> doped crystal

YAG 的结构, 获得重复频率 200 Hz、单脉冲能量 22.75 mJ、脉宽 223.1 ns、线宽 2.46 MHz、中心波长 1.645 μm 波段的单频激光脉冲输出, 其光束质量因子 M<sup>2</sup> 为 1.15, 能量稳定度约为 0.5%。实验中获得的激光脉冲不仅线宽窄、光束质量好, 而且能量稳定度高。然而实验中并没有获得单脉冲能量和重复频率均高的激光脉冲, 通过表 1 中的案例也不难发现, 这是由于掺 Er<sup>3+</sup>晶体的吸收效率低、晶体内的寄生激光多且晶体的导热率低, 这些使得晶体的热负荷很大<sup>[18]</sup>。不仅如此, Er<sup>3+</sup>的光子跃迁截面小, 在固体和光纤的掺 Er<sup>3+</sup>增益介质中要获得高效率的<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>→<sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> 泵浦吸收跃迁很难, 并且当使用掺 Er<sup>3+</sup>晶体的掺杂浓度较大时又会出现淬灭效应。这些原因导致该类激光器几乎无法获得高重频、大能量的激光脉冲<sup>[19-22]</sup>。

表 1 掺 Er<sup>3+</sup>晶体为增益介质获得 1.6 μm 附近波段激光的相关研究进展

Tab.1 Example of obtaining a laser in the band near 1.6 μm using Er<sup>3+</sup> doped crystal as the gain medium

Center wavelength/μm	Single-pulse energy/mJ	Pulse width/ns	Frequency/Hz	M <sup>2</sup> <sub>x</sub> , M <sup>2</sup> <sub>y</sub>	Energy stability	Linewidth/MHz	Year
1.64	120	100	30	2, 2.5	-	-	2014 <sup>[23]</sup>
1.645	2.9	160	100	-	-	-	2015 <sup>[24]</sup>
1.645	10.1	205	200	1.4, 1.34	1.5%	2.44	2018 <sup>[25]</sup>
1.645	20.3	110	200	1.27, 1.3	0.61%	4.59	2019 <sup>[26]</sup>
1.645	28.6	159	200	1.37, 1.09	2.1%	3.4	2020 <sup>[27]</sup>
1.645	22.75	223.1	200	1.16, 1.15	0.5%	2.46	2021 <sup>[17]</sup>
1.54	1.3	10	100	-	0.28%	-	2023 <sup>[28]</sup>

### 2 受激拉曼散射

SRS 是一种基于三阶非线性过程扩展现有激光光谱范围的有效方式, 通过选用不同波段的泵浦光源

和拉曼晶体, 可将现有激光的波长从紫外扩展到近红外波段。具体过程是当一个入射的泵浦光子与一个热振子碰撞时会产生一个斯托克斯光子和一个受激声子, 当泵浦光的光子与新的声子碰撞后, 又会再

产生一个新的斯托克斯光子和一个受激声子, 由此而产生一个受激声子的“雪崩过程”, 进而产生斯托克斯光<sup>[29]</sup>。在获得 1.6 μm 附近波段的方法中, SRS 是一个非常有效的方案, 它不仅具有较高的光-光转化效率, 而且还可以通过自动相位匹配消除激光的热失相问题, 进而输出高光束质量的激光。

### 2.1 基于传统增益介质的拉曼激光器

基于 BaWO<sub>4</sub><sup>[30-31]</sup>、SrWO<sub>4</sub><sup>[32]</sup>、Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub><sup>[33-34]</sup>、BaTeMo<sub>2</sub>O<sub>9</sub><sup>[35]</sup>、YVO<sub>4</sub> 和 KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> 等传统增益介质拉曼

激光器的相关研究进展和上述晶体的拉曼频移、拉曼线宽、导热系数如表 2 和表 3 所示。由此可知, 这些非线性晶体的拉曼频移小, 一般用波长大于 1.3 μm 波段激光来泵浦这些非线性晶体获得 1.6 μm 附近波段激光; 并且传统拉曼晶体的热导率不高, 这会导致拉曼频移过程中晶体的热效应严重, 因此使用上述拉曼晶体获得 1.6 μm 波段激光的最大输出功率一般不超过瓦级。不仅如此, 在泵浦光和拉曼介质线宽的作用下, 输出拉曼光的线宽一般在 nm 量级。

表 2 传统增益介质的拉曼频移、拉曼线宽、导热系数

Tab.2 Raman frequency shift, Raman linewidth, heat conductivity of conventional gain media

Crystal Raman material	Raman shift/cm <sup>-1</sup>	Raman linewidth/cm <sup>-1</sup>	Heat conductivity/W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	Spectral transmission/μm
Ba(NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	1 047	0.4	1.17	0.35-1.8
KGd(WO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	901	5.4	2.6	0.34-5.5
BaWO <sub>4</sub>	926	1.6	3.0	0.26-3.7
BaTeMo <sub>2</sub> O <sub>9</sub>	921	5.6	1.26	0.38-5.53
SrWO <sub>4</sub>	924.23	3.0	3.133	0.263-3.2
YVO <sub>4</sub>	890	3.0	5.2	0.4-5

表 3 传统增益介质拉曼激光器的相关研究进展

Tab.3 Relevant research progress of conventional gain dielectric Raman lasers

Crystal Raman material	Pump light wavelength/μm	Raman light wavelength/μm	Output power/W	Output laser frequency	Light-light conversion efficiency	Stokes order	Linewidth/nm	Year
Ba(NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	1.32	1.56	0.25	1 Hz	48%	1	-	1995 <sup>[36]</sup>
KGd(WO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub>	1.35	1.537	1.2×10 <sup>-5</sup>	1 kHz	10%	1	20	2005 <sup>[37]</sup>
BaWO <sub>4</sub>	1.3	1.536	0.7	15 kHz	44%	1	-	2012 <sup>[38]</sup>
BaTeMo <sub>2</sub> O <sub>9</sub>	1.342	1.531	0.83	25 kHz	7.7%	1	0.06	2013 <sup>[39]</sup>
SrWO <sub>4</sub>	1.444	1.664	1.16	10 kHz	4.2%	1	-	2016 <sup>[40]</sup>
Ba(NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	1.319	1.53	5	50 Hz	-	1	-	2016 <sup>[41]</sup>
Nd:YVO <sub>4</sub>	1.342	1.524	0.685	-	4.8%	1	0.3	2021 <sup>[42]</sup>

为将 1 μm 波段脉冲激光频移至 1.6 μm 附近波段, 白俄罗斯 B. I. Stepanov Institute of Physics 的 V. A. Lisinetskii 等人<sup>[43]</sup> 采用外腔拉曼的设计, 利用重复频率 20 Hz、脉宽 10 ns、单脉冲能量 300 mJ、光束质量因子 M<sup>2</sup> 约为 3、中心波长 1.064 μm 的 Nd: YAG 激光器做泵浦源, 2 块 Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> 晶体作为拉曼介质, 经过三阶斯托克斯频移后获得 93 mJ 的 1.599 μm 激光输出, 其脉冲持续时间为 9 ns, 功率为 1.8 W, 能量转换效率约为 47%。而此时会有大量泵浦光的能量以热

量的形式留在非线性晶体内。由于传统拉曼晶体的热导率低且热膨胀系数大, 导致其无法满足输出高重复、大能量激光的需求。

综上, 传统拉曼晶体的单次拉曼频移量小, 无法获得长波长频移。因此, 一般选用 1.3 μm 波段激光来泵浦拉曼增益介质, 通过一阶斯托克斯频移获得 1.6 μm 附近波段激光脉冲输出。当使用技术成熟的波长为 1 μm 的 Nd: YAG 激光器做泵源时, 需要经历三阶以上斯托克斯频移后才能得到, 这个过程不仅技

