

## 晶体拉曼放大器的理论解析

王 聪<sup>1</sup>, 吕冬翔<sup>2</sup>

(1. 天津理工大学 理学院, 天津 300384; 2. 中国电子科技集团公司第十八研究所, 天津 300384)

**摘要:** 晶体拉曼放大器是获得高光束质量、高光谱纯度、高功率拉曼激光的重要途径。通过引入四个归一化综合参量, 推导出了外腔拉曼放大器的归一化输运方程组。通过数值求解该输运方程组得到了描述拉曼放大器运转的一组普适理论曲线; 分析了复合归一化变量对拉曼放大器性能的影响; 研究了晶体拉曼放大器放大率、放大后拉曼脉冲形状、光-光转换效率等参量在泵浦脉冲功率密度、泵浦脉冲与被放大脉冲相对宽度、泵浦脉冲与被放大脉冲时间重叠性等条件的变化规律。用实验数据对归一化理论进行了验证, 结果表明, 理论结果与实验数据相吻合, 证明了文中理论计算的正确性和可行性。

**关键词:** 拉曼放大; 晶体拉曼放大器; 输运方程; 归一化理论

**中图分类号:** O437.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.1105007

## Theoretical analysis on crystalline Raman amplifier

Wang Cong<sup>1</sup>, Lv Dongxiang<sup>2</sup>

(1. School of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China;

2. Tianjin Institute of Power Sources, Tianjin 300384, China)

**Abstract:** Crystalline Raman amplifier is an important way to obtain high beam quality, high spectral purity and high power Raman laser. The normalized transport equations of the external cavity Raman amplifier were derived by inducing four normalized composite parameters. A set of universal theoretical curves describing the operation of Raman amplifiers were obtained by numerical solving the transport equations, and the influence of the complex normalized variables on the performance of the Raman amplifiers was analyzed. The dependences of the magnification of the Raman pulse peak intensity, pulse shape of the output Raman laser, and the conversion efficiency from pumping laser to output Raman laser on the pumping pulse intensity, the relative width of the pumping pulse and Raman seed pulse, and the time overlap of the pumping pulse and Raman seed pulse were studied in detail. The optimum working condition of crystalline Raman amplifier was explored. The normalized theory was verified with actual experimental data. It is indicated that the theoretical results are consistent with the measured data. The normalized rate-equation model is proved to be precise and feasible.

**Key words:** Raman amplification; crystalline Raman amplifier; transport equation; normalized theory

收稿日期: 2018-06-11; 修订日期: 2018-07-18

基金项目: 国家自然科学基金(11504268); 天津市教委科研项目(2017KJ240)

作者简介: 王聪(1987-), 女, 讲师, 博士, 主要从事激光物理与新型激光器及非线性光学等方面的研究。Email: wangc.sd@163.com

## 0 引言

利用拉曼介质的受激拉曼散射进行频率转换是实现激光频率变换的有效途径。晶体拉曼介质具有粒子密度大、体积小、泵浦阈值低、热导性能好等优点,近年来,晶体拉曼激光器成为激光领域的研究热点之一,取得了一系列重要研究成果<sup>[1-10]</sup>。

然而在仅通过拉曼激光器产生高功率(高单脉冲能量)拉曼激光的同时很难保证激光具有很高的光束质量和很窄的谱线宽度,限制了其在重要领域的应用,如激光引导星光源等。拉曼激光器与拉曼放大器结合是一种重要途径<sup>[11-14]</sup>。将满足应用要求的一阶斯托克斯拉曼种子光脉冲和泵浦光脉冲一起注入拉曼晶体中,由于拉曼介质具有拉曼增益,两脉冲在拉曼介质中相互作用,一阶斯托克斯光脉冲得到有效放大。

正确的理论模型可以为晶体拉曼放大器的设计提供规律性依据。由于拉曼放大器没有谐振腔,一阶斯托克斯种子光和泵浦光单向通过拉曼晶体,因此,分析拉曼放大器的简单、有效的理论模型为输运方程。到目前为止,还未有理论模型给出泵浦光和斯托克斯种子光参量对放大器输出参量的影响,因此,有必要对晶体拉曼放大器的理论继续进行深入研究,推导出通用的理论模型。

