

# 激光与光电子学进展

## 同步泵浦 $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 的反斯托克斯光的研究

薛瑶瑶, 王春磊, 陈檬\*

北京工业大学材料与制造学部激光工程研究院, 北京 100124

**摘要** 研究了窄间隔脉冲串同步泵浦条件下, 基于  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  (KGW) 晶体的反斯托克斯光的产生。采用 KGW 晶体作为拉曼晶体, 脉冲串皮秒激光器作为泵浦源, 波长为 1064 nm, 脉冲重复频率为 1 kHz。采用平平腔、平凸腔、凹凸腔三种结构分别作为同步拉曼腔, 分别研究了三种腔结构下产生反斯托克斯光的阈值。实验证明, 同步拉曼腔采用平凸腔、凹凸腔结构时, 产生了阈值低于二阶斯托克斯光的反一阶斯托克斯光的低阈值输出和高阶反斯托克斯光输出, 其中平凸腔结构下高阶反斯托克斯光的阈值更低。

**关键词** 激光光学; 皮秒同步泵浦拉曼激光器; 受激拉曼散射效应; 四波混频效应; 反斯托克斯光

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202259.0114001

## Research on Anti-Stokes Light of Synchronously Pumped $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$

Xue Yaoyao, Wang Chunlei, Chen Meng\*

*Institute of Laser Engineering, Department of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China*

**Abstract** The generation of anti-Stokes light based on  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  (KGW) crystal under the condition of narrow interval pulse train synchronous pump is studied. Using KGW crystal as Raman crystal, pulsed picosecond laser as pump source, the wavelength is 1064 nm, and the pulse repetition rate is 1 kHz. Using flat-flat cavity, plano-convex cavity, and concave-convex cavity as synchronous Raman cavity, the thresholds of anti-Stokes light produced by the three kinds of cavity structures is studied, respectively. Experiments have proved that when the synchronous Raman cavity adopts a plano-convex cavity and a concave-convex cavity structure, it produces a low-threshold output and a high-order anti-Stokes light with a threshold lower than the second-order Stokes light. Light output, where the threshold of high-order anti-Stokes light under the plano-convex cavity structure is lower.

**Key words** laser optics; picosecond synchronously pumped Raman laser; stimulated Raman scattering effect; four-wave mixing effect; anti-Stokes light

## 1 引言

近年来,随着激光在各个领域被广泛应用,激光波段的需求范围也越来越大,受激拉曼散射作为一种有效的非线性频率变换技术,已经实现了从紫外到中红外的波长转换<sup>[1-7]</sup>。拉曼激光器的增益介

质有气体、液体、固体三种形态,固体拉曼介质相较于其他两种,具有热导性好、结构稳定、维护成本低等优点,随着拉曼晶体生长工艺的发展,固体拉曼激光器逐渐占据主导地位。目前有研究报道的固体拉曼激光器已经能够实现很高的斯托克斯转换效率,一阶斯托克斯光的转换效率已经达到 60%<sup>[8]</sup>。

收稿日期: 2021-02-18; 修回日期: 2021-04-02; 录用日期: 2021-04-12

基金项目: 国家自然科学基金(U1631240)

通信作者: \*picolaser\_chen@163.com

除了受激拉曼散射效应产生的波长长于泵浦光的斯托克斯光的方法,还可以通过四波混频的方法,将泵浦光上转换为反斯托克斯光,获得比泵浦光更短的激光波长,并且固体反斯托克斯激光器成为进一步拓宽相干光谱范围的一种重要途径<sup>[9-17]</sup>。

腔外泵浦拉曼谐振腔是实现反斯托克斯光转换的有效方式之一,拉曼腔独立于泵浦腔外,优化拉曼腔的同时不会改变泵浦激光器的结构。2009年, Mildren 等<sup>[14]</sup>利用 532 nm 调 Q 激光器腔外泵浦 KGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> (KGW) 晶体,产生了波长为 508 nm 的反一阶斯托克斯光,转化效率为 0.46%,泵浦波长为 532 nm,脉宽为 8 ns,脉冲重复频率为 10 Hz,拉曼腔为对称双凹腔,两腔镜倾斜放置,以实现反一阶斯托克斯光相位匹配。2013年, Wang 等<sup>[13]</sup>用 Q 调制的 Nd:YAG 激光器腔外泵浦 BaWO<sub>4</sub> 晶体,泵浦激光器脉冲重复频率为 1 Hz,获得了波长为 968 nm 的反一阶斯托克斯光,波长为 1180 nm 的一阶斯托克斯光,波长为 1324 nm 的二阶斯托克斯光和波长为 1509 nm 的三阶斯托克斯光,反斯托克斯光的转化效率为 1.7%,实验中采用的拉曼腔为平平腔,两个平镜均安装在电动旋转台,通过控制箱精确控制角度完成反一阶斯托克斯光相位匹配条件。

对于外腔式拉曼激光器的设计,同步泵浦技术是增强四波混频效应的一个有效方案。即在泵浦激光器外设计一个拉曼同步腔,使泵浦脉冲的序列周期等于光子在拉曼腔内的循环周期,使斯托克斯脉冲与泵浦脉冲在腔内同步以发生差频,差频会与拉曼介质的光学声子频率产生共振,三阶非线性电极化率得到共振增强,从而达到增强四波混频效应的效果。本文采用窄间隔皮秒脉冲串激光器同步泵浦拉曼腔,串内子脉冲的时间间隔等于拉曼同步腔的往返周期,在拉曼腔的输出镜为凸面镜的条件下,不需要精确控制腔镜角度就能实现相位匹配,进而获得了波长为 970.9 nm 的反一阶斯托克斯光的低阈值输出和高阶反斯托克斯光的输出。

