

1064 nm Nd:YAG 激光抽运二氧化碳气体 中的受激拉曼散射

李仲慧¹, 刘栋¹, 蔡向龙¹, 张莹莹², 王颜超¹, 王鹏远¹, 陈莹¹, 刘金波¹, 胡墅¹, 李慧¹, 郭敬为^{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信阳市质量技术监督检验测试中心, 河南 信阳 464000

摘要 利用强激光作用在高压二氧化碳气体中产生受激拉曼散射作为激光波长转换的机理, 获得了 1248 nm 激光输出。结果表明:采用波长为 1064 nm 的抽运光,通过优化二氧化碳压力及透镜聚焦参数,得到了一级斯托克斯光(S_1 , 1248 nm)的最大转换效率为 36.6%,最大单脉冲能量为 82 mJ。

关键词 散射; 受激拉曼散射; Nd:YAG 激光; 二氧化碳; 一级斯托克斯光

中图分类号 TN248

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0308001

Stimulated Raman Scattering in Carbon Dioxide Gas Pumped by Nd:YAG Laser at 1064 nm

Li Zhonghui¹, Liu Dong¹, Cai Xianglong¹, Zhang Yingying², Wang Yanchao¹,
Wang Pengyuan¹, Chen Ying¹, Liu Jinbo¹, Hu Shu¹, Li Hui¹, Guo Jingwei¹

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

²Xinyang Quality Technology Supervision Test Center, Xinyang, Henan 464000, China

Abstract We use the 1064 nm laser as pumping light to obtain the 1248 nm laser via wavelength conversion based on stimulated Raman scattering in high pressure CO₂ gas. By optimizing the pressure of CO₂ and focal length of lens, we obtain the maximum conversion efficiency of 36.6% and the maximum pulse energy of 82 mJ for the first order Stokes light (S_1 , 1248 nm).

Key words scattering; stimulated Raman scattering; Nd:YAG laser; carbon dioxide; first order Stokes light

OCIS codes 290.5860; 290.5890; 290.5910

1 引 言

激光变频技术可以实现激光波长的转换,拓展激光的应用范围。变频技术主要有晶体变频、染料溶液变频和受激拉曼变频等方法。相比于晶体材料的倍频、合频、差频和液体染料变频,受激拉曼变频有不可替代的优势,特别是气体介质的受激拉曼变频可以承受高能量基频激光,定标放大性好^[1],并且其波长变换的跨度大,可以将激光波长拓展到中红

外甚至远红外波段^[2],因此受激拉曼散射是一种重要的变频方法。

受激拉曼散射是介质分子振动或转动引起的一种非弹性散射,抽运光与拉曼光的频率差等于分子拉曼活性的振动或转动频率。受激拉曼散射具有阈值性、方向性、单色性等特点,并且可以用作受激拉曼变频的介质种类比较丰富,不同的拉曼介质能够产生不同波长的散射光,极大地丰富了输出波长的种类。受激拉曼散射技术还可以与倍频、合频等频

收稿日期: 2017-09-13; 收到修改稿日期: 2017-10-24

基金项目: 国家自然科学基金(11475177,61505210)、中国科学院大连化学物理研究所化学激光重点实验室开放课题基金(KLCL-2017-N10)