术要求高,而且随着斯托克斯频移阶数的增加,拉曼介质内部热量也会急剧增加。因此在设计高重频的拉曼激光器时,应选用高热导率的拉曼晶体,同时采用有效的散热方式将晶体内的热量带走,以避免出现严重的热效应,引起光斑畸变而损伤晶体。不仅如此,当基频光经过三阶以上斯托克斯频移时,晶体内的四波混频还会展宽激光的光谱,使得输出激光的线宽更宽,从而导致其应用受限。上述原因均限制了拉曼频移技术在获得高重频、大能量 1.6 μm 附近波段激光领域的应用。

## 2.2 基于金刚石的拉曼激光器

相比之下,金刚石的透射光谱范围覆盖了紫外、可见光、红外至无线电波范围如图 3 所示<sup>[44]</sup>。且金刚石晶体的拉曼频移为 1332.3 cm<sup>-1</sup>,其室温条件下的拉曼增益线宽 1.5 cm<sup>-1</sup>。不仅如此,金刚石的拉曼增益系数为 12 cm/GW@1.064 μm,且它的二阶斯托克斯输出激光与泵浦光能量之间存在直接的正比关系<sup>[45]</sup>。因此金刚石晶体凭借优异的拉曼特性和宽波长范围的透明度<sup>[46-50]</sup>可以将波长 1 μm 的基频光通过二阶斯托克斯频移获得 1.49 μm 波段激光输出。金刚石还具有优异的热物性,其热导率高达 2 200 W/(m·K)<sup>[51-52]</sup>,是传统拉曼晶体的 140 多倍,且热膨胀系数低至 1.1×10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup><sup>[49]</sup>。如此优异的热稳定性,再给其配备合适的散热装置,使得金刚石即使在高温、高强度的严苛条件下依然可以呈现优异的非线性性能,而且还可以输出高光束质量的二阶斯托克斯光。此外,金刚石的大禁带避免了金刚石晶体在高温下产生电荷载流子,因此,即使在很高的温度下,金刚石依然可以保持高透明度。以上这些优点使得金刚石成为 SRS 技术中获得高重频、大能量长波段激光中最有前途的非线性介质。

为了获得高光束质量的拉曼激光,澳大利亚 Macquarie 大学的 McKay A 等人<sup>[53]</sup>以金刚石为拉曼晶体,使用波长 1.064 μm 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 激光器做为泵浦源,在重复频率 36 kHz、脉宽 20 ns、光束质量因子 M<sup>2</sup> 为 3.0 泵浦光泵浦下,经二阶斯托克斯频移输出 16.2 W 的 1.485 μm 激光脉冲,光-光效率高达 40%。其输出 1.485 μm 光的光束质量因子 M<sup>2</sup> 为 1.17±0.08,相比泵浦光提升了 2.7 倍,这是由于在 SRS 的过程

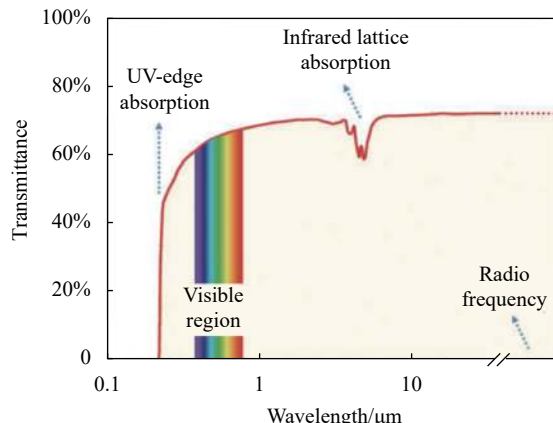


图 3 金刚石晶体透射光谱范围(未镀膜)<sup>[44]</sup>

Fig.3 Transmission spectral range of diamond crystals (uncoated)<sup>[44]</sup>

中,通过合理的谐振腔设计,可以使拉曼光的相位畸变有效的消散在声子场中,从而大大提升输出斯托克斯光的光束质量。当拉曼光在谐振腔中多次往返后光束质量会无限趋近于 TEM<sub>00</sub> 的理想高斯光束。

金刚石拉曼激光器不仅可以提升输出光的光束质量,而且可以获得高功率激光输出。Macquarie 大学的 Williams 等人<sup>[45]</sup>通过功率为 259 W、光束质量因子 M<sup>2</sup> 小于 1.2、重频 40 Hz、脉宽 250 μs 的 1.06 μm 的光泵浦金刚石,经过二阶斯托克斯频移,将泵浦光的波长从 1.06 μm 频移至 1.49 μm,输出光的功率为 114 W,光-光转换效率为 44%,其实验装置如图 4 所示。随后 Williams 和 Bai 等人<sup>[54]</sup>在 1.064 μm 泵浦光输入功率 823 W 条件下获得了功率 302 W、波长 1.49 μm 的激光输出。

此外,金刚石拉曼激光器通过合理的谐振腔设计也可以获得一定波长范围调谐的激光脉冲输出。英国 University of Strathclyde 的 Casula 等人验证了这一点。实验中使用波长为 1.18 μm 的半导体激光器泵浦金刚石晶体,实验装置如图 5 所示<sup>[55]</sup>,通过旋转位于圆盘半导体激光器谐振腔中的双折射滤波器,使输出的激光波长在 1.375~1.415 μm 范围内调谐,线宽为 0.1 nm。

虽然,基于金刚石的拉曼激光器可以获得高重频、大能量、波长可调谐且光束质量好的激光脉冲输出,但是由于金刚石的拉曼频移范围也十分有限,无法仅通过二阶斯托克斯频移将现有的且技术成熟的高功率 1 μm 波段激光频移到 1.6 μm 波段,且高阶斯

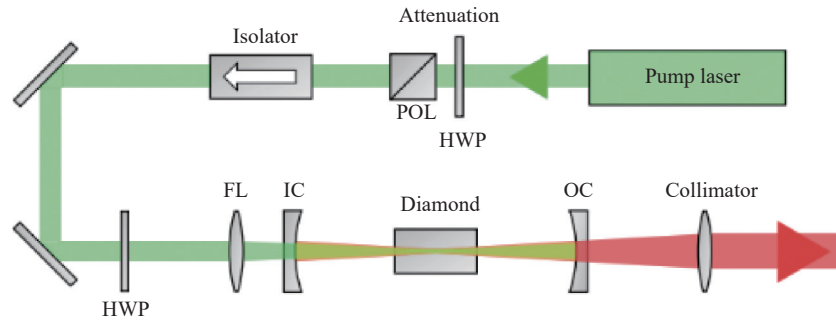


图 4 高功率金刚石拉曼激光器示意图<sup>[45]</sup>

Fig.4 Schematic diagram of the high-power diamond Raman laser<sup>[45]</sup>

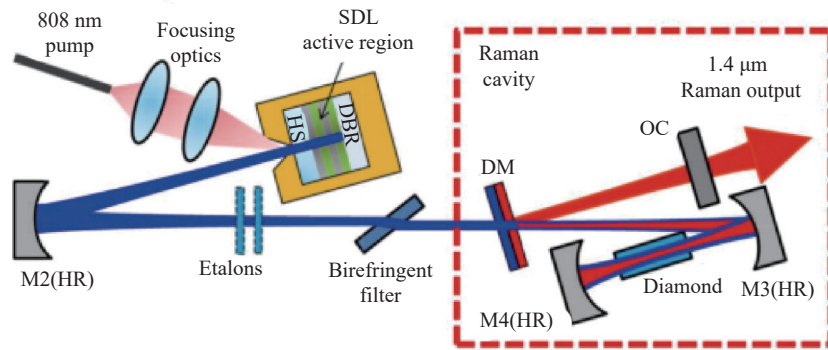


图 5 波长可调谐金刚石拉曼激光器示意图<sup>[55]</sup>

Fig.5 Schematic of wavelength tunable diamond Raman laser<sup>[55]</sup>

托克斯频移的技术难度高、效率低。因此想要获得 1.6 μm 波段激光,基频光中心波长需大于 1.3 μm,如广东晶体与激光技术工程研究中心的 Ma 等就使 1.342 μm 的基频光经一阶斯托克斯后获得 1.634 μm 波段激光<sup>[56]</sup>。这也是很少有使用波长 1 μm 的激光泵浦金刚石晶体获得 1.6 μm 波段激光的案例被报道的主要原因<sup>[41]</sup>。