## 1 输运方程

稳态平面波近似下,忽略反斯托克斯光和色散的存在,考虑一到三阶斯托克斯光,Ding<sup>[15]</sup>建立了平面波近似下外腔式拉曼激光器的辐射传输方程如下:

$$\frac{n(z)}{c} \frac{\partial I_p^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_p^\pm}{\partial z} = -g_p(z) I_p^\pm (I_1^+ + I_1^-) - \alpha I_p^\pm \quad (1)$$

$$\frac{n(z)}{c} \frac{\partial I_1^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_1^\pm}{\partial z} = g_1(z) I_1^\pm [(I_p^+ + I_p^-) - (I_2^+ + I_2^-)] - \alpha I_1^\pm + k_{sp}(z) (I_p^+ + I_p^-) \quad (2)$$

$$\frac{n(z)}{c} \frac{\partial I_2^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_2^\pm}{\partial z} = g_2(z) I_2^\pm [(I_1^+ + I_1^-) - (I_3^+ + I_3^-)] - \alpha I_2^\pm + k_{sp}(z) (I_1^+ + I_1^-) \quad (3)$$

$$\frac{n(z)}{c} \frac{\partial I_3^\pm}{\partial t} \pm \frac{\partial I_3^\pm}{\partial z} = g_3(z) I_3^\pm (I_2^+ + I_2^-) - \alpha I_3^\pm + k_{sp}(z) (I_2^+ + I_2^-) \quad (4)$$

式中: $I_i^\pm (i=P, 1, 2, 3)$ 分别表示泵浦光及各阶斯托克斯的光强,光强的正负号分别表示前向传播和后向传播的光强分量; $n$ 为拉曼晶体的折射率; $c$ 为真空中的光速; $\alpha$ 为腔内耗散性损耗系数, $\alpha=L/l_c$ ,其中 $L$ 表示除输出耦合率以外的谐振腔单程耗散性损耗之和, $l_c$ 为谐振腔的光学长度; $k_{sp}$ 为自发拉曼散射系数; $g_i=g_p \omega_i / \omega_p$ 表示 $i$ 阶斯托克斯光的拉曼增益系数, $\omega_i$ 和 $\omega_p$ 分别为各阶斯托克斯光和泵浦光的角频率, $g_p$ 为泵浦光的拉曼增益系数。

外腔拉曼放大时,拉曼光与一阶斯托克斯光同时入射到拉曼晶体中,通过受激拉曼散射效应,泵浦光能量向拉曼光转化,实现拉曼种子光的放大。泵浦光与斯托克斯种子光单趟通过拉曼晶体,两束光均为前向传播。而且,由于输入的拉曼光有一定强度,忽略自发拉曼散射项。所以描述外腔拉曼放大的辐射传输方程可由上式简化为:

$$\frac{n}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} + \frac{\partial I_p}{\partial z} = -g_p I_p I_S - \alpha I_p \quad (5)$$

$$\frac{n}{c} \frac{\partial I_S}{\partial t} + \frac{\partial I_S}{\partial z} = g_S I_p I_S - \alpha I_S \quad (6)$$

拉曼晶体输入端处的边界条件为: $I_p(t, 0) = I_{p0}(t)$ ,  $I_S(t, 0) = I_{S0}(t)$ ,  $I_{p0}(t)$ 、 $I_{S0}(t)$ 为入射泵浦光和拉曼种子光的脉冲强度。

为使外腔拉曼放大器的辐射传输方程在不同条件下具有一般性,引入以下变量对输运方程组进行归一化,分别是归一化强度 $\Phi_{p,s}$ 、归一化位置 $\zeta$ 、归一化拉曼增益系数 $G_{p,s}$ 和归一化时间 $\tau$ 。

$$\Phi_{p,s} = I_{p,s} / I_{p0max}, \zeta = z / l_R$$

$$G_{p,s} = g_{p,s} / I_{p0max} l_S, \tau = t / t_R \quad (7)$$

式中: $I_{p0max}$ 为入射泵浦脉冲的峰值光强; $l_S$ 为拉曼晶体的长度; $l_R = l_S \cdot n$ 为拉曼晶体的光学长度; $t_R = l_R \cdot c$ 为光脉冲经过拉曼晶体所用的时间。