## 2 理论分析

受激拉曼散射是三阶非线性过程,与入射光的光子简并度、光强以及晶体分子的活性程度有非常密切的关系。受激拉曼散射过程中的斯托克斯光子首先从声子噪声中建立起来,一个入射于介质的相干光子与一个热振动声子碰撞产生一个斯托克斯光子,同时增添一个光学支声子,此光学支声子

再与入射光子碰撞,产生一个光学支声子和斯托克斯光子或者反斯托克斯光子。入射光子的频率为  $\omega_p$ , 光学支声子的频率为  $\omega_v$ , 斯托克斯光子的频率为  $\omega_s$ , 反斯托克斯光子的频率为  $\omega_a$ 。

受激拉曼散射过程中,斯托克斯光场与反斯托克斯光场在波动场理论描述下的拉曼增益系数表达式<sup>[18]</sup>分别为

$$\left\{ \begin{array}{l} g(\omega_s) = \frac{k_s \epsilon_0 \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 N \gamma |E_p|^2}{32 \mu_s^2 m \omega_v \{ [\omega_v - (\omega_p - \omega_s)]^2 + \gamma^2 / 4 \}} > 0 \\ g(\omega_a) = - \frac{k_s \epsilon_0 \left( \frac{\partial \alpha}{\partial q} \right)_0^2 N \gamma |E_p|^2}{32 \mu_a^2 m \omega_v \{ [\omega_v - (\omega_a - \omega_p)]^2 + \gamma^2 / 4 \}} < 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

式中:  $g(\omega_s)$  为斯托克斯光场在波动场理论描述下的拉曼增益系数;  $g(\omega_a)$  为反斯托克斯光场在波动场理论描述下的拉曼增益系数;  $k_s$  为斯托克斯光场波数;  $\epsilon_0$  为介质的介电常数;  $N$  为拉曼分子数密度;  $\gamma$  为阻尼系数;  $\mu_s$  为斯托克斯光在晶体内的折射率;  $m$  为减少的核质量;  $\mu_a$  为反斯托克斯光在拉曼介质中的折射率。(1)式表明,受激拉曼散射过程中,斯托克斯光的能量增益为正,反斯托克斯光的能量增益为负。这说明斯托克斯光在受激拉曼散射过程中由于受激作用得到放大,而反斯托克斯光不能通过受激拉曼散射过程产生,只能通过四波混频过程产生。与受激过程不同的是,在四波混频过程中,拉曼分子始终停留在同一基态,不涉及能态的跃迁,因此只需要满足相位匹配条件即可。

四波混频是非线性光学中的互调现象,其中两个或三个波长之间的相互作用产生两个或一个新的波长。而对于拉曼晶体的四波混频效应,存在着一种拉曼共振增强现象,即两入射单色激光的频率差  $(\omega_p - \omega_s)$  与拉曼介质的  $\omega_v$  产生共振,三阶非线性电极化率从而得到共振增强,并在相位匹配方向产生一个相对于基频光的高频相干信号光子,其频移值正好等于拉曼介质的光谱频移值。

反一阶斯托克斯光是由泵浦光与一阶斯托克斯光发生四波混频效应时产生,此时,相位匹配条件为<sup>[19]</sup>

$$\left\{ \begin{array}{l} 2\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_{s1} + \mathbf{k}_{a1} \\ 2\omega_p = \omega_{s1} + \omega_{a1} \end{array} \right. \quad (2)$$

式中： $k_p$ 、 $k_{s1}$ 、 $k_{a1}$  分别表示泵浦光、一阶斯托克斯光、反一阶斯托克斯光的波矢； $\omega_p$ 、 $\omega_{s1}$ 、 $\omega_{a1}$  分别表示泵浦光、一阶斯托克斯光、反一阶斯托克斯光的频率的矢量形式。相位匹配角度示意图如图 1 所示。其中， $\omega_v$  为光学声子的矢量形式。可以看出，当一阶斯托克斯光与泵浦光满足相位匹配角时，在  $k_{a1}$  方向上产生反一阶斯托克斯光。产生反一阶斯托克斯光的过程可简述如下，首先泵浦光注入拉曼晶体，通过受激拉曼散射过程产生一阶斯托克斯光，然后与泵浦光满足相位匹配的部分与泵浦光四波混频，产生反一阶斯托克斯光。在四波混频过程中，斯托克斯光与反斯托克斯光的耦合关系为<sup>[20]</sup>

$$\begin{cases} \frac{dA_s}{dz} = -\alpha_s A_s + \zeta_s A_a^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{dA_a}{dz} = -\alpha_a A_a + \zeta_a A_s^* \exp(i\Delta kz) \end{cases}, \quad (3)$$

式中： $A_s$  为斯托克斯光的振幅函数； $A_a$  为反斯托克斯光的振幅函数； $\alpha$  为非线性系数； $z$  为坐标； $\zeta_s$  为斯托克斯光的耦合系数； $\zeta_a$  为反斯托克斯光的耦合系数； $A_a^*$  为反斯托克斯光振幅的共轭函数； $i$  为虚数。

非线性吸收系数表示为

$$\alpha_j = \frac{-3i\omega_j}{\mu_j c} \chi_R(\omega_j) |A_p|^2, j = s, a, \quad (4)$$

式中： $A_p$  为泵浦光的振幅函数； $s$  代表斯托克斯光； $a$  为反斯托克斯光； $\chi_R$  为产生斯托克斯光的极化率； $\omega_j$  为斯托克斯或反斯托克斯光的频率。

耦合系数表示为

$$\zeta_j = \frac{3i\omega_j}{\mu_j c} \chi_F(\omega_j) A_p^2, j = s, a, \quad (5)$$