### 3 光参量振荡

OPO 技术以二阶非线性效应为基础,利用非线性晶体的频率转换效应实现不同波长激光的调谐输出,其中频率转化过程的增益是由非线性晶体中光波之间的相互作用产生的。1961 年,夫朗肯等人首次观察到二次谐波的产生。此后不久,在 1962 年 Kingston<sup>[57]</sup> 和美国加州大学的 Norman M. Kroll 教授<sup>[58]</sup> 分别提出 OPO 的基本原理。直到 20 世纪 70 年代美国贝尔实验室的 Giordmaine J. A. 和 Robert C. Miller 等人首次使用波长 0.529 μm 的激光泵浦 LiNbO<sub>3</sub> 晶体获得 0.97~1.15 μm 可调谐的激光输出,制成了第一台光参

量振荡器<sup>[59]</sup>。由于 OPO 技术不仅可以提供从可见光到远红外光的可调谐相干光输出,而且还具有光-光效率高、阈值低、体积小、可靠性好、装置简单等优点,因此它在光谱研究中有着广泛的应用前景,深受激光研究者青睐,并逐渐发展成为一种主流的激光波长转换技术。

#### 3.1 高转换效率、高重频大能量的 OPO 技术

磷酸钛氧钾 (KTiOPO<sub>4</sub>, KTP) 和砷酸钛氧钾 (KTiOAsO<sub>4</sub>, KTA) 晶体均是性能优良的非线性晶体,依靠自身高的非线性系数、大的热导率、宽的光学透过范围、不易潮解和机械性能好等优点被广泛应用于高重频、大能量 OPO 中。为了提升 OPO 输出激光的光-光转化效率和单脉冲能量,国内外研究者进行了大量的研究工作。

##### 3.1.1 基于 KTP 晶体的 OPO

为获得高的光-光转化效率和单脉冲能量,美国 Schwartz Electro-Optics 公司的 G. A. Rines 等人<sup>[60]</sup> 首先测试了多横模泵浦光对 OPO 输出效率影响。实验中证明了,当采用非临界相位匹配时 OPO 对泵浦光

的光束质量要求不高,即使是在多横模的 1.064  $\mu\text{m}$  泵浦光抽运下也可获得高达 39.2% 的光-光的转换效率,最终获得 245 mJ 的 1.55  $\mu\text{m}$  的激光脉冲输出。

接着德国 Fraunhofer Institute for Laser Technology 的 Elsen F 等人<sup>[61]</sup>对比了多纵模和单纵模泵浦光对输出 1.654  $\mu\text{m}$  波段激光的影响,同等条件下,多纵模泵浦光泵浦 OPO 的光-光转换效率更高。实验中通过一套基于 Nd:YAG 晶体的 MOPA 多纵模 1.064  $\mu\text{m}$  激光系统做泵浦光,首先以 20 mJ 的泵浦光抽运 OPO 中的 KTP 晶体获得 5 mJ 的 1.654  $\mu\text{m}$  的种子光,随后通过延时光路合理调节种子光与剩余 430 mJ 泵浦光进入 OPA 中 4 块 KTP 晶体的时间和角度,在 4 级 OPA 放大后获得单脉冲能量 111 mJ 的 1.645  $\mu\text{m}$  人眼安全激光,光-光转化效率达到 26%,光路如图 6 所示。

然后,德国 Universität Kaiserslautern 的 Peltz M. 等人<sup>[62]</sup>测试了泵浦光 (1.06  $\mu\text{m}$  波段) 不同的光斑直径和脉宽对 OPO 输出效率的影响,实验装置如图 7 所

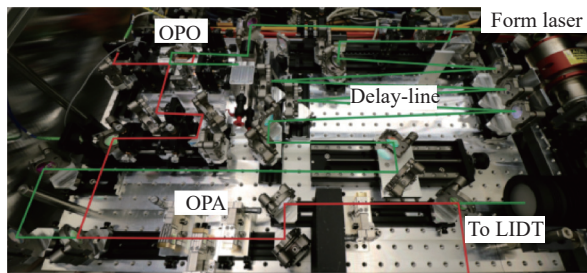


图 6 OPO/OPA 激光系统的实物图<sup>[61]</sup>

Fig.6 Physical diagram of the OPO/OPA laser system<sup>[61]</sup>

示。一方面通过硬孔光阑配合一缩束装置来控制泵浦光的直径,测试不同直径泵浦光斑对 OPO 输出效率的影响;另一方面测试了不同脉宽的泵浦光对 OPO 振荡阈值和输出效率的影响,结果显示当使用短脉宽的泵浦光时,OPO 谐振腔的阈值更小且输出效率更高。最终通过 OPO 谐振腔获得单脉冲能量 18.3 mJ、波长 1.58  $\mu\text{m}$  的激光输出,频谱宽度 4.7 ns 其光-光转换效率为 35%。

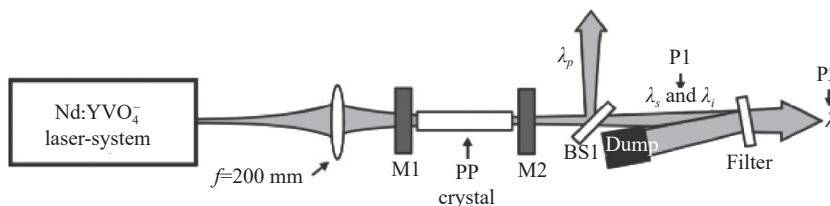


图 7 泵浦光斑和脉宽可调的 OPO 激光器<sup>[62]</sup>

Fig.7 Pump spot and pulse width tunable OPO laser<sup>[62]</sup>

最后,西安应用光学研究所李刚等人<sup>[63]</sup>通过 TEC 精确控制 KTP 晶体温度设计了一款信号光的光-光转换效率高达 41% 的 OPO 激光器(泵浦光中心波长 1.06  $\mu\text{m}$ )。波兰华沙 Military University of Technology 的 M. Kaskow 等人<sup>[64]</sup>报道了一种基于非临界相位匹配的 MW 级光参量振荡器。实验中 1.064  $\mu\text{m}$  波段泵浦光的转化效率高达 51.3%,这是调研后所知光-光转换效率最高的案例。

由此可见,通过合理调节 1.06  $\mu\text{m}$  泵浦光和 OPO 谐振腔的相关参数,基于 KTP 晶体的 OPO 技术是可以同时得到很高的光-光转换效率和大能量的激光脉冲输出。

### 3.1.2 基于 KTA 晶体的 OPO

作为 KTP 晶体同构体 KTA 同样具有优良的非线

性性能,常作为 OPO 的非线性晶体,用于获取 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光,同时也会输出中红外波段的闲频光。图 8 是使用 SNLO 软件模拟获得的不同波长光在 KTA 与 KTP 晶体中的透过率,可知 KTA 与 KTP 晶体在 1.064  $\mu\text{m}$  和 1.6  $\mu\text{m}$  波段附近的透过效率均接近 100%,但是 KTP 晶体对中红外波段激光有部分吸收,而 KTA 晶体则不存在这个问题,因此 KTA 晶体是获得高重频、大能量 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光十分有潜力的非线性晶体。美国 Schwartz Electro-Optics 公司 M. S. Webb 等人<sup>[65]</sup>验证了这一点,实验中对比了 KTP 与 KTA 晶体在 OPO 中相位失配和热透镜效应,认为由于 KTP 晶体在 OPO 过程中会吸收一定比例中红外波段的闲频光,这不仅限制了信号光的转化效率,而且也会导致晶体内热量急剧增加,最终引起相位失配