将公式(7)代入公式(5)、(6)中得:

$$n \frac{\partial \Phi_p}{\partial \tau} + \frac{\partial \Phi_p}{\partial \zeta} = -G_p n \Phi_p \Phi_S - L \Phi_p \quad (8)$$

$$n \frac{\partial \Phi_S}{\partial \tau} + \frac{\partial \Phi_S}{\partial \zeta} = G_S n \Phi_S \Phi_p - L \Phi_S \quad (9)$$

辐射传输方程的归一化边界条件为: $\Phi_p(\tau, 0) = \Phi_{p0}(\tau)$ ,  $\Phi_S(\tau, 0) = \Phi_{S0}(\tau)$ 。

假设入射泵浦光和拉曼种子光脉冲的时间分布为高斯型,泵浦脉冲和入射斯托克斯光脉冲强度随归一化时间的变化关系为:

$$\Phi_{P0}(\tau) = \exp \left[ - \left( \frac{\tau - \tau_{P0max}}{T_{P0}/2\sqrt{\ln(2)}} \right)^2 \right] \quad (10)$$

$$\Phi_{S0}(\tau) = \Phi_{S0max} \exp \left[ - \left( \frac{\tau - \tau_{S0max}}{T_{S0}/2\sqrt{\ln(2)}} \right)^2 \right] \quad (11)$$

式中： $T_{P0}=t_{P0}/t_R$ 、 $T_{S0}=t_{S0}/t_R$  为入射泵浦光和种子光的归一化脉冲宽度， $t_{P0}$ 、 $t_{S0}$  为入射泵浦光和种子光的脉冲宽度。归一化泵浦光脉冲峰值强度  $\Phi_{P0max}=1$ ， $\Phi_{S0max}$  为归一化种子光脉冲峰值强度。设  $R_{max}=\Phi_{S0max}/\Phi_{P0max}$  表示入射种子光与泵浦光脉冲的峰值强度比。 $\tau_{P0max}$ 、 $\tau_{S0max}$  为入射泵浦光和种子光脉冲峰值所对应的归一化时间。设  $\Delta\tau_{max}=|\tau_{P0max}-\tau_{S0max}|$ ，表示入射泵浦光和种子光峰值间的归一化时间间隔。

数值求解公式(8)、(9)，放大后拉曼光的单脉冲能量  $E_o$ 、转换效率  $\eta$  和拉曼脉冲峰值强度的放大倍数  $M$  可表示为：

$$E_o = A_s \int I_S dt = A_s \int_{P0max} \Phi_S d\tau \quad (12)$$

$$\eta = \frac{A_s \int (I_S - I_{S0}) dt}{A_p \int I_{P0} dt} = \frac{A_s \int (\Phi_S - \Phi_{S0}) d\tau}{A_p \int \Phi_{P0} d\tau} \quad (13)$$

$$M = \frac{I_{Smax}}{I_{S0max}} = \frac{\Phi_{Smax}}{\Phi_{S0max}} \quad (14)$$

式中： $A_p$ 、 $A_s$  为泵浦光和拉曼光的光束面积。

## 2 输运方程的解

显然，当  $\Delta\tau_{max}=0$  时泵浦光的有效利用率最大，拉曼放大器有最高的转换效率。所以，首先考虑  $\Delta\tau_{max}=0$  的理想情况。

图 1 为  $T_{P0}=50$ 、 $T_{S0}=30$ 、 $R_{max}$  取不同值时拉曼转换效率和拉曼脉冲峰值强度放大倍数随  $G_p$  的变化。当  $R_{max}=10^{-4}$ ，随着  $G_p$  的增大，转换效率和放大倍数近似为指数增长。 $R_{max}=10^{-2}$ ， $G_p < 5$  时曲线呈指数增长，然后随着  $G_p$  的增大曲线变化减缓。 $R_{max}=1$ ， $G_p > 3$  时随着  $G_p$  的增大，曲线进入饱和状态。

