

基于双拉曼池的氢气后向拉曼散射及放大

周冬建^{1,2} 郭敬为^{1*} 周灿华¹ 赵伟力³ 刘金波¹ 刘 栋^{1,2} 金玉奇¹

¹中国科学院大连化学物理研究所化学激光重点实验室, 辽宁 大连 116023

²中国科学院大学, 北京 100049

³海军大连舰艇学院基础部, 辽宁 大连 116018

摘要 研究了基于双拉曼池的氢气后向受激拉曼散射及其放大特性。两个拉曼池内均充入高压氢气, 前级拉曼池用于产生种子光, 后级拉曼池用于实现种子光放大。测量了不同抽运光能量下的输出斯托克斯能量, 以及抽运光能量在两拉曼池不同配比时的输出斯托克斯能量。当分配给前级拉曼池能量 100 mJ, 后级拉曼池能量 175 mJ 时, 获得单脉冲 44.0 mJ 的斯托克斯光, 相应的光子转化率为 28.6%。使用速率方程对拉曼放大部分进行了数值模拟, 输出斯托克斯能量的理论值与实验值基本相符。数值模拟表明, 在种子光能量等于或大于抽运光时, 受激拉曼放大依然可以实现线性转化。根据模拟结果, 提出了利用拉曼放大来实现多束激光串联合成输出的设想。

关键词 非线性光学; 受激拉曼散射; 拉曼激光; Nd:YAG 激光; 氢气

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0402006

Backward Raman Scattering and Amplification Based on Dual Raman Cells

Zhou Dongjian^{1,2} Guo Jingwei¹ Zhou Canhua¹ Zhao Weili³ Liu Jinbo¹
Liu Dong^{1,2} Jin Yuqi¹

¹Key Laboratory of Chemical Lasers, Dalian Institute of Chemical Physics, Chinese Academy of Science, Dalian, Liaoning 116023, China

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

³Department of Basic Sciences, Dalian Naval Academy, Dalian, Liaoning 116018, China

Abstract The characteristics of backward Raman scattering and amplification based on two hydrogen Raman cells are investigated. Both cells are filled with high-pressure hydrogen. The first cell is used to generate the Stokes seed light, and the second cell is used to amplify the seed light. The Stokes energy is measured at different pump energies, and different pump distributions between the two cells. When the pulsed pump energy of first and second cell separately is 100 mJ, 175 mJ, a pulsed Stokes energy of 44.0 mJ can be generated, and the corresponding photon conversion efficiency is 28.6%. The rate equations are employed to simulate the amplification process, and the theoretical results are agree with the experimental results on the whole. When the pulsed energy of Stokes seed light is as much as or greater than the pump laser, the Stokes can still keep a constant increment according to the numerical simulation. Based on the simulation results, the Raman amplification method is proposed to realize multiple laser series synthetic output.

Key words nonlinear optics; stimulated Raman scattering; Raman laser; Nd:YAG laser; hydrogen

OCIS codes 190.5890; 140.3550; 140.3298

收稿日期: 2015-11-25; 收到修改稿日期: 2016-01-04

基金项目: 国家自然科学基金(11304311, 11475177, 21503226)

作者简介: 周冬建(1983—), 男, 博士研究生, 主要从事气体介质中的受激拉曼散射方面的研究。

E-mail: zhoujdj1983@aliyun.com

导师简介: 金玉奇(1965—), 男, 博士, 研究员, 主要从事化学激光方面的研究。E-mail: yqjin@dicp.ac.cn

*通信联系人。E-mail: jingweiguo@dicp.ac.cn

1 引言

受激拉曼散射是一种实现激光变频的重要方法^[1-6]。与固体拉曼介质相比,气体拉曼介质虽然增益较小,但具有拉曼频移大、不易损伤、结构简单等优点,受到国内外研究者的重视^[7-8]。在众多气体介质中,氢气具有较大的增益系数和拉曼频移,成为最常用的工作介质之一。后向受激拉曼散射具有压缩激光脉冲宽度和改善光束质量的特点^[9]。但由于受到抽运光线宽较大及谱线加宽的影响,较难产生高强度的后向受激拉曼散射^[10-12]。Hooper等^[13]以氙气作为拉曼介质,采用双拉曼池设计,将后向种子光再次后向放大,实现了高强度的后向拉曼光输出。花晓清等^[14]用Nd:YAG二倍频(532 nm)激光作为抽运光,在H₂/He(体积比为3/7)混合气体中得到高强度后向受激拉曼散射。