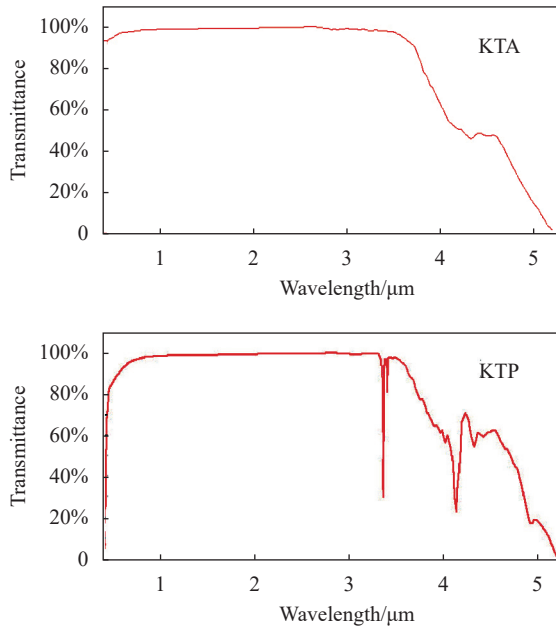


图 8 不同波段激光在 KTA 和 KTP 晶体中的透射率

Fig.8 Transmission rate of laser in KTA and KTP crystals at different wavelengths

和 KTP 晶体热效应程度不断加剧,而这些问题在 KTA 晶体中几乎不存在,因此实验中认为 KTA 晶体更适合做高重频、大能量激光的非线性晶体。最后通过两个 100 Hz 的二极管泵浦 Nd: YAG 放大系统做泵浦源,通过 1.064  $\mu\text{m}$  激光泵浦环形腔内串联的 4 块长度 20 mm 的 KTA 晶体,获得 330 mJ、线宽 0.6 nm、波

长 1.53  $\mu\text{m}$  波段激光输出, KTA-OPO 的环形腔如图 9 所示。

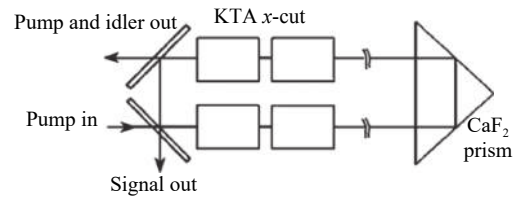


图 9 KTA-OPO 的环形腔<sup>[65]</sup>

Fig.9 Ring cavity of KTA-OPO<sup>[65]</sup>

为获得更高的光-光转化效率,清华大学的 Liu 等人<sup>[66]</sup>设计了一款高能光参量振荡器,在相同条件下对比了沿  $x$  方向和  $y$  方向切割的 KTA 晶体对信号光输出效率的影响。实验中由 1.064  $\mu\text{m}$  波段激光抽运 KTA 晶体获得。如图 10 所示,当 1.064  $\mu\text{m}$  泵浦光能量 1 J、重复频率 10 Hz、脉宽为 10 ns 时,  $y$  方向切割的 KTA 获得波长 1.505  $\mu\text{m}$ 、单脉冲能量 151 mJ 的激光,能量转换效率为 15.1%,而  $x$  方向切割的 KTA 得到波长 1.535  $\mu\text{m}$ 、单脉冲能量 260 mJ 的激光,能量转换效率为 26%,光-光效率提升了 11.1%。这是因为  $x$  方向切割的 KTA 晶体输出闲频光的有效非线性系数高,使得同等条件下 OPO 的阈值低,总的光-光转化效率高。

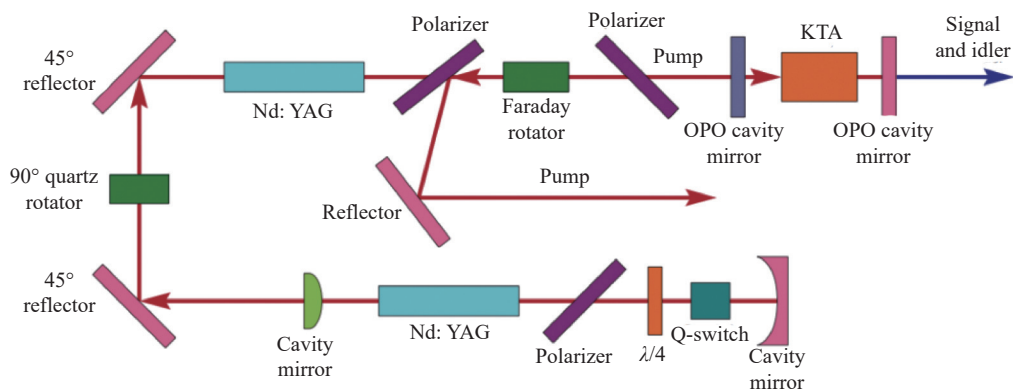


图 10 高转化效率的 OPO 光路图<sup>[66]</sup>

Fig.10 Diagram of high conversion efficiency OPO optical path<sup>[66]</sup>

美国 Energy Dynamics Laboratory 的 R.J.Foltynowicz 和 M. D. Wojcik<sup>[67]</sup>采用波长 1.064  $\mu\text{m}$  激光泵浦的 KTA,实现了 30 Hz、243 mJ、7 ns 的 1.533  $\mu\text{m}$  激光输

出。如图 11 所示, OPO 腔是由两个反射镜、一个折叠棱镜和两个 KTA 晶体组成,这种结构可以在不使用光隔离装置的前提下实现 OPO 的高效转化率。

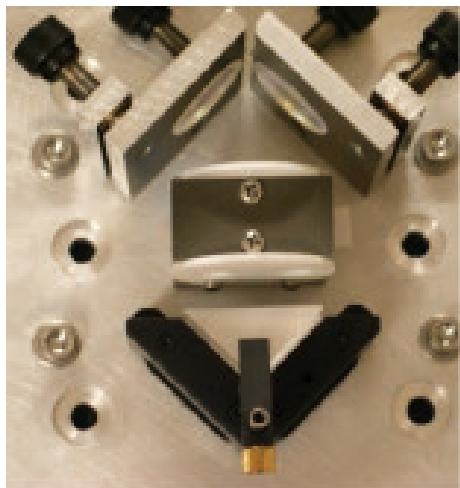


图 11 环形腔 KTA-OPO 的实物图<sup>[67]</sup>

Fig.11 Physical view of ring cavity KTA-OPO<sup>[67]</sup>

3.1.3 小结

由上述研究可知,采用 OPO 技术获得 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光一般是采用中心波长 1.06  $\mu\text{m}$  激光泵浦 KTA、KTP 等非线性晶体得到。该方法不仅具有高的光-光转换效率,而且参量转换过程不是通过受激辐射的方式产生 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光,而是非线性介

质中光波之间的相互作用产生的增益,此时非线性晶体的热效应很小。因此 OPO 技术支持高重频、大能量的 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光的获得。

3.2 宽波长调谐的 OPO

OPO 不仅可以获得高重频、大能量的激光脉冲输出,而且还可以通过调节非线性晶体的温度或角度快速实现输出激光的宽波长调谐。哈尔滨工业大学姚宝权等人<sup>[68]</sup>通过临界相位匹配的方式获得 1.53~1.84  $\mu\text{m}$  波段的可调谐激光输出。天津大学 Zhong 等人<sup>[69]</sup>利用非共线相位匹配的方式设计一种宽波长调谐的 OPO 环形腔,如图 12 所示。实验中通过调整腔镜 M3 的角度,使信号光与 1.06  $\mu\text{m}$  波段泵浦光的夹角在  $0^\circ\sim 5.8^\circ$  范围内变化,获得 1.572 9~1.684 2  $\mu\text{m}$  范围内宽波长调谐。当信号光的波长为 1.572 9  $\mu\text{m}$  时,得到最大单脉冲能量 46 mJ、脉宽 6.5 ns、线宽 6.5 ns、光-光转换效率 33.3%。这也证明了通过 OPO 技术不仅可以获得高重频大能量的 1.6  $\mu\text{m}$  附近波段激光输出,还可以简单、有效的实现较大范围的激光波长调谐输出。