作者简介: 李仲慧(1990—),女,硕士,研究实习员,主要从事气体受激拉曼散射方面的研究。E-mail: 1160461323@qq.com

* 通信联系人。E-mail: jingweigu@dicp.ac.cn

率变换技术相结合,实现紫外到近红外波段更多种类的波长输出。因此,受激拉曼作为一种实用的变频方法,已成为目前激光变频领域的研究热点之一,并取得了很多成果。例如,花晓清等^[3]、冷静等^[4]采用脉冲二倍频和三倍频 Nd:YAG 激光,在宽带和窄带模式下对甲烷、氢气和氧气中的受激拉曼散射进行了研究,氢气前向一级斯托克斯光的量子转换效率达到 83%,后向受激拉曼光的量子转换效率达到 64.7%。Mayor 等^[5-6]和 Spuler 等^[7]从 2003 年开始一直从事 1064 nm Nd:YAG 激光抽运甲烷气体的受激拉曼散射研究,拉曼波长为 1.5 μm ,是人眼安全波长;目前他们已将拉曼变频技术成功地应用到激光雷达中,并且取得了良好的效果。近几年,气体受激拉曼原理与光纤技术的结合也为高效气体受激拉曼转换提供了一条有效途径。2016 年,顾博等^[8]利用 1064 nm 脉冲激光器抽运一段充高压氢气的空芯光纤,获得了波长分别为 737.6, 564.2, 457.1 nm 的一阶、二阶、三阶振动反斯托克斯激光输出。2017 年,陈育斌等^[9]将波长为 1.5 μm 的可调谐连续单频分布反馈激光注入到充有乙烷气体的空芯光纤中作为种子光,得到拉曼光-光转换效率的最大值为 47.5%,相应的量子效率为 70%。

目前受激拉曼散射研究主要采用受激拉曼增益系数大的介质,例如甲烷、氢气^[5,10],而关于二氧化碳、氮气等受激拉曼增益系数较小的气体的相关报道比较少,主要以短波长激光作为抽运光。例如:1995 年,Bisson^[11]使用 KrF 激光器抽运氮气和氦气混合气体获得了 248~263 nm 的激光,该激光因位于太阳光谱盲区而被应用于气象雷达;2007 年,Nakazato 等^[12]使用 Nd:YAG 激光器发射的激光的四倍频激光(能量为 91 mJ,波长为 266 nm)抽运 0.7 MPa 的二氧化碳气体,产生了能量为 13 mJ、波长分别为 276 nm 和 287 nm 以及能量为 5 mJ、波长为 299 nm 的拉曼光。虽然 1064 nm 激光抽运的二氧化碳拉曼增益系数较小,不容易实现高效的拉曼转换,但是其一阶受激拉曼产生的激光波长为 1248 nm,该波段激光具有较强的大气穿透能力,不易受雨、雪、雾、霾等恶劣天气的影响,同时 1248 nm 激光在湍流大气中具有优良的传输特性。因此,在激光通信、遥感、测绘监控等领域广泛应用。牛晔等^[13]关于短波长激光大气传输光谱的研究表明,1248 nm 激光在大气中的透射率接近 80%,优于 1064 nm 激光的透射率。此外,二氧化碳作为拉曼活性介质还有其独特的优点:1)物理化学性质稳定;

2)价格便宜;3)振动拉曼频移为 1388 cm^{-1} ,相对于其他气体,拉曼频移比较小,有利于产生频率梳。当抽运激光波长为 1064 nm 时,能够产生一级斯托克斯光 S_1 (1248 nm)、二级斯托克斯光 S_2 (1510 nm) 和一级反斯托克斯光 AS_1 (927 nm)。因此,利用 1064 nm 激光抽运高压二氧化碳产生的拉曼激光可以作为优异的 1248 nm 光源。

本文采用 1064 nm 激光为抽运光源,研究了二氧化碳气体中的受激拉曼散射,考察了激光量子转换效率与聚焦透镜焦距之间的关系,优化了二氧化碳的气压,以提高拉曼转化率,为以后的实验设计提供依据。

2 实验方案

实验装置主要由抽运源和拉曼池组成,如图 1 所示。其中抽运源为 Nd:YAG 激光器(Brilliant class-4 型),输出波长为 1064 nm 的竖直线偏振光,最高单脉冲能量为 360 mJ,半峰全宽为 6 ns,线宽为 0.7 cm^{-1} ,发散角为 0.5 mrad,光斑直径为 6 mm。拉曼池是一个长为 1.8 m 的不锈钢管,两端装有窗口片,入射窗口片镀有 1064 nm 的高透膜(透过率大于 99%),出光窗口材料是未镀膜的石英,拉曼池中充有高纯度(体积分数为 99.999%)二氧化碳气体,气压可调。