本文采用双拉曼池设计,研究了从第一拉曼池产生的后向拉曼种子光在第二拉曼池进行放大的过程,并实现了高强度的拉曼光输出。给出了在不同抽运光能量和两级拉曼池分配能量变化条件下斯托克斯输出能量。同时,建立理论模型,并模拟得出输出斯托克斯光在不同输入条件下的输出能量,理论结果与实验值基本相符。该理论模型还可以得出输出受激拉曼光及剩余抽运光波形。由于受激拉曼过程产生的光束具有较好的光束质量、单色性以及偏振度,所以本文根据数值模型,提出了利用拉曼放大来实现多束激光合成输出的概念。模拟了在不同种子光能量下的拉曼转化,结果表明,当种子光强度接近或大于抽运光能量时,拉曼转化趋于饱和,拉曼能量的增加量与抽运光能量呈线性关系。这表明多级拉曼放大下的受激拉曼散射技术有可能用于多束激光的合成输出。

2 实验装置

实验装置如图1所示。抽运光为调Q的Nd:YAG激光器(Continuum, PR9000)的基频1.06 μm输出,脉宽~10 ns,线宽1 cm⁻¹,在重复频率4 Hz下运行。两个拉曼池均为充入高压氢气(压强3.5 MPa)的不锈钢管,两端采用10 mm厚石英窗口片密封。其中第一拉曼池长40 cm,内径2.6 cm;第二拉曼池长172 cm,内径2.6 cm。区域A内的镜片组用于将抽运光分成两束激光,分别进入拉曼池1和拉曼池2,其中包括两组半波片和偏振分光片,分离后的两束光都为水平偏振,通过调节半波片可以控制两束光的能量大小。其中一束抽运光由焦距20 cm的透镜(L₁)聚焦,焦点落在拉曼池1内。拉曼池1内产生后向斯托克斯光(波长1.9 μm)作为种子光,经过二向色镜BS1反射,与另一束抽运光在二向色镜BS2处实现合束,并共同经焦距1 m的透镜(L₂)聚焦进入拉曼池2。其中,通过调节区域A的光程可以实现抽运光与种子光合束后时序一致。二向色镜BS3将输出斯托克斯光与未转化的剩余抽运光分开,斯托克斯单脉冲能量由能量计(Gentec-EO, QW65LP-H-HB)测量,剩余抽运光波形由Si光电探头测得并由示波器(625Zi, LeCroy)显示和记录。实验中,受Si探头波长响应的限制,故未测得斯托克斯光的波形。氢气压越高,拉曼增益系数越大,同时也会影响拉曼转化率等实验结果,在实验中,两个拉曼池内气压始终保持为3.5 MPa。

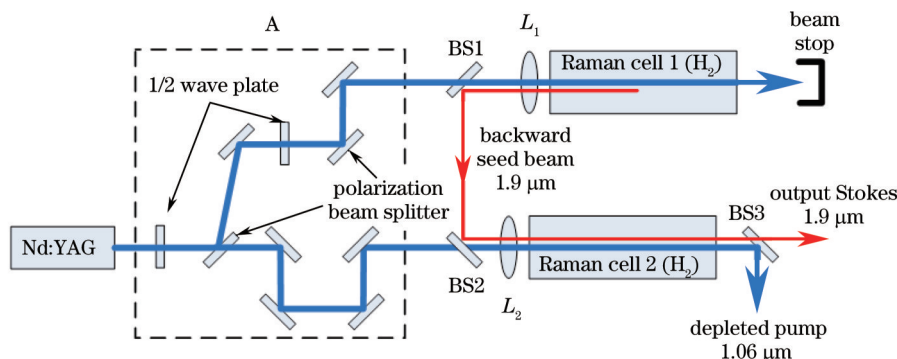


图1 双拉曼池后向受激拉曼散射实验装置

Fig.1 Experimental setup of dual Raman cells using backward stimulated Raman scattering