式中： $\chi_F$  为产生反斯托克斯光的极化率； $c$  为光速。

波矢失配差 ( $\Delta k$ ) 为

$$\Delta k = \Delta k \cdot \hat{z} = (2k_p - k_s - k_a) \cdot \hat{z}. \quad (6)$$

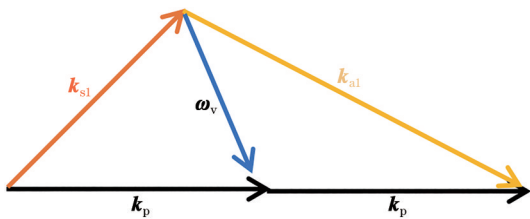


图 1 反一阶斯托克斯光四波混频过程中的相位匹配  
Fig. 1 Phase matching in the four-wave mixing process of anti-first-order Stokes light

一阶斯托克斯光与泵浦光之间的夹角满足一定条件时， $\Delta k = 0$ ，产生反一阶斯托克斯光的转换效率会更高。一阶斯托克斯光与泵浦光夹角是由一

阶斯托克斯光的发散引起的。

此外，高阶反斯托克斯光的产生满足以下公式，

$$\omega_{aN} - \omega_{a(N-1)} = \omega_{sM} - \omega_{s(M+1)} = \omega_v, \quad (7)$$

式中： $\omega_{aN}$ 、 $\omega_{a(N-1)}$  为反斯托克斯光； $\omega_{sM}$ 、 $\omega_{s(M+1)}$  为斯托克斯光； $N$  和  $M$  分别表示反斯托克斯光和斯托克斯光的阶数。因此反二阶 ( $\omega_{a2}$ )、反三阶斯托克斯光 ( $\omega_{a3}$ ) 可以表示为

$$\begin{cases} \omega_{a2} - \omega_{a1} = \omega_p - \omega_{s1} \\ \omega_{a3} - \omega_{a2} = \omega_{s1} - \omega_{s2} \end{cases}, \quad (8)$$

式中： $\omega_{s1}$  为一阶斯托克斯光； $\omega_{s2}$  为二阶斯托克斯光。

由 (8) 式可知，高阶反斯托克斯光一般由斯托克斯光与低阶反斯托克斯光通过四波混频过程产生，因此，实验中总是先观察到斯托克斯光，然后才有可能观察到反斯托克斯光。产生高阶反斯托克斯光的相位匹配波矢角度匹配关系如图 2 所示。

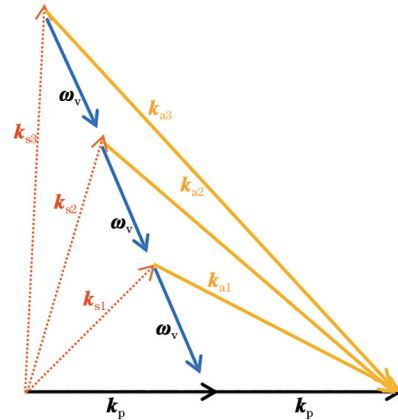


图 2 高阶反斯托克斯光的角度匹配关系  
Fig. 2 Angle matching relationship of high-order anti-Stokes light

其中，虚线表示斯托克斯光在满足相位匹配角度的方向上，产生反斯托克斯光时，被“吸收”掉的部分，此时观察光斑，会发现拉曼环产生。下面对反斯托克斯光的相位匹配角度进行计算，以反二阶斯托克斯光的产生为例，有以下几种产生组合<sup>[21]</sup>，

$$\begin{cases} k_{a2} = 2k_p - k_{s2} \\ k_{a2} = k_p + k_{a1} - k_{s1} \\ k_{a2} = k_{s1} + k_{a1} - k_{s2} \\ k_{a2} = k_p + k_{s1} - k_{s3} \\ k_{a2} = k_{s2} + k_{a1} - k_{s3} \end{cases}, \quad (9)$$

式中： $k_{s3}$  为一阶斯托克斯光的波矢。

因此，当泵浦光的入射方向不变时，无论采用



(9)式中的哪一种组合方式,产生的反二阶斯托克斯光与泵浦光的夹角都是一致的。利用图 2,根据余弦定理可得  $N$  阶反斯托克斯光的相位匹配角度计算公式为<sup>[22]</sup>

$$\cos(\theta_N) = \frac{(2\mathbf{k}_p)^2 + (\mathbf{k}_{sM})^2 - (\mathbf{k}_{aN})^2}{2(2\mathbf{k}_p)\mathbf{k}_{sM}}, \quad (10)$$

式中:  $\mathbf{k}_{sM}$ 、 $\mathbf{k}_{aN}$  分别表示高阶斯托克斯光、高阶斯托克斯光的波矢。

由于斯托克斯光与反斯托克斯光均为晶体内部波矢,在计算波矢值时,需要考虑不同波长的折射率<sup>[22]</sup>,

$$n_p(\lambda) = 1.5344 + \frac{0.4360}{1 - \left(\frac{0.18618}{\lambda}\right)^2} - 0.0020999\lambda^2. \quad (11)$$

表 1 反斯托克斯光在晶体内的散射角度

Table 1 Scattering angle of anti-Stokes light in the crystal

Output light	First-order anti-Stokes light	Second-order anti-Stokes light	Third-order anti-Stokes light
Scattering angle / (°)	1.08	3.02	4.49