抽运光光束经过第 1 组半波片与偏振分束立方体的组合体,之后再经过高反镜 M_1 (HR @ 1064 nm,反射率大于 99.9%)反射进入第 2 组半波片与偏振分束立方体的组合。半波片和偏振分束立方体组合的作用是实现抽运光能量大小的连续调节,两组组合可以有效提高调节精度。调节后的光束依次经过高反镜 M_2 、佩林-布洛卡棱镜 1 和高反镜 M_3 折反,经过光隔离器(由 1 个偏振分束立方体和 1 个 1/4 波片组成)和聚焦透镜 L_1 (后续用焦距为 -100 mm 和 150 mm 的透镜组替换该单透镜)后进入拉曼池, L_1 的焦点位于拉曼池的中心。佩林-布洛卡棱镜 1 的作用是改变激光传播方向 90°,并防止后向拉曼激光按原路返回到激光器中;光隔离器用于隔离实验中产生的后向受激布里渊光。抽运光在拉曼池中产生受激拉曼散射和四波混频效应,生成的光通过第 2 块佩林-布洛卡棱镜分光,分光之后用烧斑纸确定各级斯托克斯光的位置,如图 2 所示,从左到右依次为二级斯托克斯光 S_2 、一级斯托克斯光 S_1 、剩余抽运激光 S_0 和一级反斯托克斯光 AS_1 的烧斑,在不同位置分别测量各级斯托克斯光的能量。

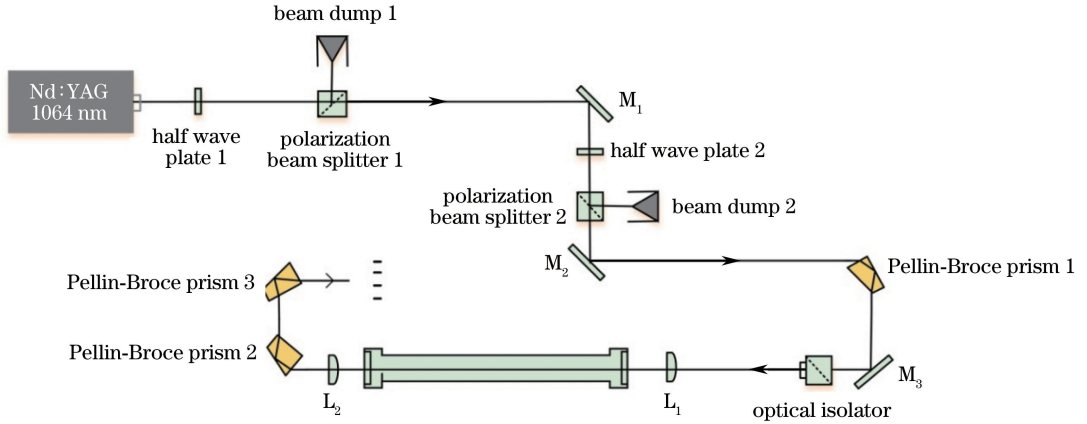


图 1 二氧化碳气体中的受激拉曼散射实验装置

Fig. 1 Experimental setup of stimulated Raman scattering in CO₂ gas

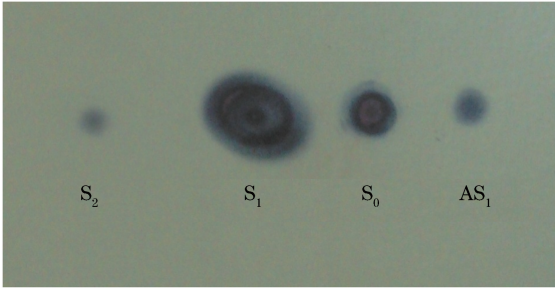


图 2 不同级别的斯托克斯光和剩余抽运激光在相纸上的烧斑图

Fig. 2 Burn spots of Stokes light and residual pump laser with different orders in photographic paper