3 实验结果与分析

在图1的实验装置中,拉曼池1产生的后向斯托克斯光,作为种子光进入拉曼池2放大。实验中拉曼池1

产生的种子光一般都很弱,当 100 mJ 抽运光进入拉曼池 1 时,仅能产生约 1.5 mJ 后向斯托克斯光。实验中,通过调节半波片,可以将抽运光能量按不同比例分配给两个拉曼池。图 2 为当两个拉曼池分配到不同抽运光能量时,输出斯托克斯单脉冲能量随总抽运光能量的变化。其中,分别给出了分配给拉曼池 1 的抽运光能量固定在 100 mJ 时(曲线 A)和分配给拉曼池 2 的能量固定在 50 mJ 时(曲线 B),输出的斯托克斯能量随总抽运光能量的变化。可以看出,在将抽运光能量较多分配给拉曼池 2 的情况下,可以实现更大的拉曼转化。例如,同样在抽运光单脉冲总能量为 275 mJ 时,分配给拉曼池 1 能量 100 mJ,拉曼池 2 能量 175 mJ 时,可以得到单脉冲 44.0 mJ 的斯托克斯光输出,相应的光子转化率为 28.6%;而分配给拉曼池 1 能量 225 mJ,拉曼池 2 能量 50 mJ 时,仅能得到 15.6 mJ 的斯托克斯光,相应的光子转化率为 10.1%。曲线 A,固定进入拉曼池 1 的抽运光能量为 100 mJ,即产生的种子光 1.5 mJ,进入拉曼池 2 抽运光能量逐渐增大,输出斯托克斯能量从 9.9 mJ 增大到 44.0 mJ;曲线 B,固定进入拉曼池 2 的抽运光能量为 50 mJ,进入拉曼池 1 的抽运光能量逐渐增大,种子光能量从 0.72 mJ 增大到 6.2 mJ,输出斯托克斯能量可以从 7.7 mJ 增大到 16.4 mJ。可以看出,同样大小的抽运光,按不同比例分配给两个拉曼池,会产生不同大小的拉曼输出。结果表明,当抽运光过多用于产生种子光时(即过多分配给拉曼池 1),拉曼池 2 内的拉曼转化会趋于饱和,反而不利于实现更高转化。

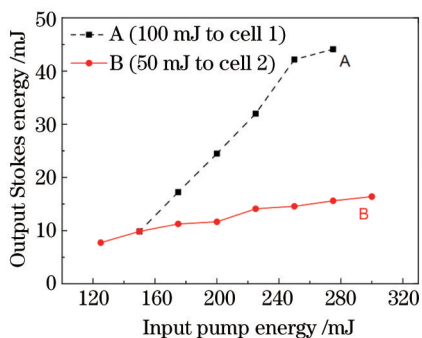


图 2 两个拉曼池分配不同能量时,输出斯托克斯单脉冲能量随总抽运光能量的变化

Fig.2 Pulse energy of the output Stokes with respect to the incident pump energy for different ratios of pump energy in two Raman cells