不同种子光强度下  $G_p$  对转换效率和放大倍数的影响可以这样解释：当  $R_{max}=10^{-4}$  时，拉曼放大过程消耗的泵浦光很少，拉曼晶体各处的泵浦光强度近似等于入射的泵浦光强度，所以拉曼转换符合表达式<sup>[16]</sup>：

$$I_S(l_S) = I_{S0} e^{I_{P0} g_p l_S} \quad (15)$$

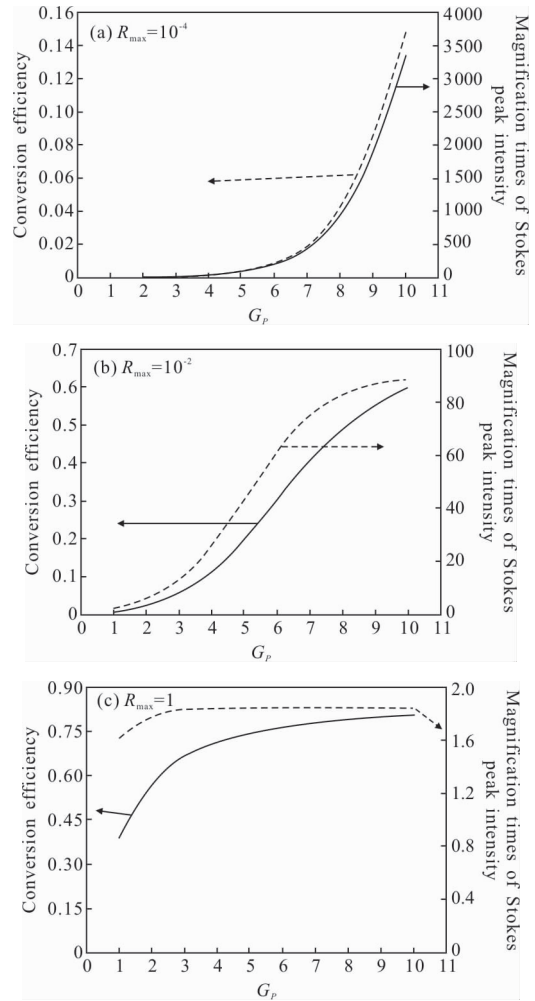


图 1  $T_{P0}=50$ 、 $T_{S0}=30$  时，拉曼转换效率和拉曼峰值放大倍数随  $G_p$  的变化

Fig.1 Dependences of the conversion efficiency and magnification times of the Stokes peak intensity on  $G_p$  with  $T_{P0}=50$ ， $T_{S0}=30$  for different  $R_{max}$

将公式(7)中的归一化参量代入公式(15)，放大后的拉曼归一化强度为：

$$\Phi_S(l_S) = \Phi_{S0} e^{G_p} \quad (16)$$

因此，当  $R_{max}=10^{-4}$  时，转换效率和放大倍数随着  $G_p$  的增大近似为指数增长。

消耗的泵浦光随着  $R_{max}$  的增大而增多，拉曼转换效率随着  $R_{max}$  的增大而增大，由于泵浦光强度一定，脉冲峰值强度的放大倍数随着  $R_{max}$  的增大而减小。当  $R_{max}$  较大时，随着泵浦光和种子光在拉曼晶体中的传播，泵浦光被迅速消耗，所以  $R_{max} > 10^{-2}$ 、 $G_p > 5$  时曲线不再是指数增长。 $R_{max}=1$  时，拉曼光和泵浦光强度相当， $G_p > 4$  时拉曼转换几乎可以完全消耗掉泵