### 3 实验与分析

本文实验设计了同步泵浦外腔拉曼激光器,实验结构如图 3 所示。泵浦源为实验室搭建的窄间隔脉冲串皮秒激光器,主要包括锁模振荡器、脉冲分束器及再生放大器三个部分。采用 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体作为锁模振荡器的激光增益晶体,输出 1064 nm 的脉冲光,脉冲重复频率为 80 MHz,脉冲间隔为 12.5 ns。脉冲分束器将一根锁模脉冲分为等间距的四根子脉冲,相邻子脉冲之间的时间间隔为 1 ns。利用再生放大技术将锁模光受激放大,且再生放大的技术中的选频过程起到降频作用,再生脉冲的重复频率为 1 kHz,脉冲串间隔为 1 ms,串内四根子脉冲间隔为 1 ns,单脉冲宽度为 24 ps<sup>[23]</sup>。两个 45° 调节镜架将泵浦脉冲导入到拉曼激光器光路中。1 号半波片

首先搭建平平腔结构,即拉曼腔的输入镜、输出镜均为平镜,KGW 晶体与输入镜之间的距离为 105 mm。为了使激光器与拉曼腔的同步性最好,搭建完成后首先判断激光器与拉曼腔的同步性,判断方法如图 4(a)所示,在输入镜前增加 1/4 波片,利用输出镜与输入镜对泵浦光的部分反射由偏振片输出,使用光电探头检测(上升沿)信号,利用示波器观察输出信号,对比非同步泵浦情况下的脉冲信号,如图 4(b)所示,同步泵浦条件下,示波器上的脉

当泵浦波长为 1064 nm,拉曼晶体工作在 901 cm<sup>-1</sup> 的拉曼模式时,结合(10)式和(11)式计算可得反一阶到反三阶斯托克斯光的散射角度如表 1 所示。由表 1 可知,随着反斯托克斯光的阶数增大,其散射角度逐渐增大,高阶反斯托克斯光的产生将更为困难。本文采用多脉冲同步泵浦拉曼短腔的方式产生反斯托克斯光,斯托克斯光与泵浦光之间的夹角由拉曼腔内斯托克斯光的发散引起。在平平腔结构下,斯托克斯光的发散由晶体内的自聚焦效应和热透镜效应引起。在平凸腔与凹凸腔结构下,斯托克斯光的发散由晶体内的自聚焦效应、热透镜效应和腔镜的发散作用引起。由此可知,与平平腔结构相比,平凸腔结构与凹凸腔结构更容易满足相位匹配条件产生反斯托克斯光。

(HWP<sub>1</sub>)与偏振片(TFP)组成功率调节器,调节注入拉曼同步腔的光功率。2号半波片(HWP<sub>2</sub>)用于调制泵浦光的偏振方向以匹配 KGW 晶体的 901 cm<sup>-1</sup> 拉曼振动模式。L<sub>1</sub>为焦距为 300 mm 的凸透镜,L<sub>2</sub>为焦距为 -150 mm 的凹透镜,二者组成缩束系统,使注入拉曼同步腔的泵浦光为近似平行光,直径  $R \approx 1$  mm。M<sub>1</sub>作为拉曼同步腔的输入镜,采用  $R = \infty$  的平镜、 $R = 400$  mm 的平凹镜两种,两者均镀有 1064 nm 的增透膜、1100~1500 nm 的高反膜。拉曼增益介质采用 b 切 KGW 晶体,尺寸为 7 mm × 7 mm × 30 mm,使用铝箔包裹,置于铜热沉中,并采用 24 °C 的去离子水循环冷却。M<sub>2</sub>为拉曼同步腔的输出镜,采用  $R = \infty$  的平镜、 $R = -350.86$  mm 的平凸镜,两者均镀有 1064~1316 nm 的高反膜。由于采用的是窄间隔脉冲串同步泵浦<sup>[24]</sup>,拉曼腔腔长仅为 150 mm。

冲信号重叠,拉曼腔长的理论计算值为 150 mm,在此基础上,将输出镜放在可移动平台(可前后移动各 10 mm),微调谐振腔长度,观察示波器上的脉冲信号分布,得到较好的同步泵浦条件的最佳腔长。微调输出镜,使其输出功率最大,然后测量产生的不同阶的斯托克斯光与反斯托克斯光阈值。其次,在其他条件不变的情况下,将输出镜换为  $R = -350.86$  mm 的平凸镜,在最佳腔长下微调腔镜,使其输出功率最大,然后再进行测量。最后,采用