抽运光能量和种子光能量对拉曼转化的影响还可以从输出波形观察到。图 3 给出了抽运光能量变化所对应的剩余抽运光波形,同时给出了输入抽运光波形。通过剩余抽运光波形的比较,可以看出拉曼转化开始的时刻,即剩余抽运光第一个尖峰所对应的时刻。比较图 3(a)和图 3(b),在种子光能量相同时(进入拉曼池 1 的能量相同),抽运光能量越大,拉曼转化开始的时刻越早。比较图 3(b)和图 3(c),在拉曼池 2 中的抽运光能量相同,而种子光能量不同的情况下,种子光越大,拉曼转化的时刻越靠前。同时,可以看出,越靠前的时刻所对应的抽运光功率越小,即拉曼转化的阈值越小。因此可以得出,种子光的单脉冲能量越大,实现拉曼转化所需的抽运光功率越小,拉曼阈值越小,抽运光转化率越高。

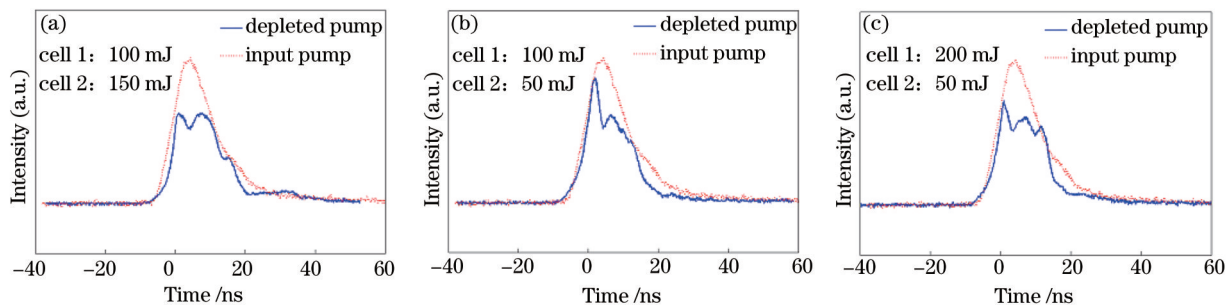


图 3 抽运光能量变化所对应的剩余抽运光波形

Fig.3 Waveform of the rest corresponding pumping change with pump energy

根据实验装置(图 1)以及输入条件,对拉曼池 2 内的拉曼转化过程进行了数值模拟。包括前向及后向拉曼散射过程的耦合速率方程表示为^[15]

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g P_p (P_F + P_B) / S(z) - \alpha_1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial P_F}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial P_F}{\partial t} = g P_p P_F / S(z) + \alpha_2, \quad (2)$$

$$\frac{\partial P_B}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial P_B}{\partial t} = g P_p P_B / S(z) + \alpha_2, \quad (3)$$

式中 v 表示传播速度, g 为拉曼增益系数, $S(z)$ 为光束横截面积, ω_p 和 ω_s 分别为抽运光和斯托克斯光角频率, P_p, P_F 和 P_B 分别为抽运光、前向斯托克斯和后向斯托克斯功率, α_1 和 α_2 为自发拉曼散射强度。

(1)~(3)式不存在解析解。通过数值求解方程,将作用区域(拉曼池2)等分为长度为 Δz 的小区域。光束在拉曼池2内传播并通过迭代来求解,在位置 $i\Delta z$ 及时间 $j\Delta t$ 时,抽运光功率 $P_p(i,j)$ 、前向斯托克斯功率 $P_f(i,j)$ 及后向斯托克斯功率 $P_b(i,j)$ 可分别表示为

$$P_p(i,j) = P_p(i-1,j-1) - (\omega_p/\omega_s) P_p(i-1,j-1) [g_f P_f(i-1,j-1) + g_b P_b(i,j-1)] \Delta z / S(z), \quad (4)$$

$$P_f(i,j) = P_f(i-1,j-1) + g_f P_p(i-1,j-1) P_f(i-1,j-1) \Delta z / S(z), \quad (5)$$

$$P_b(i,j) = P_b(i+1,j-1) + g_b P_p(i,j-1) P_b(i+1,j-1) \Delta z / S(z), \quad (6)$$