3 结果与讨论

3.1 不同气压时各级斯托克斯光的光子转换效率随抽运能量的变化

在聚焦透镜 L₁ 的焦距 f 为 1.0 m 的条件下, 分别研究不同气压时各级斯托克斯光的光子转换效率随抽运能量的变化情况, 结果如图 3 所示。由图 3 可知: S₁ 曲线在 1, 2 MPa 低压条件下的增益较小, 曲线一直缓慢增长, 在抽运能量为 250 mJ 时变得平缓; 随着气压增大, 在 3, 4 MPa 的高压条件下, S₁ 的转换效率随着抽运能量的增大而快速提高。产生以上结果的原因是在高压条件下, 拉曼池中二氧化碳气体的密度增大, 与抽运光相互作用的分子数量增加, 使二氧化碳气体的增益系数增大。因此, 在高压条件下, S₁ 转化效率随着抽运能量的增大而提高得更快, 抽运能量的进一步增大会促进 S₁ 向二级斯托克斯光 S₂ 和一级反斯托克斯光 AS₁ 转换, 从而抑制 S₁ 转换率的进一步提高。由此可知, 在 3, 4 MPa 条件下, S₁ 曲线分别从抽运能量为 100, 120 mJ 处开始趋于平缓, 并随着抽运能量增大而一直保持水平, 同

时 S₂ 和 AS₁ 的转换效率随着抽运能量增大均有不同程度的提高。图 3 还表明, 低气压虽然会减小受激拉曼增益, 但是也会降低高级斯托克斯和反斯托克斯的转换率, 因此在低气压条件下, 能得到高效率的 S₁ 转换。

当气压为 1, 2 MPa 时, S₂ 和 AS₁ 的能量很微弱, 难以测到, 因此只采集 S₀ 和 S₁ 的实验数据。当气压为 3, 4 MPa 时, 四波混频先为 S₂ 提供种子光, 然后通过受激拉曼级联效应产生 S₂ 激光转换, 随着抽运能量增大, S₂ 转换效率逐渐提升。四波混频的强度为

$$I_4 = BI_1 I_2 I_3 p^2 \exp(-C|\Delta k|), \quad (1)$$

式中 I_4, I_1, I_2, I_3 为四波混频过程中各波长激光的光强(例如在 AS₁ 产生过程中, I_1, I_2, I_3, I_4 分别为 S₀, S₀, S₁, AS₁ 的光强), p 为气压, B 和 C 为常量, Δk 为相位失调量。它们均与光功率强度无关。根据(1)式可以看出, I_4 与 I_1, I_2, I_3 正相关。具体来说, S₂ 是通过 2 个 S₁ 和 1 个 S₀ 相互作用产生的, S₂ 的产生与 S₁ 的相关性高。在气压为 1, 2 MPa 时, 气体介质的浓度较低, 四波混频不能产生足够强度的 S₂ 种子光, 再加上低浓度条件下 S₂ 的增益也比较小, S₁ 没有向 S₂ 方向大量转换, 因此在低气压时, S₁ 的转换效率较高, S₂ 的能量较小, 小于能量计的测量限度, 故而测不到 S₂ 的能量。

AS₁ 只能由四波混频作用产生。在实验中发现, 在相对高的气压条件下, AS₁ 可以被能量计测量到, 但随着气压减小, 虽然能观测到 AS₁ 以及多级反斯托克斯光, 但 AS₁ 的能量已经微弱到能量探头测量不到的范围。根据(1)式可知, 气压的减小会导致四波混频效率降低, 因此产生的 AS₁ 能量比较微弱。