浦光,所以随着  $G_p$  的增大拉曼放大逐渐饱和,转换效率和放大倍数不发生明显变化。

图 2 给出了  $T_{p0}=50$ 、 $T_{s0}=30$ 、 $G_p=5$  时,输出的拉曼放大光的脉冲能量转换效率和峰值放大倍数随  $R_{max}$  的变化关系。如上分析,图 2(a)中,种子光的峰值强度相对于泵浦光小 2~4 个数量级,拉曼放大的转换效率随着种子光强度的增大接近线性增长,放大倍数线性减小。如图 2(b)所示,  $R_{max}<0.05$  时,转换效率和放大倍数仍随着种子光强度的增大线性变化。 $R_{max}>0.05$  后,转换效率的增长速率迅速减小,  $R_{max}>0.3$  后转换效率和放大倍数进入饱和状态,随着  $R_{max}$  的增大没有明显变化。图 3(a)~(c)给出了泵浦光脉冲由消耗较少到耗尽的典型脉冲对比图。

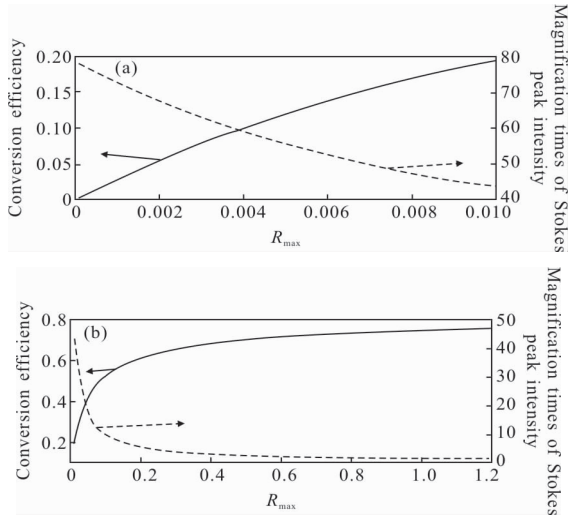


图 2  $T_{p0}=50$ 、 $T_{s0}=30$ 、 $G_p=5$  时,拉曼转换效率和拉曼峰值放大倍数随  $R_{max}$  的变化

Fig.2 Dependences of the conversion efficiency and magnification times of the Stokes peak intensity on  $R_{max}$  with  $T_{p0}=50$ ,  $T_{s0}=30$ , and  $G_p=5$

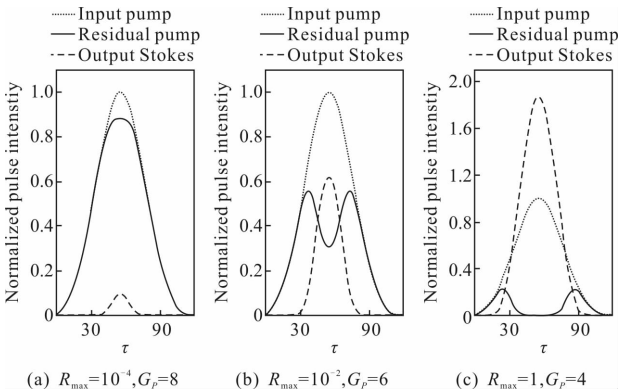


图 3 不同情况下入射泵浦光、剩余泵浦光和输出斯托克斯光的典型脉冲形状

Fig.3 Typical pulse shapes of the input pump, residual pump and output amplified Stokes on  $\tau$  for different conditions

图 4 为不同种子光强度、不同泵浦光脉冲宽度下输出斯托克斯光脉冲宽度随归一化拉曼增益系数  $G_p$  的变化关系,其中  $T_{s0}=30$ 。每组曲线从下到上分别表示泵浦光的归一化脉冲宽度为 70、50、30。由于峰值处的放大倍数( $M_m$ )大于半峰值处的放大倍数( $M_h$ ),所以种子光脉冲经过拉曼晶体放大后脉宽变窄。

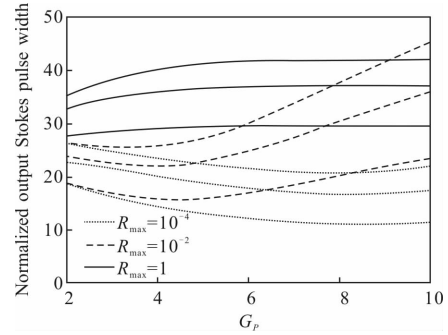


图 4 不同种子光强度、不同泵浦光脉冲宽度下输出斯托克斯光脉冲宽度随  $G_p$  的变化

Fig.4 Dependences of the normalized output amplified Stokes pulse width on  $G_p$  for different seed laser intensities and pumping pulse widths