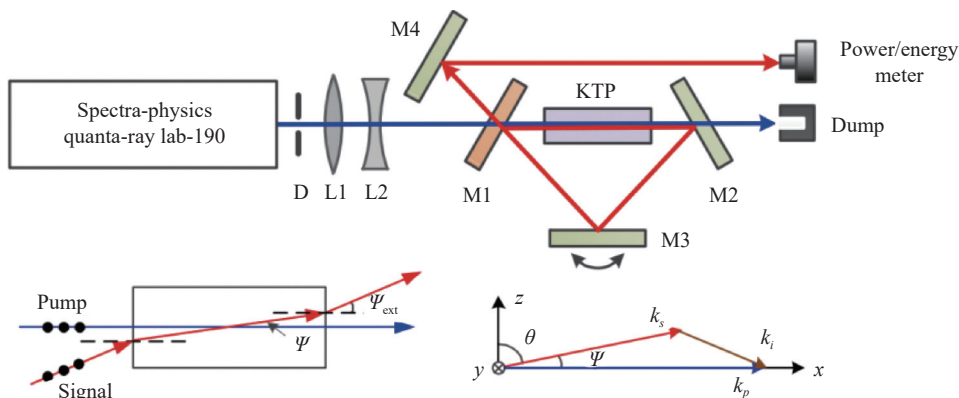


图 12 波长可调谐的 OPO 实验装置图<sup>[69]</sup>

Fig.12 Diagram of the wavelength-tunable OPO experimental setup<sup>[69]</sup>

清华大学 Liu 等人<sup>[70]</sup>对比了临界相位匹配和非临界相位匹配对 OPO 输出效率和波长调节范围的影响。对临界相位匹配,为补偿走离效应,使用两个切割角方向相反的 KTA 作为非线性晶体。此时 OPO 谐振腔的阈值为 180 mJ (泵浦光的中心波长 1.064  $\mu\text{m}$ ),通过调节 KTA 晶体的角度最终获得单脉冲能量 74.5 mJ、波长 1.49  $\mu\text{m}$  的信号光,光-光转化效

率为 23.3%,光路如图 13 所示。对于非临界相位匹配,使用同样的 1.064  $\mu\text{m}$  波段泵浦源抽运沿 x 方向切割的 KTA 晶体,通过调节 KTA 晶体的温度,输出单脉冲能量 89.7 mJ(效率 36.4%)、波长 1.54  $\mu\text{m}$ 、线宽约 93 nm 的激光脉冲输出。通过实验可知,尽管使用两个反方向切割的 KTA 晶体来补偿临界相位匹配的走离效应,但谐振腔内的损耗依然远高于非临界相位匹



配的条件下的 OPO。然而临界相位匹配的光谱特性优于非临界相位匹配,此时可以通过调节非线性晶体

的角度获得更宽的光谱调谐,由此可见两种匹配方式各有优缺点,实验中可依据实际需求进行选择。

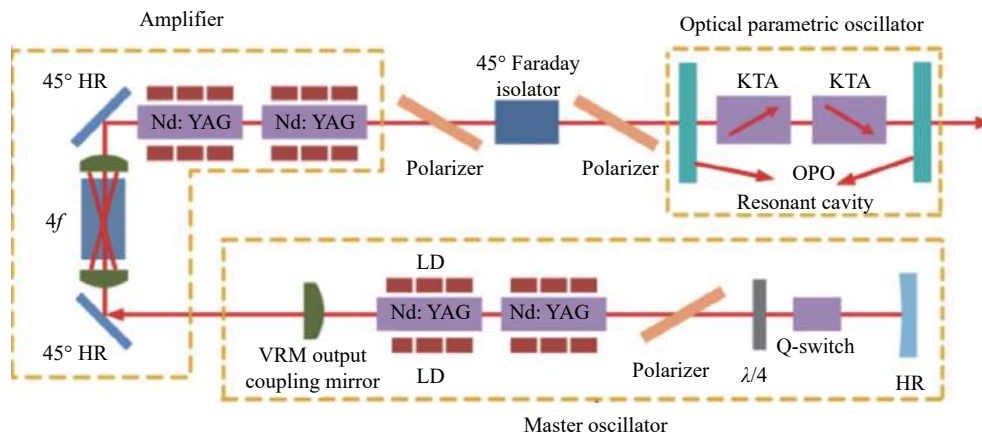


图 13 100 Hz 的高能量 KTA-OPO 实验装置图<sup>[70]</sup>

Fig.13 Diagram of the high-energy KTA-OPO experimental setup at 100 Hz<sup>[70]</sup>

综上, OPO 技术不只具有效率高、阈值低、体积小、可靠性高、装置简单等优点,还可以迅速实现激光的宽波长调谐。

### 3.3 较高光束质量的 OPO

当使用高平均功率的激光泵浦非线性晶体时,由于非线性晶体的热效应,相位匹配的方向性以及增益过程的非对称性,光束质量会随着输出功率的增加而变差。不仅如此, OPO 输出激光横向剖面上的衍射耦合较差,这也会导致输出光的光束质量变差。而激光的光束质量决定了其应用范围,因此提升 OPO 输出激光的光束质量是十分必要的。

#### 3.3.1 OPO 谐振腔的设计与合适的相位匹配

OPO 通过设计合理谐振腔,同时选择合适的相位匹配方式是可以同时获得大能量且光束质量较好的 1.6 μm 附近波段激光,美国 Sandia National Laboratories 的 D. J. Armstrong 等人<sup>[71]</sup>验证了这一点。实验中一方面采用图像旋转的方式与非线性过程的走离效应相结合,通过增加信号光横向维度的相位和振幅来提高输出光束质量;另一方面通过 II 类相位匹配方式使泵浦光和信号光在晶体内的偏振方向正交,泵浦光和闲频光的偏振方向一致,这样可以很大程度优化低光束质量泵浦光的不规则通量和相位畸变对信号光产生不良影响,由此提升 OPO 输出信号光的光束质量。通过上述两种方式,即使 OPO 腔内的菲涅

耳数很大,也可以获得较好的光束质量。最终使用单脉冲能量 430 mJ,重复频率 10 Hz,脉冲宽度 8~10 ns 的 1.064 μm 波段激光分别泵浦 OPO 谐振腔中 1 块和 2 块 KTA 晶体,输出 1.55 μm 波段激光的能量分别为 135 mJ 和 170 mJ,能量转换效率分别为 31.4% 和 39.5%,激光的光束质量因子  $M^2$  约为 4。

#### 3.3.2 基于高斯镜的 OPO 谐振腔

山东大学孟君等人<sup>[72]</sup>设计了一款基于 KTA 晶体的百 Hz 大能量 OPO 系统,实验中 OPO 谐振腔采用平-平腔结构,使用 100 Hz、单脉冲能量 580 mJ、波长为 1.064 μm 的 Nd:YAG 主振荡功率放大器来泵浦沿 x 方向切割的 KTA 晶体 ( $\phi=0^\circ, \theta=90^\circ$ )。最终输出脉宽 13.7 ns,单脉冲能量 178 mJ 的中心波长 1.53 μm 波段激光,光-光转换效率为 30.7%。但是由于泵浦光的光斑质量较差,加之 OPO 谐振腔的设计存在缺陷且没有给 KTA 晶体增加散热装置,导致 OPO 输出信号光的光束质量因子  $M^2$  为 30.5 左右,光束质量很差。之后,孟君等人<sup>[73]</sup>为提升 OPO 输出信号光的光束质量,设计了一款基于高斯反射镜的不稳定谐振腔的 OPO,实验光路图如图 14 所示,当 1.064 μm 波段泵浦光能量为 480 mJ 时,得到重复频率 100 Hz、脉宽 16.2 ns、脉宽 16.2 ns、单脉冲能量 75 mJ、线宽 0.25 nm 的 1.53 μm 激光脉冲输出,其光束质量因子  $M^2$  为 9.8。而同等条件下使用平-平谐振腔的 OPO 得到