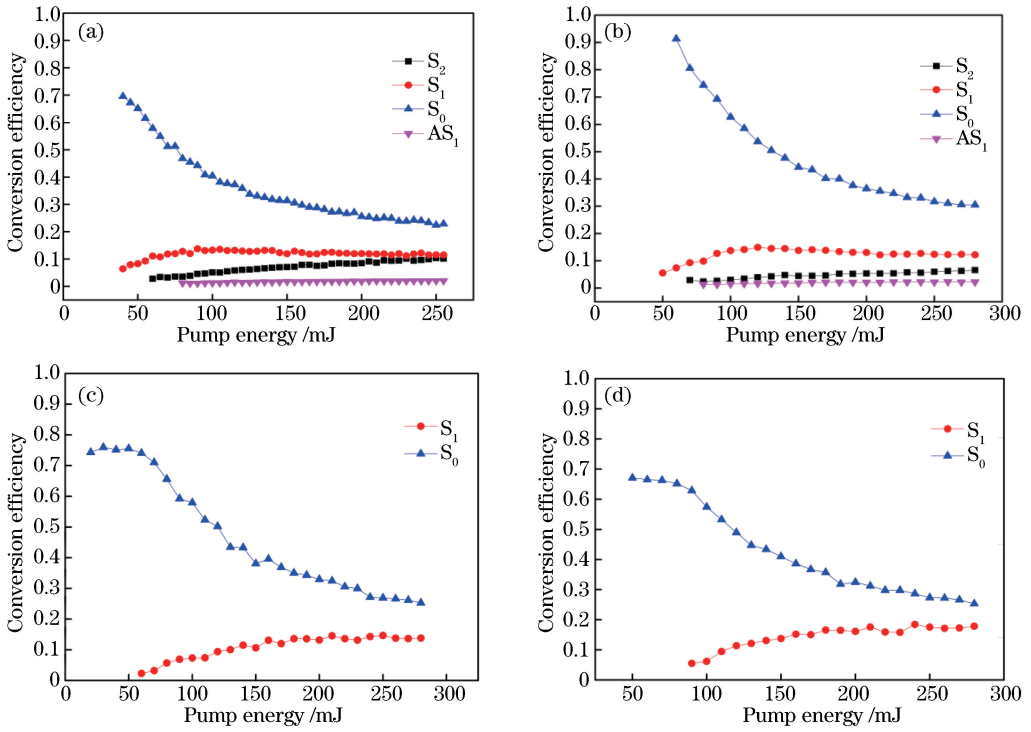


图 3 焦距为 1.0 m 和不同气压下, AS_1 、 S_0 、 S_1 、 S_2 光子转化率随抽运能量的变化。

(a) 4 MPa; (b) 3 MPa; (c) 2 MPa; (d) 1 MPa

Fig. 3 Photon conversion efficiency of Stokes light AS_1 , S_0 , S_1 , S_2 as function of pump energy under the conditions of focal length of 1.0 m and different gas pressures. (a) 4 MPa; (b) 3 MPa; (c) 2 MPa; (d) 1 MPa

3.2 不同焦距时 S_1 的光子转换效率随气压的变化

根据 3.1 节对实验结果的分析,通过改变聚焦透镜的焦距和气压来研究 S_1 的转换效率。采用的抽运激光的单脉冲能量为 250 mJ, 焦距 f 分别为 1.0, 1.5, 2.0, 2.3 m, 均通过焦距为 -100, 150 mm 的透镜组调节获得(相比于单个透镜, 聚焦质量变差), 拉曼池中的气体压力为 1~4 MPa。实验结果如图 4 所示。

当 f 为 1.0, 1.5 m 时, 拉曼池中的气体压力越小, S_1 的转换效率越高, 这符合图 3 中转换效率的

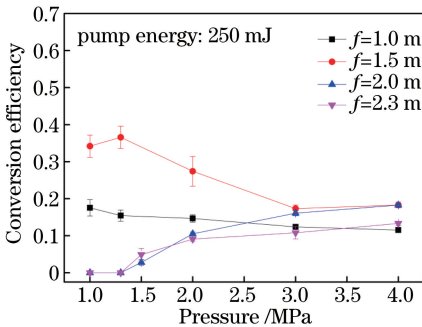


图 4 不同焦距时 S_1 转换效率随气压的变化

Fig. 4 Photon conversion efficiency of S_1 as function of pressure with different focal lengths