输出斯托克斯光脉冲宽度随拉曼放大器参数的变化有以下几个方面:一是  $R_{max}$  和  $G_p$  一定时,输出斯托克斯光脉冲宽度随着泵浦脉冲宽度的增大而增大;二是  $T_{p0}$ 、 $G_p$  一定且泵浦光不完全耗尽时,  $R_{max}$  越大,输出的拉曼光越宽;三是对于一个固定  $T_p$ ,在不同种子光强度下,输出脉冲宽度随着  $G_p$  的增大有不同的变化规律:泵浦光未消耗至阈值( $R_{max}=10^{-4}$ 、 $G_p<10$  和  $R_{max}=10^{-2}$ 、 $G_p<5$ )时,  $G_p$  越大,  $M_m/M_h=\exp(G_p)/\exp(G_p/2)$  的值越大,输出拉曼光脉宽越窄;  $R_{max}$  或  $G_p$  增大使泵浦光损耗至阈值时,  $G_p$  越大,泵浦脉冲前沿越早达到放大阈值,输出拉曼脉宽越宽;当泵浦光完全耗尽时( $R_{max}=1$ 、 $G_p>4$ ),输出拉曼光脉冲宽度随着  $G_p$  的增大趋势逐渐放缓,最后饱和。

上述计算都是基于泵浦光和拉曼种子光峰值重合的情况,实际上拉曼种子光脉冲和泵浦脉冲无论是由同一个激光器产生还是分别由两个激光器产生,起初都不能做到峰值光强的零时差,实验上通过光路的设计和同步种子源的使用可以减小两脉冲峰值的时间延迟。

图 5、图 6 分别给出了对于不同的泵浦脉冲宽度、转换效率和输出拉曼脉冲宽度随  $\Delta\tau_{max}$  的变化曲

线,其中  $R_{\max}=10^{-2}$ ,  $G_P=5$ ,  $T_{S0}=30$ 。当泵浦光和拉曼种子光脉冲峰值存在时间延迟时,与种子光相互作用的泵浦光强度就会减弱,因此,拉曼放大的转换效率随着  $\Delta\tau_{\max}$  的增大而减小。 $T_{P0}$  越小,脉冲的重叠区域越小,转换效率随着  $\Delta\tau_{\max}$  的增大下降的速率越快。 $\Delta\tau_{\max}$  较小时,泵浦脉冲和拉曼种子光脉冲的时间延迟对输出拉曼脉冲宽度的影响不大,当  $\Delta\tau_{\max}$  较大时,种子光脉冲的前沿或后沿得不到放大,输出拉曼光的脉冲宽度随着  $\Delta\tau_{\max}$  的增大而增大。

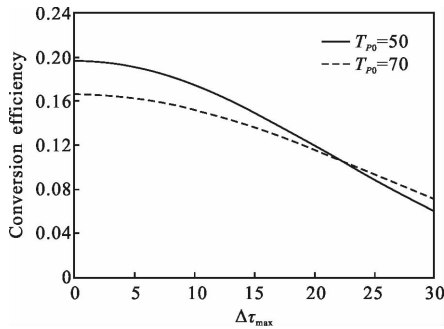


图 5  $R_{\max}=10^{-2}$ ,  $G_P=5$ ,  $T_{S0}=30$ ,  $T_{P0}$  取不同值时,拉曼转换效率随  $\Delta\tau_{\max}$  的变化

Fig.5 Dependences of the conversion efficiency of Raman amplification on  $\Delta\tau_{\max}$  for  $T_{P0}$  with  $R_{\max}=10^{-2}$ ,  $G_P=5$ , and  $T_{S0}=30$