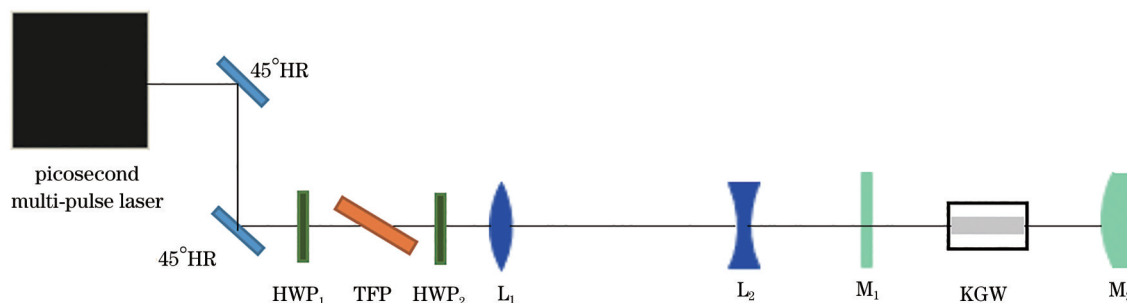


图 3 同步泵浦 KGW 拉曼激光器的实验结构图

Fig. 3 Experimental structure diagram of synchronously pumped KGW Raman laser

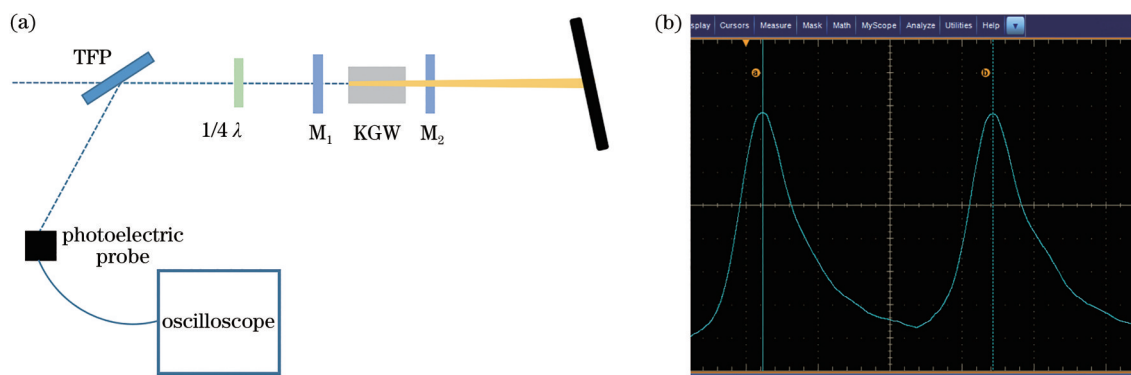


图 4 同步泵浦判断装置。(a)同步条件判断光路设置;(b)非同步情况时的脉冲信号

Fig. 4 Synchronous pump judging device. (a) Test setup for synchronously pump; (b) pulse signal in nonsynchronous situation

$R=400$  mm 平凹镜作为输入镜,  $R=-350.86$  mm 的平凸镜作为输出镜, 构成拉曼腔, 在最佳腔长下微调腔镜, 使其输出功率最大, 测量产生的各阶斯托克斯光与反斯托克斯光阈值。三种腔结构下产生的各阶斯托克斯光与反斯托克斯光阈值不同, 测

由表 2 可知, 平平腔结构下产生的各阶阈值均比其他两种腔结构的阈值低, 这与拉曼腔内的光斑大小有关。在不考虑拉曼晶体的等效透镜效应的前提下, 利用 LASCAD 软件模拟三种腔结构下的同步泵浦过程, 即泵浦光第一根脉冲注入拉曼腔, 发生受激拉曼散射产生一阶斯托克斯光, 经输出镜

量结果如表 2 所示, 表中阈值为产生斯托克斯光时泵浦光的平均功率和峰值功率。其中测量过程中, 平平腔的最高泵浦功率为 2 W, 超过 2 W, 输入镜会有损伤。其他两种腔结构的最高泵浦功率为 3.5 W。

返回到输入镜, 与第二根脉冲一同再注入拉曼腔到达输出镜的过程。模拟结果如图 5~7 所示。模拟图中“0”代表输入光, “1”代表凸透镜, “2”代表凹透镜, “1”、“2”构成缩束系统, “3”、“9”代表输入镜, “4和 5”、“7 和 8”、“10 和 11”构成 KGW, “6”、“12”代表输出镜, 下方数字为对应的光斑大小。

表 2 同等泵浦条件下, 三种腔结构产生的拉曼光谱阈值

Table 2 Thresholds of Raman spectra generated by three cavity structures under same pump conditions

Cavity structure	Threshold / W					
	First-order Stokes	Second-order Stokes	Third-order Stokes	First-order anti-Stokes	Second-order anti-Stokes	Third-order anti-Stokes
Flat-flat cavity	0.9	1.4	1.7	1.6		
	$0.94 \times 10^7$	$1.46 \times 10^7$	$1.77 \times 10^7$	$1.67 \times 10^7$		
Plano-convex cavity	1.7	2.1	2.5	1.8	2.5	3.1
	$1.77 \times 10^7$	$2.18 \times 10^7$	$2.60 \times 10^7$	$1.87 \times 10^7$	$2.60 \times 10^7$	$3.23 \times 10^7$
Concave-convex cavity	1.5	1.9	2.4	1.8	2.9	
	$1.56 \times 10^7$	$1.98 \times 10^7$	$2.50 \times 10^7$	$1.87 \times 10^7$	$3.02 \times 10^7$	