变化规律, 主要是因为四波混频效应和受激拉曼级联效应的协同作用决定了高级斯托克斯激光的转换效率, 虽然低气压有利于满足四波混频的相位匹配条件, 但转换率并不高, 因此只能在一定范围内减小高级斯托克斯光的阈值, 但不能造成 S_1 向 S_2 和 AS_1 的大量转换。要增加高级斯托克斯光的转化, 还应有足够大的受激拉曼增益, 但在低气压条件下, 拉曼介质粒子的浓度较低, 所以拉曼增益也较小。气压对高级斯托克斯激光转换的影响是导致低气压和高气压条件下 S_1 转换效率变化的直接原因。当 f 为 1.5 m 且气压为 1 MPa 时, S_1 的转换效率可达到 34.2%, 其原因主要有两点。1) 斯托克斯光的转换效率是由拉曼有效增益长度 z 与抽运光强 I_p 的乘积决定的, 焦距的变化会导致两者都发生变化。拉曼有效增益长度 z 与抽运光强 I_p 的关系为

$$I_s(z) = I_s(0) \exp(g_s I_p z), \quad (2)$$

式中 g_s 为拉曼介质增益系数, $I_s(0)$ 为初始时刻的斯托克斯光强, $I_s(z)$ 为获得的斯托克斯光强, z 为拉曼有效增益长度。当 $g_s \cdot I_p \cdot z$ 的乘积达到最大时才能获得最大转换效率。2) 相对较长的聚焦导致

四波混频波矢失配较为有效地抑制了四波混频的产生。当 f 为 2.0, 2.3 m 时, 在 1 MPa 条件下不能产生拉曼光, 当气压增至 1.5 MPa 时, S_1 的转换效率分别为 2.8% 和 4.9%。拉曼池中的气体压力越大, S_1 的转换效率越高, 这是因为随着拉曼池内的气压增大, 二氧化碳气体的增益系数也会增大。

图 4 还表明, 短聚焦能减小受激拉曼阈值, 原因是短聚焦能增大焦点处的光强。

3.3 不同焦距时 S_1 光子转换效率实验与理论结果的对比

抽运激光与二氧化碳气体相互作用会发生受激拉曼散射, 该过程的稳态动力学方程^[14]为

$$\begin{cases} \frac{n_p}{c} \frac{\Delta I_p}{\Delta t} + \frac{\Delta I_p}{\Delta z} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_s I_p(z, t) I_s(z, t) \\ \frac{n_s}{c} \frac{\Delta I_s}{\Delta t} + \frac{\Delta I_s}{\Delta z} = g_s I_p(z, t) I_s(z, t) \end{cases}, \quad (3)$$

式中 n_p 和 n_s 分别为抽运激光和斯托克斯光的折射率, c 为光速, ω_p 和 ω_s 分别为抽运激光和斯托克斯光角频率, $I_s(z, t)$ 和 $I_p(z, t)$ 分别为 t 时刻 z 点处 S_1 和基频光的光强。在模拟过程中, (3) 式采用前向迎风格式离散, 并采用如下约束条件以保证数值模拟的可行性和准确度:

1) 避开高级斯托克斯光的影响, 只模拟拉曼活性介质在 1 MPa 条件下的实验结果。

2) 近场光采用几何光学近似, 光强 $I(z)$ 与功率 $P(z)$ 的关系为

$$I_i(z) = P_i(z) / S_i(z), \quad i = p, s, \quad (4)$$

式中 $S(z)$ 为焦斑孔径大小。

3) 焦深附近的光强^[15]近似为

$$I(z) = I_{\text{focus}} \left\{ \frac{\sin \left[\frac{k(a/f)^2 z}{4} \right]}{\frac{k(a/f)^2 z}{4}} \right\}^2, \quad (5)$$

式中 k 为波矢; a 为通光口径; I_{focus} 为焦点处的光强, 取透镜焦距与发散角的乘积。根据前期实验获得的氢气和二氧化碳的受激拉曼阈值, 二氧化碳的增益系数取氢气拉曼增益系数^[16]的 1/4.8。