式中 g_f 为前向拉曼增益系数, g_b 为后向拉曼增益系数。

光束在传播方向聚焦,位置 z 处的光斑面积 $S(z)$ 表示为

$$S(z) = \pi r^2(z), \quad (7)$$

式中位置 z 处半径 $r(z)$ 满足:

$$r(z) = r_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{z_R^2}}, \quad (8)$$

$$z_R = \frac{\pi r_0^2}{M^2 \lambda}, \quad (9)$$

式中 z_0 为束腰位置,即焦点位置, r_0 为束腰半径, M^2 为光束质量因子。对于焦距为 f 的透镜,在已知透镜镜面光斑半径的条件下,通过(8)和(9)式可以得出束腰半径 r_0 。

为满足收敛条件,(4)~(6)式中时间间隔 Δt 满足

$$\Delta t = n \Delta z / c, \quad (10)$$

式中 n 为拉曼气体折射率大小, c 为真空中的光速。

实验中的激光器为非稳腔结合高斯耦合输出镜设计,输出的光斑为近似平顶分布。因此,在数值计算中抽运光和斯托克斯光横模分布简化为平顶分布,即在任何横截面上光强均匀分布,则在该横截面内抽运光功率、前向斯托克斯功率或后向斯托克斯功率($P_{p,f,b}$)与光强($I_{p,f,b}$)的关系可简化为

$$P_{p,f,b} = \int_{r=0}^{r(z)} 2\pi I_{p,f,b}(r) dr, \quad (11)$$

$$P_{p,f,b} = \pi r^2(z) I_{p,f,b}, \quad (12)$$

式中 $r(z)$ 为该横截面的半径。

在实验中,种子光与抽运光通过二向色镜 BS2 实现合束。从横模角度来看,种子光光场与抽运光光场不会完全匹配,所以,在实际计算中采用有效拉曼增益系数来替代拉曼增益系数^[16]。种子光与抽运光空间匹配度会影响有效拉曼增益系数的大小。在数值计算时,有效拉曼增益系数 g^{eff} 表示为^[16-17]

$$g^{\text{eff}} = \eta g, \quad (13)$$

式中 η 为横模修正因子, g 为拉曼池中氢气增益系数。

实验中,拉曼池中氢气增益系数为 9.7×10^{10} cm/GW。其中,修正因子(η)可以通过实验中任意一个实验结果来确定,在其他实验条件下的数值模拟也采用该修正因子。两个透镜焦距都为 1 m,透镜上抽运光半径 3 mm。在进入拉曼池1的抽运光能量固定为 100 mJ 的情况下,输出斯托克斯光能量与总抽运光能量关系的数值结果如图4(曲线B)所示,其中,数值结果是在不同抽运光条件下计算得到的拟合曲线。图4中数据点A为对应的实验结果。实验结果与数值计算结果大致相符。在抽运光能量较大时,图4中的实验结果与数值结果偏差较大,这是由于在抽运光能量较大时,一阶斯托克斯会有部分转化为高阶斯托克斯,而数值模型中并未包含高阶斯托克斯转化过程。说明在抽运光能量较低时,模拟结果与实验结果基本相符,而在抽运光能

量较高时,模拟结果偏差较大。如果采用多级受激拉曼放大,可以充装相对比较低分压的氢气($2 \times 10^6 \sim 3 \times 10^6$ Pa),并充入较大比例的氩气,来抑制高级斯托克斯光的产生。前期的高压气体受激拉曼实验已经证明,高压氩气可以有效地抑制二级斯托克斯种子光的产生。而随着拉曼活性气体气压的降低和缓冲气体氩气的充入,拉曼增益系数明显降低,虽然会在一定程度上限制一级斯托克斯光转化率,但是却非常有限地抑制高级斯托克斯光的产生和放大^[3]。