由图5~7可知,平平腔结构下注入拉曼腔的光斑比其他两种结构下注入拉曼腔的光斑小,因而功率密度高,所以产生各阶斯托克斯光及反斯托克斯

光的阈值低,但也因为注入拉曼腔的功率密度较高,所以容易造成腔镜损伤,当泵浦功率为2 W时,输入镜出现坏点。

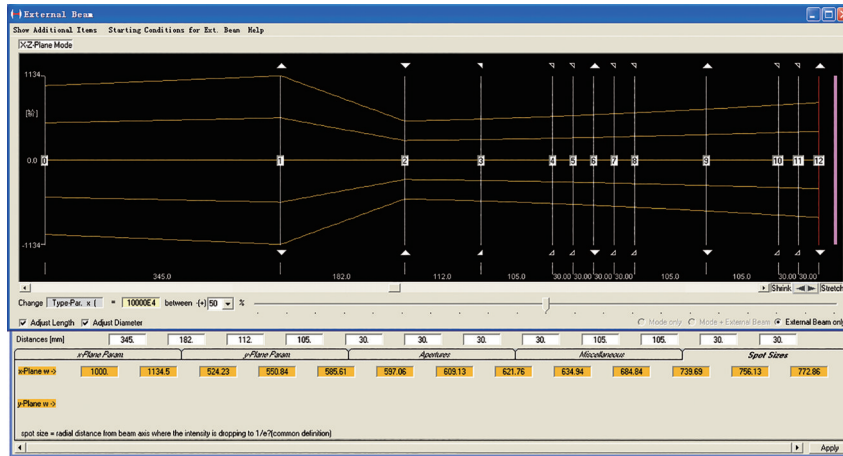


图 5 平平腔结构下的光斑大小图  
Fig. 5 Spot size diagram under the flat-flat cavity structure

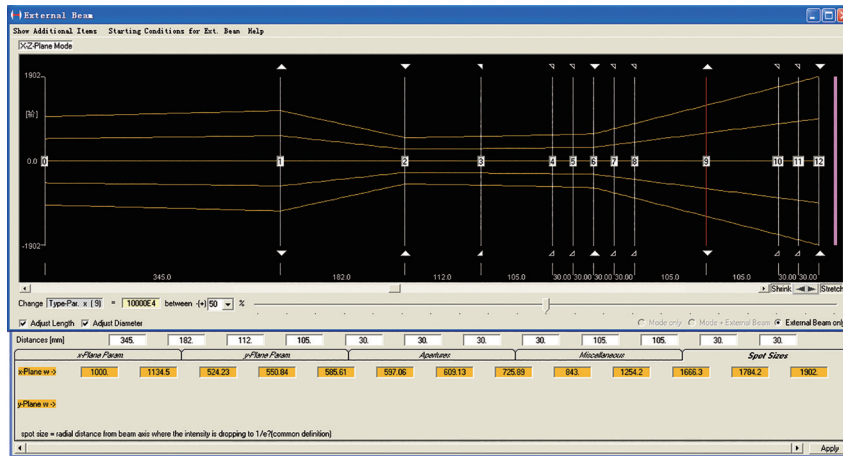


图 6 平凸腔结构下的光斑大小图  
Fig. 6 Spot size diagram under plano-convex cavity structure

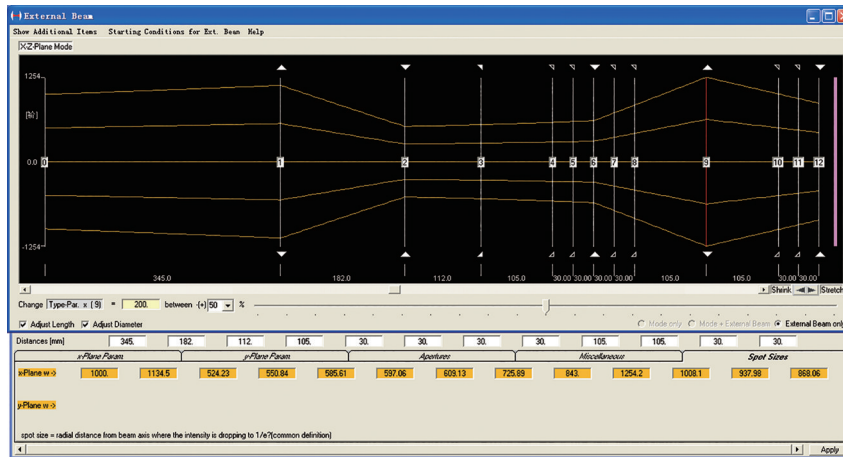


图 7 凹凸腔结构下的光斑大小图  
Fig. 7 Spot size diagram under concave-convex cavity structure

由表 2 可知,平平腔结构下反一阶阈值要比二阶阈值高,而平凸腔结构下,反一阶阈值比二阶阈值低,这与输出镜的选择有关。在平平腔结构下,泵浦光的第一根脉冲入射 KGW 晶体,由于受激拉曼散射效应产生一阶斯托克斯光后到达输出镜,经输出镜反射回到输入镜,此时泵浦光的第二根脉冲恰好到达输入镜,二者同时注入 KGW 晶体,此过程中泵浦功率较高时,晶体内的自聚焦效应和热透镜效应较强,会造成一阶斯托克斯光的发散,在满足相位匹配角的方向上,发生四波混频,产生反一阶斯托克斯光。而在平凸腔结构下,由于凸面镜的发散作用,返回的一阶斯托克斯光本身就具有发散性,一阶斯托克斯光与第二根泵浦脉冲在输入镜处相遇时就会产生夹角,二者一同注入晶体内部,在泵浦功率密度较低,晶体内部自聚焦效应和热透镜效应较弱时,即可满足相位匹配条件,产生反一阶斯托克斯光。因此,输出镜为凸面镜时,更容易满足相位匹配条件,产生反一阶斯托克斯光。

根据能量守恒定律,平凸腔结构下随着反一阶斯托克斯光的增加,消耗了泵浦光和一阶斯托克斯光的能量,抑制了高阶斯托克斯光的产生,因此导致高阶斯托克斯光的阈值较高,如图 8 所示,在反一阶斯托克斯光的强度很高的情况下,才有二阶斯托克斯光产生。随着泵浦光功率的提高,高阶斯托克斯光和反斯托克斯光相继产生,由于光谱仪波段限制不能同时给出高阶斯托克斯和反斯托克斯光谱图,图 9 给出了三阶反斯托克斯光谱图。

此外,由表 2 可知,凹凸腔结构与平凸腔结构相比,斯托克斯光的阈值相对较低,反斯托克斯光的阈值相对较高。造成斯托克斯光阈值低的原因有两点:1)泵浦功率密度;2)腔的稳定状态。由图 6~7 可知,凹凸腔结构下注入拉曼腔的光斑比平凸腔结构下注入拉曼腔的光斑小,泵浦功率密度高,所以凹

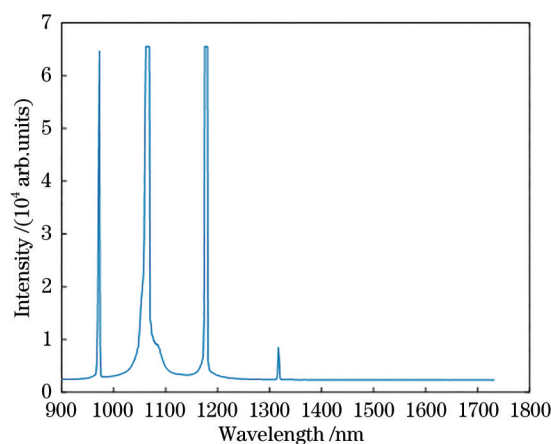


图 8 平凸腔结构下,泵浦功率为 2.1 W 时的拉曼光谱  
Fig. 8 Raman spectroscopy when the pump power is 2.1 W under plano-convex cavity structure