4) 入射光强 $I_p(0, t)$ 随时间的变化关系通过高斯拟合 Nd:YAG 输出脉冲获得。

5) 实验参数取表 1 中的值。

6) 受激拉曼产生的 S_1 和抽运光的发散角不同, 故而其有效的共同作用体积需要一个修正参数, 该参数可采用蒙特卡罗方法根据 1.17 m 焦距对应的转化率计算获得。

表 1 模拟参数

Table 1 Simulation parameters

Energy of pulse /mJ	Full width at half maximum / ns	Laser beam divergence /mrad	Diameter of input beam /mm	Length of focus /m	Pressure of Raman cell /MPa
250	6	0.25	6	1.0-2.3	1.2

模拟结果如图 5 所示。由图 5 可知, 模拟结果与实验测量结果的趋势基本吻合。理论和实验均表明, 转化效率开始随着焦距增加而提高, 达到最大值后迅速下降。这一现象反映了斯托克斯光的转换效

率是由拉曼有效增益长度与抽运光强乘积决定的。图 5 还表明, 在长焦距条件下, 模拟结果比实验测量结果偏大, 原因如下: 1) 不同焦距的有效体积不同, 即修正因子不是一个常数, 空间一维速率方程不能很好地描述这一现象; 2) 数学模型中未考虑焦深附近拉曼活性介质浓度的变化, 因为增益系数 g_s 与拉曼活性介质粒子数浓度成正比, 所以当转换效率较高时, g_s 会减小, 而模型中将 g_s 作为定值处理。在以后的研究中将引入拉曼活性介质粒子数浓度, 并将模型拓展为二维空间以解决该问题。

3.4 最适气压下 S_1 光子转换效率随抽运能量的变化

根据 3.2 节中对聚焦透镜焦距及气压对 S_1 转换效率的影响可知, 当单个透镜焦距 f 为 1.5 m 以及气压为 1.3 MPa 时, S_1 的转换效率最高。由图 6 可知, S_1 光子的最大转换效率为 36.6%。

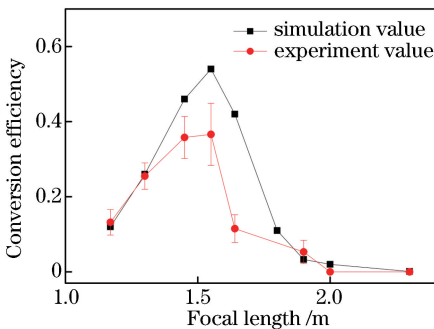


图 5 1 MPa 条件下模拟及实验获得的 S_1 量子转换效率随焦距的变化关系

Fig. 5 Photon conversion efficiency of S_1 as function of focal length in simulation and experiment at 1 MPa

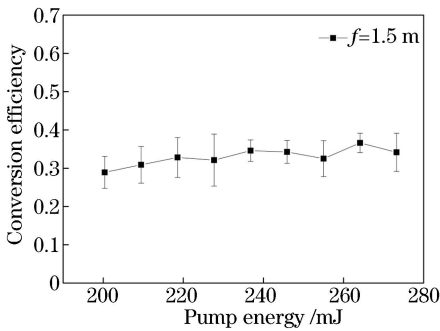


图 6 最适气压 1.3 MPa 和最适焦距 1.5 m 条件下 S_1 光子转换效率随抽运能量的变化

Fig. 6 Photon conversion efficiency of S_1 as function of pump energy at optimum pressure (1.3 MPa) and optimum focal length (1.5 m)

4 结 论

采用高纯二氧化碳气体作为拉曼介质,获得了波长为 1248 nm 的拉曼激光,并分析了聚焦透镜的焦距和拉曼池中气压对斯托克斯光转换效率的影响。研究表明:高压的拉曼活性介质有利于获得高级斯托克斯光;在光束质量和增益介质确定的条件下,随着聚焦焦距增大, S_1 的转换效率先增加后降低,选取合适的焦距有利于提高受激拉曼转化效率。

参 考 文 献

[1] Grasiuk A Z, Zubarev I G, Efimkov V F, *et al.* High-power SRS lasers-coherent summaters (the way it was) [J]. *Quantum Electronics*, 2012, 42(12): 1064-1072.