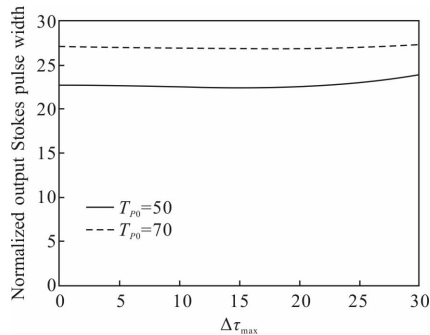


图 6  $R_{\max}=10^{-2}$ ,  $G_P=5$ ,  $T_{S0}=30$  时,输出拉曼光脉冲宽度随  $\Delta\tau_{\max}$  的变化

Fig.6 Dependences of the pulse duration of the output Raman amplified laser on  $\Delta\tau_{\max}$  for  $T_{P0}$  with  $R_{\max}=10^{-2}$ ,  $G_P=5$ , and  $T_{S0}=30$

### 3 实验验证

2014 年, Wang 等以 a 切  $BaWO_4$  晶体作为拉曼介质实现了 1 180 nm 脉冲拉曼放大运转<sup>[11]</sup>。表 1 总结了该实验的具体参数。当泵浦光能量  $E_{P0}=200$  mJ、种子光能量为  $E_{S0}=8$  mJ 时,得到的最大拉曼输出能

量  $E_o=71.5$  mJ,脉冲宽度  $t_{S0}=17$  ns,光-光转换效率为 31.8%。

表 1 参考文献[11]中的参数

Tab.1 Parameters in reference [11]

Parameter	Value
$t_{P0}/ns$	35
$t_{S0}/ns$	22
$l_s/mm$	87.8
$n$	1.81
$g_P/cm \cdot GW^{-1}$	8.5
$A_S/cm^2$	0.031
$A_P/cm^2$	0.071

由以上数据可计算出入射泵浦光脉冲的峰值强度  $I_{P0\max}=E_{P0}/(t_{P0}A_P)=8.0 \times 10^7$  W/cm<sup>2</sup>,入射拉曼种子光脉冲的峰值强度  $I_{S0\max}=E_{S0}/(t_{S0}A_S)=1.2 \times 10^7$  W/cm<sup>2</sup>,放大后拉曼脉冲的峰值强度  $I_{S0\max}=E_{S0}/(t_{S0}A_S)=1.4 \times 10^8$  W/cm<sup>2</sup>,峰值放大倍数  $M=11.7$  倍。因此,拉曼放大器的归一化参量: $R_{\max}=0.15$ ,  $T_{P0}=66.4$ ,  $T_{S0}=41.7$ ,  $G_P=6.0$ 。将归一化参量的值代入公式(8)、(9)中,理论上的光-光转化效率为 37.8%,拉曼脉冲峰值强度放大倍数为 10.3,输出单脉冲能量为 68.9 mJ。因此,归一化理论所得到的结果与实验测量结果基本吻合。但由于实验中泵浦光和种子光脉冲不完全满足高斯分布,理论与实验结果有所偏差。

### 4 结论

文中推导了外腔拉曼放大器的归一化运输方程,通过归一化相关参量显示该运输方程的解依赖于四个无量纲综合参量:归一化强度、归一化位置、归一化拉曼增益系数和归一化时间。对方程组求解得出了归一化的拉曼放大器输出与输入的泵浦光和种子光参数的关系曲线。该运输方程组能够反映拉曼放大器的输入变量对输出变量的影响,揭示了晶体拉曼放大器的运转规律,可以作为外腔拉曼放大器设计的辅助工具,提供规律性依据。

### 参考文献:

[1] Bai F, Wang Q P, Jiao Z, et al. Efficient diode end-pumped acousto-optically Q-switched Nd:YAG/BaTeMo<sub>2</sub>O<sub>9</sub> Raman laser [J]. *Appl Opt*, 2016, 55(32): 9265-9269.