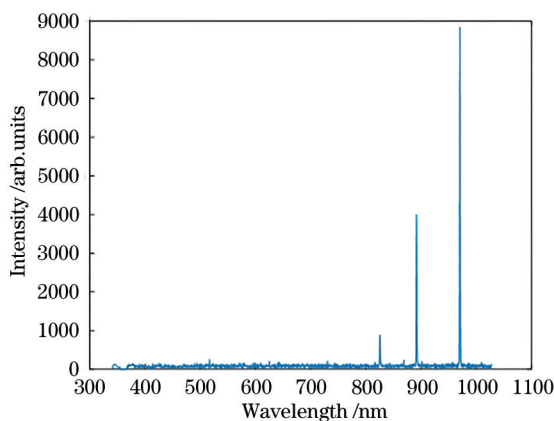


图 9 平凸腔结构下,泵浦功率为 3.1 W 时的拉曼光谱  
Fig. 9 Raman spectroscopy when the pump power is 3.1 W under plano-convex cavity structure

凸腔结构下发生受激拉曼散射更容易产生斯托克斯光,此结构下斯托克斯光阈值较低。从腔的稳定性考虑,在忽略拉曼晶体等效透镜效应的前提下,利用 LASCAD 软件模拟平凸腔、凹凸腔,模拟结果如图 10~11 所示,其中  $g_1^*$ 、 $g_2^*$  表示腔的稳定性,与传

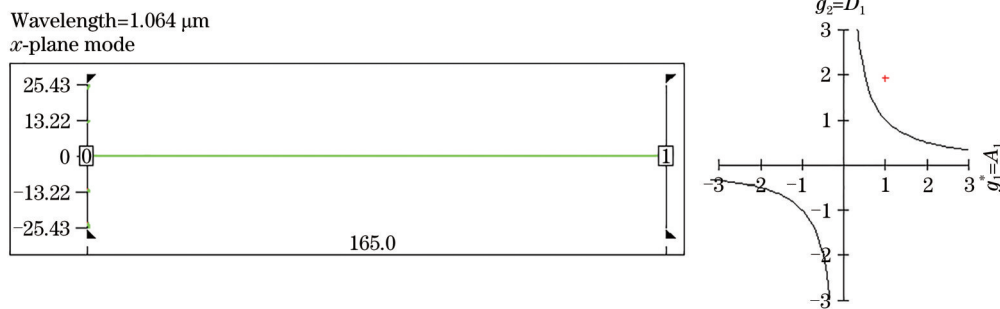


图 10 平凸腔型及稳区图  
Fig. 10 Plano-convex cavity shape and stable area diagram



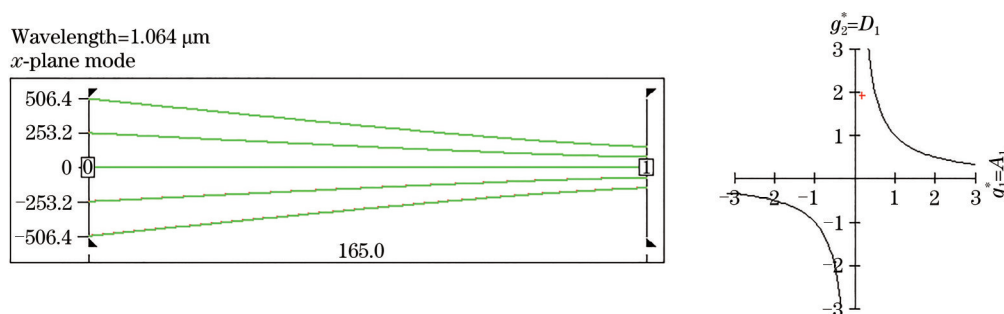


图 11 凹凸腔型及稳区图

Fig. 11 Concave-convex cavity shape and stable area diagram

输矩阵有关。光经过前腔镜时的传输矩阵为  $T_1 = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}$ , 光经过后腔镜时的传输矩阵为  $T_2 = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix}$ 。由图 10~11 可知, 平凸腔为非稳腔, 凹凸腔为稳定腔。当同步泵浦腔为稳定腔时, 更容易产生斯托克斯光, 因而凹凸腔结构的斯托克斯光阈值相对较低。造成反斯托克斯光阈值高的原因是相位失配相对严重。由图 7 可知, 凹凸腔结构下, 泵浦光的第一根脉冲入射 KGW 晶体, 由于受激拉曼散射效应产生斯托克斯光后到达输出镜, 经平凸输出镜发散反射回到输入镜, 此时泵浦光的第二根脉冲恰好到达平凹输入镜, 此时泵浦光与斯托克斯光的夹角最大, 但由于平凹镜的会聚作用, 在注入 KGW 晶体的过程中, 泵浦光与斯托克斯光的夹角一直在变小, 相对平凸腔结构, 相位失配过大, 因此反斯托克斯光的阈值较高。

## 4 结 论

本文利用窄间隔脉冲串皮秒激光同步泵浦技术研究了反斯托克斯光的产生, 采用新型腔镜组合, 在不需要精确调整腔镜角度来完成相位匹配的条件下, 获得了高阶斯托克斯光及高阶反斯托克斯光的输出。实验证明, 采用平凸腔结构更容易实现反阶斯托克斯光的输出。实验过程中采用的输出镜并没有针对反斯托克斯光进行镀膜, 后续通过针对反斯托克斯光对输出镜进行镀膜, 将会提高反斯托克斯光的输出功率。

