

受激拉曼光束净化实验中波导的长度*

徐剑秋 楼祺洪 薛绍林 宁 东

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 计算了利用受激拉曼进行光束净化实验中波导的长度, 综合考虑了泵浦光的耗散、由色散和斜入射引起的增益降低, 以及泵浦光相位畸变对种子光的影响等多种因素, 指出最优波导长度应取所有极限波导长度的最小值。将计算值与实验做了比较, 并对结果进行了讨论。

关键词 受激拉曼散射, 光束净化, 波导。

1 引 言

受激拉曼散射是光学中最常用的技术之一, 被广泛地用于频率转换、脉冲压缩和可调谐激光器中。在大功率激光器, 尤其是准分子激光器中, 拉曼放大技术可将输入的斯托克斯种子光放大, 而不受泵浦光相位影响, 从而获得接近衍射极限的输出光, 起到光束净化的作用^[1]。随着准分子激光器向高功率、大口径方向发展, 为达到较好的净化效果和高的转换效率, 波导被普遍用于各类拉曼光束净化装置中。波导可有效增大泵浦光斜入射时的作用距离, 提高光束净化的效果, 并可进行多束泵浦光的组束, 它已成为拉曼净化中的重要装置。

然而, 在国内外一系列拉曼净化实验中, 所用波导的长度并无确切标准^[2~6], 变化范围较大, 从 2 m 左右到 5 m 都有。虽然这些实验最终都得到了预期结果, 但对波导长度的选取是比较模糊的。决定波导长度的因素很多, 不同泵浦-拉曼放大体系、不同波段、不同目的各因素起的作用不同, 波导长度的选取也各不相同。对于大功率、短脉冲(ns~10 ps)准分子激光泵浦光, 氢气或甲烷拉曼光束净化系统, 波导长度的选取主要考虑以下几个方面: 1) 泵浦光的耗散; 2) 对于相干长度较短的宽带泵浦光, 色散和斜入射引起的泵浦光和斯托克斯光间的相关性降低, 导致增益下降; 3) 泵浦光相位畸变对斯托克斯光相位的影响, 一阶效应为零, 在功率较大及多模泵浦时, 由于各模式间横向模式不同, 泵浦光相位畸变对斯托克斯光相位的二阶效应不为零, 并随波导长度的增加而增加。本文将对以上三方面分别讨论, 给出一般性结论, 将国内外的一些实验结果与相应计算结果作了比较, 并就其差异进行了讨论。

2 理 论

利用波导进行拉曼光束净化的实验装置如图 1(a) 所示, 单束泵浦光斜射入波导, 斯托克

* 国家科委 863 高科技项目。

收稿日期: 1997-01-15; 收到修改稿日期: 1997-04-03

斯种子光沿波导轴入射, 波导一般为方形^[7], 波导高为 D 。对于本文考虑的体系, 一般情况下波导的菲涅耳数都很大, 不形成通常的波导模式, 而采用光线近似。坐标系如图 1(b) 所示。斯托克斯光沿波导轴 z 传播, 泵浦光与 z 轴成 Φ 角入射, 斯托克斯光和泵浦光都处在 xz 平面, 当泵浦光受到波导反射时, 坐标系也随之做镜面反演。考虑到斯托克斯光为近衍射极限无畸变的光波, 坐标系的镜面反演不会改变计算的结果。

假设泵浦光和斯托克斯光由多个离散的模式组成, 各模式带宽远小于模式间距, 则输入场可表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_j [P_j \exp(i\mathbf{k}_{pj} \cdot \mathbf{r} - i\omega_j t) + S_j \exp(i\mathbf{k}_{sj} \cdot \mathbf{r} - i\omega_j t)] + C. C. \quad (1)$$

其中, P_j 和 S_j 分别为泵浦光和斯托克斯光第 j 个模的慢变振幅。当激光脉冲的持续时间远大于介质的拉曼跃迁驰豫时间时, 将输入场带入稳态拉曼方程^[8], 则泵浦光和斯托克斯光的慢变振幅满足

$$\begin{aligned} \frac{\partial S_q}{\partial z} + (2ik_s)^{-1} \nabla_{\perp} = g_0 P_q \sum_j P_j^* S_j \exp(i\alpha_{qj}) \\ \frac{\partial P_q}{\partial z} + (2ik_p \cos \Phi)^{-1} \nabla_{\perp} = \frac{\omega_s}{\omega_p} g_0 S_q \sum_j S_j^* P_j \exp(i\alpha_{qj}) \end{aligned} \quad (2)$$