128 mJ 的 1.53 μm 激光脉冲, 输出激光的光束质量因子  $M^2$  为 39.8。相比可知, 基于高斯反射镜的不稳定

谐振腔可以在牺牲部分输出效率的前提下提高输出光的光束质量。

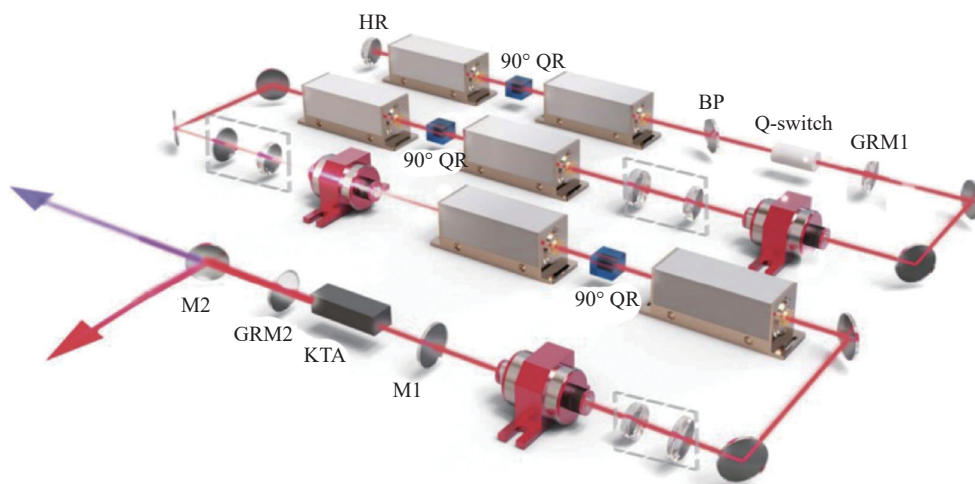


图 14 KTA-OPO 系统实验装置示意图<sup>[73]</sup>

Fig.14 Schematic diagram of the experimental setup of KTA-OPO system<sup>[73]</sup>

#### 4 结 论

高重频、大能量 1.6 μm 附近波段激光既能满足远距离、大数据量传输的探测需求, 又避免对周围人员造成误伤, 因此具有重要的研究价值。获得 1.6 μm 附近波段激光的主要方式分别为泵浦光直接泵浦掺 Er<sup>3+</sup> 晶体、SRS 和 OPO 技术。虽然直接泵浦掺 Er<sup>3+</sup> 晶体可以获得窄线宽、光束质量好且能量稳定度高的 1.6 μm 附近波段激光, 但是由于掺 Er<sup>3+</sup> 晶体的吸收效率不高、增益介质的热导率低且晶体的上能级寿命短, 导致其无法满足高重频、大能量的需求。而 SRS 技术由于现有拉曼晶体的热导率低和有限的拉曼频移等原因仅能将 1 μm 波段激光频移至 1.49 μm 附近。

OPO 技术通过合理调节泵浦光和谐振腔的参数, 搭配性能优良的非线性晶体是可以获得高重频、大能量 1.6 μm 附近波段激光输出的。虽然 OPO 技术输出光的光束质量仍需改善且线宽较宽, 但是它依然是现阶段获得高重频大能量 1.6 μm 附近波段激光最有前景的方案。随着人们对 OPO 技术了解的深入, 对于拓展 OPO 技术的应用具有重大意义。

#### 参考文献:

[1] International Electrotechnical Commission. Safety of laser products-Part 1: Equipment classification and requirements (IEC

60825-1:2014) [S/OL]. (2020-09-15)[2023-05-08]. <https://wcbst.ore.iec.ch/publication/3587>.

[2] Wang K O, Gao C Q, Lin Z F, et al. 1 645 nm coherent Doppler wind lidar with a single-frequency Er: YAG laser [J]. *Optics Express*, 2020, 28(10): 14694-14704.

[3] Kameyama S, Imaki M, Hirano Y, et al. Development of 1.6 μm continuous-wave modulation hard-target differential absorption lidar system for CO<sub>2</sub> sensing [J]. *Optics Letters*, 2009, 34: 1513-1515.

[4] Shang X, Xia H, Dou X K, et al. Adaptive inversion algorithm for 1.5 μm visibility lidar incorporating in situ angstrom wavelength exponent [J]. *Optics Communications*, 2018, 418: 129-134.

[5] Li Kuan, Ben Tingwei, Wu Chunting, et al. Development of 1.6-μm Er: YAG solid-state laser for lidar [J]. *Microwave & Optical Technology Letters*, 2023, 5(65): 1512-1534.

[6] Hintikka M, Kostamovaara J. Experimental investigation into laser ranging with sub-ns laser pulses [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2018, 18(3): 1047-1053.

[7] Liu H, Zhang Y, Sun K, et al. Pose measurement of robot arm end based on laser range finders[C]//IEEE International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics, 2015: 1224-1228.

[8] Li Tingquan. Research on key technology of eye-safe laser ranging [D]. Chengdu: Sichuan University of Electronic Science and Technology of China, 2018. (in Chinese)

- [9] Zhang Wei. Research on 1.57  $\mu\text{m}$  eye-safe laser [D]. Changchun: Changchun University of Science and Technology, 2013. (in Chinese)
- [10] Steinvall O, Persson R, Berglund F, et al. Using an eyesafe military laser range finder for atmospheric sensing[C]// Proceedings of the SPIE, 2014, 9080: 90800W.
- [11] Boucher J F, Callahan J J. Ultra-high-intensity 1550-nm single junction pulsed laser diodes [C]// Laser Technology for Defense and Security VII, 2011, 8039: 1-9.
- [12] Liu Liping. 57  $\mu\text{m}$  OPO eye-safe laser. [J]. *Laser & Infrared*, 2003, 33(4): 300-303. (in Chinese)
- [13] Huber G, Kränkel C, Petermann K. Solid-state lasers: status and future [Invited] [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(11): 93-105.
- [14] Yasukuni Shibata, Chikao Nagasawa, Makoto Abo. Development of 1.6  $\mu\text{m}$  DIAL using an OPG/OPA transmitter for measuring atmospheric CO<sub>2</sub> concentration profiles [J]. *Applied Optics*, 2017, 56(4): 1194-1201.
- [15] Cai Xianglong, Li Zhanghui, Liu Dong, et al. High energy pulsed laser in 1.6  $\mu\text{m}$  waveband based on deuterium gas stimulated Raman scattering [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(11): 1101001. (in Chinese)
- [16] Frank F W, Pierce J W. A high peak power, compact, eye-safe optical parametric oscillator system[C]// Proceedings of the SPIE, 2010, 7582: 75820H.
- [17] Song Rui, Li Shanghua, Chen Chaoyong, et al. 1645-nm single-frequency pulsed Er : YAG ceramic Laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(5): 0501012. (in Chinese)
- [18] Li Yuqi, Bai Zhenxu, Chen Hui, et al. Eye-safe diamond Raman laser [J]. *Results in Physics*, 2020, 16: 102853.
- [19] Fornasiero L, Petermann K, Heumann E, et al. Spectroscopic properties and laser emission of Er<sup>3+</sup> in scandium silicates near 1.5  $\mu\text{m}$  [J]. *Optical Materials*, 1998, 10(1): 9-17.
- [20] Setzle S D, Francis M P, Young Y E, et al. Resonantly pumped eyesafe erbium lasers [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2005, 11(3): 645-657.
- [21] Jebali M A, Maran J N, Larochelle S. 264 W output power at 1585 nm in Er-Yb codoped fiber laser using in-band pumping [J]. *Opt Lett*, 2014, 39(13): 3974-3977.
- [22] Lin H, Feng Y, Barua P, et al. 405 W erbium-doped large-core fiber laser[C]//OSA: Advanced Solid State Lasers (2017), 2017: Article AT4A-2.
- [23] Larat C, Schwarz M, Lallier E, et al. 120 mJ Q-switched Er:YAG laser at 1645 nm [J]. *Optics Express*, 2014, 22(5): 4861-4866.
- [24] Yao B Q, Deng Y, Dai T Y, et al. Single-frequency, injection-seeded Er:YAG laser based on a bow-tie ring slave resonator [J]. *Quantum Electronics*, 2015, 45(8): 709-712.
- [25] Gao Chunqing, Shi Yang, Ye Qing, et al. 10 mJ single-frequency, injection-seeded Q-switched Er:YAG laser pumped by a 1470 nm fiber-coupled LD [J]. *Laser Physics Letters*, 2018, 15(2): 025003.
- [26] Yang Shi, Gao Chunqing, Wang Shuo, et al. High-energy, single-frequency, Q-switched Er:YAG laser with a double-crystals-end-pumping architecture [J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 2671-2680.
- [27] Li Shanghua, Wang Qing, Song Rui, et al. Laser diode pumped high-energy single-frequency Er:YAG laser with hundreds of nanoseconds pulse duration [J]. *Chinese Optics Letters*, 2020, 3(18): 44-48.
- [28] Guo Baoping, Josh Foster, Susanne Lee, et al. Q-switched, high energy, high repetition rate, mini-laser transmitters at 1.54  $\mu\text{m}$  [C]// Proceedings of the SPIE, 2023, 12399: 1239908.
- [29] 石顺祥, 陈国夫, 赵卫, 等. 非线性光学 [M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003.
- [30] Chen X H, Li P, Zhang X Y, et al. Eye-safe Raman laser at 1 532 nm with BaWO<sub>4</sub> crystal [J]. *Laser Physics*, 2011, 21(12): 2040-2044.
- [31] Shen Hongbin, Wang Qingpu, Li Ping, et al. Diode-side-pumped Nd:YAG/BaWO<sub>4</sub> dual-wavelength Raman laser emitting at 1 502 and 1 527 nm [J]. *Optics Communications*, 2013, 306: 165-169.
- [32] Fan Y X, Liu Y, Duan Y H, et al. High-efficiency eye-safe intracavity Raman laser at 1531 nm with SrWO<sub>4</sub> crystal [J]. *Applied Physics B*, 2008, 93(2-3): 327-330.
- [33] Takei N, Suzuki S, Kannari F. 20 Hz operation of an eye-safe cascade Raman laser with a Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> crystal [J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(6): 521-527.
- [34] Shpak P V, Voitikov S V, Chulkov R V, et al. Passively Q-switched diode-pumped Raman laser with third-order Stokes eye-safe oscillation [J]. *Optics Communications*, 2012, 285(17): 3659-3664.
- [35] Wu Qian, Gao Zeliang, Yan Bingzheng, et al. A novel multi-functional crystal: Self-acousto-optic Q-switch Raman laser based on  $\alpha$ -BaTeMo<sub>2</sub>O<sub>9</sub> crystal [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2020, 20(32): 1299-1302.
- [36] Murray J T, Powell C R, Peyghambarian N, et al. Generation of 1.5  $\mu\text{m}$  radiation through intracavity solid-state Raman shifting in Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> nonlinear crystals [J]. *Optics Letters*, 1995, 20(9): 1017-1019.