- [2] Lin H Y, Pan X, Huang X H, et al. Multi-wavelength passively Q-switched c-cut Nd:YVO<sub>4</sub> self-Raman laser with Cr<sup>3+</sup>:YAG saturable absorber [J]. *Opt Commun*, 2016, 368: 39–42.
- [3] Li B, Sun B, Lei P, et al. High-efficiency, high-repetition-rate Nd:YVO<sub>4</sub> self-Raman laser pumped by a wavelength-locked 913.9-nm diode laser [J]. *Appl Opt*, 2017, 56(5): 1542–1545.
- [4] Guo J H, Duan Y M, Wang H Y, et al. Efficient Nd:YAG:KTiOAsO<sub>4</sub> cascaded Raman laser emitting around 1.2 μm [J]. *Opt Mater*, 2017, 71: 66–69.
- [5] Ding Xin, Zhang Wei, Liu Junjie, et al. High efficiency actively Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> self-Raman laser under 880 nm in-band pumping [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45 (1): 0105002. (in Chinese)  
丁欣, 张巍, 刘俊杰, 等. 880 nm 同带泵浦的高效率 Nd:YVO<sub>4</sub> 自拉曼激光器 [J]. 红外与激光工程, 2016, 45 (1): 0105002.
- [6] Li Shutao, Dong Yuanjin, Jin Guangyong, et al. Normalized theoretical analysis of continuous-wave intracavity frequency-doubled Raman laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(1): 71–75. (in Chinese)  
李述涛, 董渊金, 金光勇, 等. 连续腔内倍频拉曼激光器的归一化理论解析 [J]. 红外与激光工程, 2015, 44(1): 71–75.
- [7] Zhang H N, Li P. High-efficiency eye-safe Nd:YAG/SrWO<sub>4</sub> Raman laser operating at 1 664 nm [J]. *Appl Phys B*, 2016, 122(1): 12.
- [8] Fan L, Zhao W Q, Qiao X, et al. An efficient continuous-wave YVO<sub>4</sub>/Nd:YVO<sub>4</sub>/YVO<sub>4</sub> self-Raman laser pumped by a wavelength-locked 878.9 nm laser diode [J]. *Chin Phys B*, 2016, 25(11): 114207.
- [9] Wang Hui, Zhang Huifeng, Guo Tao. Dual-wavelength eye-safe laser based on Nd:GYSGG/YVO<sub>4</sub> intracavity stimulated Raman conversion [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(12): 3512–3516. (in Chinese)  
王慧, 张会峰, 郭涛. Nd:GYSGG/YVO<sub>4</sub> 双波长人眼安全波段内腔拉曼激光器 [J]. 红外与激光工程, 2015, 44(12): 3512–3516.
- [10] Li Wenchao, Zhang Jingru, Sun Yuchao, et al. Design and typical application of silicon Raman laser [J]. *Optics Precis Eng*, 2013, 21(2): 308–315. (in Chinese)  
李文超, 张景茹, 孙宇超, 等. 硅拉曼激光器的设计与典型应用 [J]. 光学精密工程, 2013, 21(2): 308–315.
- [11] Raghunathan V, Borlaug D, Rice R R, et al. Demonstration of a mid-infrared silicon Raman amplifier [J]. *Opt Express*, 2007, 15(22): 14355–14362.
- [12] Lisinetskii V A, Orlovich V A, Rhee H, et al. Efficient Raman amplification of low divergent radiation in barium nitrate crystal [J]. *Appl Phys B*, 2008, 91: 299–303.
- [13] Wang C, Cong Z H, Liu Z J, et al. Theoretical and experimental investigation of an efficient pulsed barium tungstate Raman amplifier at 1 180 nm [J]. *Opt Commun*, 2014, 313: 80–84.
- [14] Zhang Wenhui, Ding Shuanghong, Ding Ze, et al. A PbWO<sub>4</sub> solid-state Raman amplifier excited by 1 064 nm nanosecond pulses [J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(5): 0502011. (in Chinese)  
张文会, 丁双红, 丁泽, 等. 1 064 nm 纳秒脉冲激发的 PbWO<sub>4</sub> 固态拉曼放大器 [J]. 中国激光, 2014, 41 (5): 0502011.
- [15] Ding S H, Zhang X Y, Wang Q P, et al. Numerical optimization of the extracavity Raman laser with barium nitrate crystal [J]. *Opt Commun*, 2006, 267: 480–486.
- [16] Pask H M. The design and operation of solid-state Raman lasers [J]. *Prog in Quant Electron*, 2003, 27: 3–56.