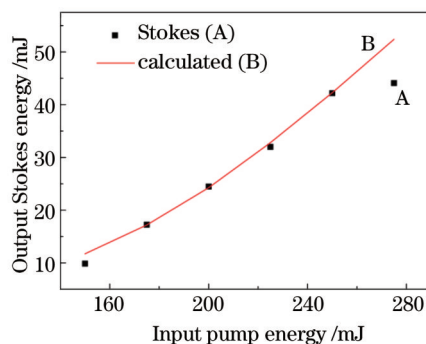


图4 在 100 mJ 抽运光时,实验测得(点线)和理论计算(实线)的输出斯托克斯能量与输入抽运光能量的关系

Fig.4 Relationship between experimental (dotted) and theoretical (solid) output Stokes energies and input pump energy when the pump is 100 mJ

图 5 表示进入拉曼池 1 和拉曼池 2 的抽运光能量分别为 100 mJ, 150 mJ 时,数值模拟得到的剩余抽运光与输出斯托克斯光的脉冲轮廓。由拉曼池 1 模拟得到后向斯托克斯光波形,拉曼池 1 中的模拟根据(4)~(6)式得出,对于拉曼池 2,数值模拟中初始抽运光波形、能量及种子光能量均由实验测得,初始种子光波形采用拉曼池 1 的模拟结果。根据(4)~(6)式可模拟计算得到拉曼池 2 出口处的剩余抽运光及斯托克斯光的波形及能量。图 3(a)是相同初始条件下得到的实验结果。比较图 5 与图 3(a)中的剩余抽运光波形,图 5 的数值模拟中波形凹陷更深,表示在该时间范围内抽运光转化更多。原因在于,数值模拟中种子光与抽运光设定的横截面积相同,但实验中种子光横截面积较小,对应的抽运光横截面积较大,抽运光靠近中心的部分与种子光可以重合,会有较大的拉曼转化。而靠近边缘的抽运光由于缺少种子光,拉曼转化较少。因此,实验测得的抽运光转化较少,从时域上看,波形的凹陷更浅。

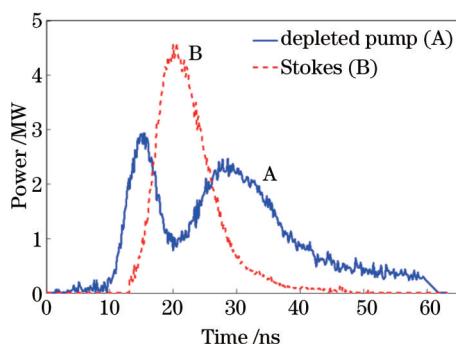


图 5 数值模拟得到的剩余抽运光与输出斯托克斯光的脉冲轮廓

Fig.5 Rest pumping light from numerical simulation and the output Stokes pulse profiles

根据数值模型,研究了输入不同种子光条件下,输出斯托克斯光能量与进入拉曼池 2 的抽运光能量关系。在图 6 中,输入种子光能量范围是 0.01 mJ 到 200 mJ,由于在实验中较难产生 10 mJ 量级以上的种子光,所以图 6 中的模拟仅是以数值模型为基础的扩展应用。该模拟是在光束完全重合的条件下完成的,即修正因子 η 为 1,同时,输入斯托克斯波形和输入抽运光波形不随能量变化。从图 6 中曲线可以看出,在种子光能量大于 50 mJ 时,转化率(即曲线斜率)基本保持稳定;在种子光能量为 1 mJ 时,只有在抽运光能量超过 150 mJ 的情况下转化率才可以达到稳定;而在种子光为 0.01 mJ 时,抽运光达到 200 mJ 时转化率仍未稳定。

设想在多级放大情况下,假设前一级放大产生了 100 mJ 能量的斯托克斯光,该光束作为后一级放大的种子光,根据图 6 的模拟结果,后一级的抽运光能量为 50 mJ、100 mJ、200 mJ 时,都可以实现稳定的拉曼转