- [37] Major R A, Aitchison J S, Smith P W E, et al. Efficient Raman shifting of high-energy picosecond pulses into the eye-safe 1.5 microm spectral region by use of a  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  crystal [J]. *Optics Letters*, 2005, 4(30): 421-423.
- [38] Zverev P G, Ivleva L I. Eye-safe Nd: YVO<sub>4</sub> laser with intracavity SRS in a BaWO<sub>4</sub> crystal [J]. *Quantum Electronics*, 2012, 42(1): 27-30.
- [39] Bai Fen, Wang Qingpu, Tao Xutang, et al. Eye-safe Raman laser based on BaTeMo<sub>2</sub>O<sub>9</sub> crystal [J]. *Applied Physics B*, 2013, 116(2): 501-505.
- [40] Zhang Huanian, Li Ping. High-efficiency eye-safe Nd: YAG/SrWO<sub>4</sub> Raman laser operating at 1664 nm [J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(1): 12(1).
- [41] Gorbunov I A, Kulagin O V, Sergeev A M. Eye-safe picosecond Raman laser [J]. *Quantum Electronics*, 2016, 46(10): 863-869.
- [42] Fan Li, Shen Jun, Wang Xiaoyu, et al. Efficient continuous-wave eye-safe Nd:YVO<sub>4</sub> self-Raman laser at 1.5  $\mu\text{m}$  [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(13): 3183-3186.
- [43] Lisinetskii V A, Eichler H J, Rhee H, et al. The generation of high pulse and average power radiation in eye-safe spectral region by the third Stokes generation in barium nitrate Raman laser [J]. *Optics Communications*, 2008, 281(8): 2227-2232.
- [44] Bai Zhenxu, Yang Xuezhong, Chen Hui, et al. Research progress of high-power diamond laser technology (Invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2020, 49(12): 20201076. (in Chinese)
- [45] Williams R J, Spence D J, Lux O, et al. High-power continuous-wave Raman frequency conversion from 1.06 microm to 1.49 microm in diamond [J]. *Optics Express*, 2017, 25(2): 749-757.
- [46] Lee K C, Sussman B J, Nunn J, et al. Comparing phonon dephasing lifetimes in diamond using transient coherent Ultrafast phonon spectroscopy [J]. *Diamond and Related Materials*, 2010, 19(10): 1289-1295.
- [47] Kaminskii A A, Hemley R J, Lai J, et al. High-order stimulated Raman scattering in CVD single crystal diamond [J]. *Laser Physics Letters*, 2007, 4(5): 350-353.
- [48] Thomas M E. Multiphonon model for absorption in diamond[C]//Proc of SPIE, 1994, 2286: 152-159.
- [49] Hird J R, J Rabeau. Optical Engineering of Diamond[C]//Optical Engineering of Diamond, 2013.
- [50] Savitski V G, Reilly S, Kemp A J. Steady-state Raman gain in diamond as a function of pump wavelength [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2013, 49(2): 218-223.
- [51] Williams R J, Kitzler O, McKay A, et al. Investigating diamond Raman lasers at the 100 W level using quasi-continuous-wave pumping [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(14): 4152-4155.
- [52] Williams R J, Nold J, Strecker M, et al. Efficient Raman frequency conversion of high-power fiber lasers in diamond [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(4): 405-411.
- [53] McKay A, Kitzler O, Mildren R P. Simultaneous brightness enhancement and wavelength conversion to the eye-safe region in a high-power diamond Raman laser [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(3): 37-41.
- [54] Bai Z, Williams R J, Kitzler O, et al. 302 W quasi-continuous cascaded diamond Raman laser at 1.5 microns with large brightness enhancement [J]. *Optics Express*, 2018, 26(16): 19797-19803.
- [55] Casula R, Penttinen J P, Kemp A J, et al. 1.4 microm continuous-wave diamond Raman laser [J]. *Optics Express*, 2017, 25(25): 31377-31383.
- [56] Ma Houjie, Wei Xin, Dai Shibo, et al. Intra-cavity diamond Raman laser at 1634 nm [J]. *Optics Express*, 2021, 29(20): 31156-31163.
- [57] Kington R. Parametric amplification and oscillation at optical frequencies [J]. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 1962, 50(4): 472.
- [58] Kroll N M. Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies [J]. *Physical Review*, 1962, 127(4): 1207-1211.
- [59] Giordmaine J A, Miller R C. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at optical frequencies [J]. *Physical Review Letters*, 1965, 14(24): 973-976.
- [60] Rines G A, Rines D M, Moulton P F. Efficient, high-energy, KTP optical parametric oscillators pumped with 1 micron Nd-Lasers [C]//Advanced Solid State Lasers, 1994, 20: PO9.
- [61] Elsen F, Livrozet M, Strotkamp M, et al. Demonstration of a 100 mJ OPO/OPA for future lidar applications and laser-induced damage threshold testing of optical components for MERLIN [J]. *Optical Engineering*, 2018, 57(2): 1-4.
- [62] Peltz M, Bäder U, Borsutzky Y A, et al. Optical parametric oscillators for high pulse energy and high average power operation based on large aperture periodically poled KTP and RTA [J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2001, 73(7): 663-670.
- [63] Li Gang, Ning Zili, Yang Aifen, et al. Eye-safe repetition laser based on optical parametric oscillator [J]. *Journal of Applied Optics*, 2011, 32(3): 579-581. (in Chinese)
- [64] Kaskow M, Gorajek L, Zendzian W, et al. MW peak power KTP-OPO-based "eye-safe" transmitter [J]. *Opto-Electronics Review*, 2018, 26(2): 188-193.