[2] Liu D, Cai X L, Li Z H, *et al.* The threshold reduction of SRS in deuterium by multi-pass configuration [J]. *Optics Communications*, 2016, 379: 36-40.

[3] Hua X Q, Leng J, Yang H P, *et al.* Generation of intense backward stimulated Raman scattering in H_2 -He mixture pumped by single longitudinal mode Nd:YAG laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2006, 33(4): 451-455.
花晓清, 冷静, 杨何平, 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.

[4] Leng J, Hua X Q, Yang H P, *et al.* High-efficiency first-order Stokes conversion in H_2 pumped by a Nd:YAG laser at 355 nm [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(7): 1078-1082.
冷静, 花晓清, 杨何平, 等. 355 nm Nd:YAG 激光在 H_2 中的高效一级斯托克斯转换 [J]. *光学学报*, 2006, 26(7): 1078-1082.

[5] Mayor S D, Spuler S M, Morley B M. NCAR's new

Raman-shifted eye-safe aerosol lidar (REAL) [C]. *Proceedings of 22nd International Laser Radar Conference*, 2004: 53.

[6] Mayor S D, Spuler S M. Raman-shifted eye-safe aerosol lidar [J]. *Applied Optics*, 2004, 43(19): 3915-3924.

[7] Spuler S M, Mayor S D. Raman shifter optimized for lidar at a 1.5 μ m wavelength [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(15): 2990-2995.

[8] Gu B, Chen Y B, Wang Z F. Red, green and blue laser emissions from H_2 -filled hollow-core fiber by stimulated Raman scattering [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(8): 0806005.
顾博, 陈育斌, 王泽锋. 基于空芯光纤中氢气级联 SRS 的红绿蓝色激光 [J]. *光学学报*, 2016, 36(8): 0806005.

[9] Chen Y B, Wang Z F, Gu B, *et al.* 1.5 μ m fiber ethane gas Raman laser amplifier [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(5): 0514002.
陈育斌, 王泽锋, 顾博, 等. 1.5 μ m 光纤乙烷气体拉曼激光放大器 [J]. *光学学报*, 2017, 37(5): 0514002.

[10] Mayor S D. Raman-shifted eye-safe aerosol lidar (REAL) in 2010: Instrument status and two-component wind measurements [C]. *SPIE*, 2011, 7747: 77470P.

[11] Bisson S E. Parametric study of an excimer-pumped, nitrogen Raman shifter for lidar applications [J]. *Applied Optics*, 1995, 34(18): 3406-3412.

[12] Nakazato M, Nagai T, Sakai T, *et al.* Tropospheric ozone differential-absorption lidar using stimulated Raman scattering in carbon dioxide [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(12): 2269-2279.

[13] Niu Y, Zhang Y F, Li Y Q. Influence on spectral band selection for satellite optical remote sensor [J]. *Spacecraft Recovery & Remote Sensing*, 2004, 25(3): 29-35.
牛晔, 张宇烽, 李永强. 卫星光学遥感器光谱波段选择的影响因素 [J]. *航天返回与遥感*, 2004, 25(3): 29-35.

[14] Kaiser W, Maier M. *Stimulated Raman Scattering, Brillouin and Raman Spectroscopy* [M]. Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1972: 1077-1150.

[15] Yang G G, Song F J. *Advanced Physical Optics* [M]. 2nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2008.
羊国光, 宋菲君. *高等物理光学* [M]. 2 版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2008.

[16] Hanna D C, Pointer D J, Pratt D J. Stimulated Raman scattering of picosecond light pulses in hydrogen, deuterium, and methane [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1986, 22(2): 332-336.