化,即转化率稳定。利用一束斯托克斯光逐级提取抽运光束中的能量,可使多束光的能量向一束光转移,最终实现多束激光的串联合成输出。说明利用多级放大,可以将多束抽运光高效转化为一束斯托克斯光。由于受激拉曼过程产生的光束具有较好的光束质量、单色性以及偏振度,所以,多级放大下的受激拉曼有可能用于多束激光的合成输出。当然,由于模拟计算给出的是理想情况下的结果,在实际应用中,需要抑制高阶拉曼转化过程及克服热效应带来的影响。

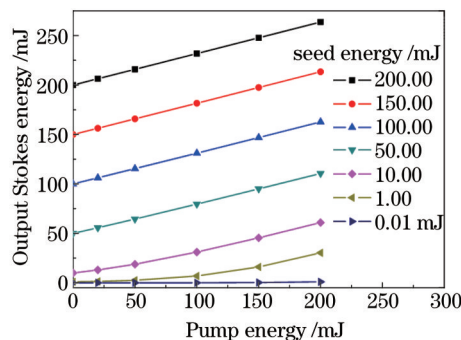


图6 不同种子光能量时,输出斯托克斯光能量与抽运光能量的关系

Fig.6 Relationship between output Stokes energy and pump energy when the seed energy is different

4 结 论

对采用双拉曼池的氢气后向受激拉曼散射及其放大特性进行了研究。拉曼池1用于产生后向拉曼种子光,拉曼池2用于种子光放大。实验中,测量了不同抽运光能量下的输出斯托克斯能量,并测量了抽运光能量在两拉曼池不同配比时的输出斯托克斯能量。当分配给拉曼池1能量过多时,即种子光过量,拉曼转化趋于饱和,反而不利于提高整体拉曼转化。由于后向拉曼通常具有高光束质量^[18],而受激拉曼放大的光束质量很大程度上是由种子光的光束质量决定的。所以实验中采用后向拉曼作为种子光的受激拉曼放大,非常适合对光束质量要求高的应用,特别是远程传输。利用速率方程对拉曼池2中的拉曼放大过程进行了数值模拟及分析。数值模拟得到的输出斯托克斯能量与实验结果基本相符,模拟得到的剩余抽运光波形与实验测得的波形虽然存在一定程度的差异,但基本轮廓和变化趋势基本吻合,对此进行了分析。该模型中未考虑高阶拉曼转化,在准确性上存在一定局限性。但是在实际应用中高阶拉曼光也可以通过聚焦条件、气体压力、缓冲气体的种类和压力等参数的优化来抑制。在抽运光能量较低时,模拟结果与实验基本相符,数值模拟有助于研究拉曼转化过程。如果能够有效地抑制高阶拉曼光的产生,该模型也可以用于模拟高能条件下的拉曼转化。根据数值模型,模拟了当种子光能量接近抽运光能量情况下的受激拉曼,结果表明受激拉曼的斜率效率基本维持不变,因此拉曼放大有望用于实现多束激光合成输出。需要特别指出的是此处采用氢气作为拉曼介质,其量子亏损比较大,因此总体的光束合成输出的效果比较有限,但是如果采用拉曼频移较小的拉曼活性介质,这种受激拉曼放大合成输出的能量转化效率将会提高。

参 考 文 献

- Zhang Wenhui, Ding Shuanghong, Ding Ze, *et al.*. A PbWO₄ solid-state Raman amplifier excited by 1064 nm nanosecond pulser[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(5): 0502011.
张文会, 丁双红, 丁泽, 等. 1064 nm 纳秒脉冲激发的 PbWO₄ 固态拉曼放大器[J]. 中国激光, 2014, 41(5): 0502011.
- D J Zhou, J W Guo, C H Zhou, *et al.*. Intracavity CH₄ Raman laser using negative-branch unstable resonator[J]. Opt Commun, 2015, 356: 49-53.
- X L Cai, C H Zhou, D J Zhou, *et al.*. H₂ stimulated Raman scattering in a multi-pass cell with a Herriott configuration[J]. Chin Phys Lett, 2015, 32(11): 114207.
- S H Ding, X Y Zhang, Q P Wang, *et al.*. Temporal properties of the solid-state intracavity Raman laser using the traveling-wave method [J]. Phys Rev A, 2007, 76(5): 053830.
- F F Su, X Y Zhang, W T Wang, *et al.*. High-efficient diode-pumped actively Q-switched Nd:YAG/KTP Raman laser at 1096 nm wavelength[J]. Opt Commun, 2013, 305: 201-203.