- [65] Webb M S, Moulton P F, Jeffrey J J, et al. High-average-power KTiOAsO<sub>4</sub> optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 1998, 23(15): 1161-1163.
- [66] Liu J, Liu Q, Huang L, et al. High energy eye-safe and mid-infrared optical parametric oscillator [J]. *Laser Physics Letters*, 2010, 7(12): 853-856.
- [67] Foltynowicz R J, Wojcik M D. Demonstration of a high output power 1 533 nm optical parametric oscillator pumped at 1 064 nm[C]//Proceedings of the SPIE, 2010, 7838: 783815.
- [68] Yao Baoquan, Wang Yuezhu, Ju Youlun, et al. Tunable eye-safe Laser based on KTP optical parametric oscillator [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2000, 27(11): 1017-9. (in Chinese)
- [69] Zhong K, Mei J L, Liu Y, et al. Widely tunable eye-safe optical parametric oscillator with noncollinear phase-matching in a ring cavity [J]. *Optics Express*, 2019, 27(8): 10449-10455.
- [70] Liu Q, Zhang Z, Liu J, et al. 100 Hz high energy KTiOAsO<sub>4</sub> optical parametric oscillator [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2013, 61: 287-289.
- [71] Armstrong Darrell J, Smith Arlee V. 150-mJ 1550-nm KTA OPO with good beam quality and high efficiency [C]//Proceedings of the SPIE, 2004, 5284: 528436.
- [72] Meng Jun, Cong Zhenhua, Zhao Zhigang, et al. 100 Hz high-energy KTA dual-wavelength optical parametric oscillator [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1201009. (in Chinese)
- [73] Meng J, Li C, Cong Z, et al. Investigations on beam quality improvement of an NCPM- KTA-based high energy optical parametric oscillator using an unstable resonator with a Gaussian reflectivity mirror[Invited] [J]. *Chinese Optics Letters*, 2022, 20(9): 091401. (in Chinese)

## Research progress of high-frequency and high-energy solid state lasers at 1.6 $\mu\text{m}$ (*invited*)

Li Pengfei<sup>1,2</sup>, Zhang Fei<sup>1,2</sup>, Li Kai<sup>1,2</sup>, Cao Chen<sup>1,2</sup>, Li Yan<sup>1,2</sup>, Zhang Jiachao<sup>1,2</sup>,  
Yan Bingzheng<sup>1,2</sup>, Bai Zhenxu<sup>1,2</sup>, Yu Yu<sup>1,2</sup>, Lv Zhiwei<sup>1,2</sup>, Wang Yulei<sup>1,2\*</sup>

(1. Center for Advanced Laser Technology, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China;

2. Hebei Key Laboratory of Advanced Laser Technology and Equipment, Tianjin 300401, China)

### Abstract:

**Significance** The laser near 1.6  $\mu\text{m}$  is not only the safe band of human eyes, but also the transmission window in the atmosphere. The high-frequency and high-energy laser close to 1.6  $\mu\text{m}$  can also carry information with high resolution and large amount of data at a longer distances. In recent years, with the improvement of crystal preparation and lens coating technology, the 1.6  $\mu\text{m}$  band laser obtained by directly pumping gain media and frequency conversion technology has greatly improved the parameters such as repetition frequency, energy and beam quality. In this paper, the principles and research progress of 1.6  $\mu\text{m}$  laser generated by erbium-doped crystal direct pumping, optical parametric oscillation and stimulated Raman frequency shift are introduced, the advantages and disadvantages of the above three schemes in 1.6  $\mu\text{m}$  laser are analyzed, and their application prospect in 1.6  $\mu\text{m}$  high-repetition rate and high-energy laser is prospected. The problem of poor output beam quality when high-frequency and high-energy lasers is obtained near 1.6  $\mu\text{m}$  is also analyzed, and several enhancement examples are given. The development prospect of obtaining better beam quality and high-frequency and high-energy lasers by optical parametric oscillation near 1.6  $\mu\text{m}$  is discussed.

**Progress** Firstly, the energy level conversion process of the laser near 1.6  $\mu\text{m}$  directly generated by pumping Er<sup>3+</sup> doped crystals is given. However, the low absorption efficiency of pump light, the small photon transition cross section, the high number of parasitic lasers in the crystal and the low thermal conductivity of the crystal make the thermal load on the crystal very high. All these reasons limit its application in obtaining high-repetition

rate and high-energy lasers at about 1.6  $\mu\text{m}$  band. Then the process of obtaining Stokes light by stimulated Raman frequency shift is described. Raman lasers based on conventional Raman gain materials such as  $\text{BaWO}_4$ ,  $\text{SrWO}_4$ ,  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{BaTeMo}_2\text{O}_9$ ,  $\text{GdVO}_4$ ,  $\text{YVO}_4$  and  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  are analysed, as their low Raman gain coefficients and the low thermal conductivity and thermal expansion coefficients of the crystals lead to the inability of these nonlinear crystals to obtain high re-frequency, large-energy wavelength band lasers near 1.6  $\mu\text{m}$ . In contrast, the high and low thermal expansion coefficients of diamond and its transparency over a wide wavelength range make up for some shortcomings of traditional Raman crystals, but the Raman frequency shift is only  $1\ 332.3\ \text{cm}^{-1}$ , so it is still impossible to convert the existing and technically mature high-power 1  $\mu\text{m}$  band lasers to the 1.6  $\mu\text{m}$  band with second-order Stokes frequency shift. These reasons limit the application of stimulated Raman shifts to obtain high-frequency and high-energy lasers near 1.6  $\mu\text{m}$ . Finally, the OPO technique based on KTA and KTP crystals is presented for application in obtaining a human-safe laser output in the wavelength band near 1.6  $\mu\text{m}$  with wide wavelength tuning, higher beam quality, high heavy frequencies and large energy. Although the spot quality of laser output of OPO technology is poor in the wavelength band near 1.6  $\mu\text{m}$ , it is possible to obtain laser output with high repetition rate, high energy and good beam quality in the wavelength band near 1.6  $\mu\text{m}$  with reasonable resonator design, phase matching method of nonlinear crystal, selection of pump wave shape and pulse width, and use of a Gaussian mirror and a quasi-monolithic  $90^\circ$  image rotation, which is certainly what researchers in OPO technology are working hard to achieve.

**Conclusions and Prospects** The high-frequency, high-energy laser near 1.6  $\mu\text{m}$  is of great significance because it meets the needs of long-distance and high-data transmission without causing unintentional harm to people nearby. The main methods for obtaining lasers in the 1.6  $\mu\text{m}$  band are pump light direct pumping of  $\text{Er}^{3+}$  doped crystals, SRS and OPO techniques. However, the low absorption efficiency of  $\text{Er}^{3+}$  crystals, the low thermal conductivity of the gain medium and the short lifetime of the energy level of the crystals make them unable to meet the requirements of high-repetition rate and high energies. The SRS technique is only capable of shifting the 1  $\mu\text{m}$  band to near 1.49  $\mu\text{m}$  due to the low thermal conductivity of the existing Raman medium and the limited Raman frequency shift, while the OPO technique is capable of achieving high-frequency and high-energy output near 1.6  $\mu\text{m}$  by adjusting the parameters of the pump light and resonant cavity with a good nonlinear crystal. Although the beam quality of the output light is not good, laser pulses with good beam quality can be obtained through proper optimization, and there is much room for improvement in the current methods to solve this problem.

**Key words:** high refrequency; high energy; optical parametric oscillations; laser in the band near 1.6  $\mu\text{m}$ ; stimulated Raman scattering; direct pumping of  $\text{Er}^{3+}$  doped crystals

**Funding projects:** National Natural Science Foundation of China (62075056, 61927815); Natural Science Foundation of Tianjin (20JCZDJC00430)