## 参 考 文 献

- [1] Raghunathan V, Borlaug D, Rice R R, et al. Demonstration of a mid-infrared silicon Raman amplifier [J]. *Optics Express*, 2007, 15(22): 14355-14362.
- [2] Granados E, Spence D J, Mildren R P. Deep ultraviolet diamond Raman laser[J]. *Optics Express*, 2011, 19(11): 10857-10863.
- [3] Ding S, Wang P, Qing X, et al. Analysis of actively Q-switched intracavity frequency-doubled solid-state yellow Raman lasers[J]. *Applied Physics B*, 2011, 104(4): 819-827.
- [4] Cheng P, Zhao J Q, Xu F, et al. Diode-pumped mid-infrared YVO<sub>4</sub> Raman laser at 2418 nm[J]. *Applied Physics B*, 2017, 124(1): 1-5.
- [5] Xu J J, Zhang X Y, Cong Z H, et al. Tunable Nd<sup>3+</sup>: YAG/KTiOAsO<sub>4</sub> Raman lasers[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(6): 0601002. 徐瑾瑾, 张行愚, 丛振华, 等. Nd<sup>3+</sup>: YAG/KTiOAsO<sub>4</sub>可调谐拉曼激光器[J]. *中国激光*, 2020, 47(6): 0601002.
- [6] He Z X, Zhang P, Wu D, et al. 1.7 μm tunable multi-wavelength Raman fiber laser based on amplified spontaneous emission pump[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(7): 071403. 贺振兴, 张鹏, 吴迪, 等. 基于 ASE 泵浦的 1.7 μm 波段可调谐多波长拉曼光纤激光器实验研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(7): 071403.
- [7] Cheng M Y, Duan Y M, Sun Y L, et al. Research progress of Raman and frequency mixing for visible lasers based on vanadate crystals[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(7): 071611. 程梦瑶, 段延敏, 孙瑛璐, 等. 钒酸盐晶体拉曼及其混频可见光波段激光研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(7): 071611.
- [8] Warrior A M, Lin J P, Pask H M, et al. Highly efficient picosecond diamond Raman laser at 1240 and 1485 nm[J]. *Optics Express*, 2014, 22(3): 3325-3333.
- [9] Wang C, Cong Z H, Qin Z G, et al. LD-side-pumped Nd: YAG/BaWO<sub>4</sub> intracavity Raman laser for anti-Stokes generation[J]. *Optics Communications*, 2014, 322: 44-47.



- [10] Grasiuk A Z, Kurbasov S V, Losev L L. Picosecond parametric Raman laser based on  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  crystal[J]. Optics Communications, 2004, 240(4/5/6): 239-244.
- [11] Wei W, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Theoretical and experimental study on intracavity pumped  $\text{SrWO}_4$  anti-Stokes Raman laser[J]. Applied Physics B, 2014, 116(3): 561-568.
- [12] Wang C, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Extracavity pumped  $\text{SrWO}_4$  anti-stokes Raman lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(3): 0302008.  
王聪, 张行愚, 王青圃, 等. 外腔抽运  $\text{SrWO}_4$  反斯托克斯拉曼激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(3): 0302008.
- [13] Wang C, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Extracavity pumped  $\text{BaWO}_4$  anti-Stokes Raman laser[J]. Optics Express, 2013, 21(22): 26014-26026.
- [14] Mildren R P, Coutts D W, Spence D J. All-solid-state parametric Raman anti-Stokes laser at 508 nm [J]. Optics Express, 2009, 17(2): 810-819.
- [15] Smetanin S N, Jelínek M, Kubeček V. Parametric Raman crystalline anti-Stokes laser at 503 nm with collinear beam interaction at tangential phase matching[J]. Applied Physics B, 2017, 123(7): 1-14.
- [16] Vermeulen N, Debaes C, Fotiadi A A, et al. Stokes-anti-Stokes iterative resonator method for modeling Raman lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2006, 42(11): 1144-1156.
- [17] Smetanin S N, Jelínek M, Tereshchenko D P, et al. Extracavity pumped parametric Raman nanosecond crystalline anti-Stokes laser at 954 nm with collinear orthogonally polarized beam interaction at tangential phase matching[J]. Optics Express, 2018, 26(18): 22637-22649.
- [18] Yang C. All-solid-state picosecond multi-pulse pumped infrared wave stimulated Raman scattering [D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2020.  
杨策. 全固态皮秒多脉冲泵浦红外波段受激拉曼散射的研究[D]. 北京: 北京工业大学, 2020.
- [19] Panarin A M, Strizhevskii V L. Anti-Stokes stimulated Raman scattering of light by polaritons[J]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1978, 8(8): 964-970.
- [20] Boyd R W. Nonlinear optics[M]. 3rd ed. Amsterdam: Academic Press, 2008.
- [21] Li G. Laser frequency conversion and expansion technology[M]. Beijing: Science Press, 2005.  
李港. 激光频率的变换与扩展[M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [22] Gao X Q. Research on all-solid state picosecond pulse-train synchronously pumping broad-band stimulated Raman scattering effect[D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2018.  
高小强. 全固态皮秒脉冲串同步泵浦宽谱段受激拉曼散射效应研究[D]. 北京: 北京工业大学, 2018.
- [23] Ma N, Chen M, Yang C, et al. High-efficiency 50 W burst-mode hundred picosecond green laser[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2020, 8: e1.
- [24] Gao X Q, Long M L, Meng C. Compact  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  picosecond pulse-train synchronously pumped broadband Raman laser[J]. Applied Optics, 2016, 55(24): 6554-6558.