- 6 B S Wang, J Y Peng, J G Miao, *et al.*. Diode end-pumped passively Q -switched $\text{Nd}^{3+}:\text{GdVO}_4$ self-Raman laser at 1176 nm[J]. *Chin Phys Lett*, 2007, 24(1): 112-114.
- 7 Wang Zefeng, Yu Fei, William Wadsworth, *et al.*. Single-pass high-gain 1.9 μm optical fiber gas Raman laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0814004.
王泽峰, 于 飞, William Wadsworth, 等. 单程高增益 1.9 μm 光纤气体拉曼激光器[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0814004.
- 8 Cao Kaifa, Huang Jian, Hu Shunxing. Investigation of stimulated Raman scattering characteristics in D_2 , H_2 and D_2/H_2 mixtures[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(3): 0319001.
曹开法, 黄 见, 胡顺星. H_2 、 D_2 及 H_2/D_2 混合气体受激拉曼特性研究[J]. *光学学报*, 2015, 35(3): 0319001.
- 9 Ye Zhenhuan, Lou Qihong, Dong Jingxing, *et al.*. Experimental research on backward SRS pumped by high power KrF laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2003, 30(3): 223-226.
叶震寰, 楼祺洪, 董景星, 等. 高功率 KrF 激光后向拉曼压缩的实验研究[J]. *中国激光*, 2003, 30(3): 223-226.
- 10 D C Hanna, D J Pointer, D J Pratt. Stimulated Raman-scattering of picosecond light-pulses in hydrogen, deuterium, and methane[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1983, 22(2): 332-336.
- 11 W R Trutna, Y K Park, R L Byer. Dependence of Raman gain on pump laser bandwidth[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1979, 15(7): 648-655.
- 12 W K Bischel, M J Dyer. Temperature-dependence of the Raman linewidth and line shift for the $Q(1)$ and $Q(0)$ transitions in normal and para- H_2 [J]. *Phys Rev A*, 1986, 33(5): 3113-3123.
- 13 W P Hooper, G M Frick, B P Michael. Using backward Raman scattering from coupled deuterium cells for wavelength shifting[J]. *Opt Eng*, 2009, 48(8): 084302.
- 14 Hua Xiaoqing, Leng Jing, Yang Heping, *et al.*. Generation of intense backward stimulated Raman scattering in H_2 -He mixture pumped by single longitudinal mode Nd:YAG laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2006, 33(4): 451-455.
花晓清, 冷 静, 杨和平, 等. 单纵模 Nd:YAG 激光抽运 H_2 -He 混合气体中的强后向受激拉曼散射[J]. *中国激光*, 2006, 33(4): 451-455.
- 15 A Kazzaz, S Ruschin, I Shoshan, *et al.*. Stimulated Raman scattering in methane-experimental optimization and numerical model[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1994, 30(12): 3017-3024.
- 16 J P Lin, H M Pask, A J Lee, *et al.*. Study of relaxation oscillations in continuous-wave intracavity Raman lasers[J]. *Opt Express*, 2010, 18(11): 11530-11536.
- 17 D C Parrotta, W Lubeigt, A J Kemp, *et al.*. Multi-Watt, continuous-wave, tunable diamond Raman laser with intracavity frequency doubling to the visible region[J]. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2013, 19(4): 1400108.
- 18 S Marchetti, R Simili, C Gabbanini. Origin of backward to forward wave dominance in broadband Raman scattering in hydrogen[J]. *Opt Commun*, 2011, 284(1): 441-445.

栏目编辑: 宋梅梅