式中 g_0 为单色光共线泵浦时的拉曼增益, 多模斜泵浦时的色散项由指数项表示, 其中,

$$\alpha_{qj} = (k_{pq} - k_{pj})(\cos \Phi_2 + \sin \Phi_1) - (k_{sq} - k_{sj})z \quad (3)$$

显然, 若不考虑色散项, 则多模泵浦与单色光泵浦时的情况一样。由式中可见当泵浦光各模式的相位相同时, 斯托克斯光中不含泵浦光的相位关系, 而只与泵浦光的强度相关。但当泵浦光各模式间存在相位差异时, 泵浦光的相位就会影响斯托克斯光的相位面, 破坏斯托克斯光的光束质量。(2) 式为拉曼作用的基本方程, 下面从 (2) 式出发分别计算影响波导长度的几个主要因素。

2.1 泵浦光的耗散

(2) 式是一对耦合方程, 在光束净化的过程中, 近衍射极限的输入斯托克斯种子光从泵浦光中汲取能量得到放大, 同时泵浦光耗散。随着泵浦光的耗散, 斯托克斯光的增益将随之减小, 而伴随产生的高阶斯托克斯光和反斯托克斯光却逐渐增加, 当泵浦光对斯托克斯光的增益与一阶斯托克斯光, 高阶斯托克斯光转化所带入的损耗相等时, 一阶斯托克斯光将达到最大值, 此时的波导长度应是波导管的基本长度。对于利用斜泵浦拉曼进行光束净化的实验, 在没有四波相互作用时, 高阶效应中只考虑主要的二阶斯托克斯光作用, 就简单的情况进行讨论。

为计算泵浦光的耗散, 将 (2) 式中的振幅写为光强的表达式更合适, 考虑到二阶斯托克斯光的作用, 并忽略横向变化项, 则有

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = \frac{1}{2} g_0 \eta_s \left| \sum_j P_j S_j \exp(i\alpha_j) \right|^2 - \frac{\omega_s}{2\omega_p} g_1 \eta_{2s} \left| \sum_j S_j S_j' \exp(i\alpha_j') \right|^2 \quad (4)$$

其中 $\alpha_j' = (k_{sj} - k_{2sj})z$, $I_s = \eta_s \sum_j |S_j|^2$ 为斯托克斯光的光强, $\eta_s = n_s \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, S_j' 为二阶斯托克斯光的慢变振幅, 对于泵浦光 I_p 和二阶斯托克斯光 I_{2s} 也有类似的方程。一般二阶斯托克

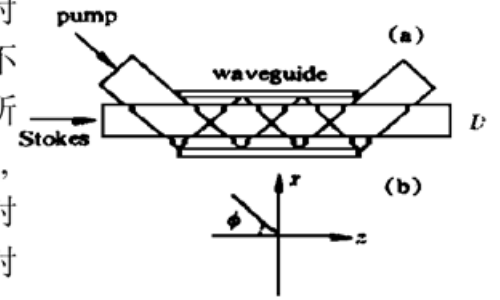


Fig. 1 Configuration for Raman amplifier using a crossed pump beam in a waveguide

斯光的增益系数 g_1 略小于一阶斯托克斯光的增益系数 g_0 , 为简化计算可认为二者相等。 I_p 、 I_s 和 I_{2s} 满足能量守恒定律,

$$I_{p0} + \frac{\omega_p}{\omega_s} I_{s0} + \frac{\omega_p}{\omega_{2s}} I_{2s0} = I_p + \frac{\omega_p}{\omega_s} I_s + \frac{\omega_p}{\omega_{2s}} I_{2s} = W \quad (5)$$

I_{p0} 、 I_{s0} 为初始的泵浦光和斯托克斯光的光强, I_{2s0} 为受激自发辐射的二阶斯托克斯光。当(4)式的右边等于零时, 斯托克斯种子光不再增大, 则有

$$\frac{1}{2} g_0 \eta_k \left| \sum_j P_j S_j \exp(i\alpha_j) \right|^2 = \frac{\omega_s}{2\omega_{2s}} g_1 \eta_{2s} \left| \sum_j S_j S'_j \exp(i\alpha'_j) \right|^2 \quad (6)$$

考虑泵浦光和斯托克斯光分别满足高斯分布, 忽略色散的高阶项, 由以上各式计算可得

$$L_0 = \frac{2\omega_s}{\omega_p A g_0} \left(\arctan \frac{W - 2I_0}{A} - \arctan \frac{W - 2I_0^{\omega_s/(\omega_p + \omega_s)}}{A} \right) \quad (7)$$

其中 $A = \sqrt{4 \frac{\omega_p}{\omega_s} I_0^{\omega_s/\omega_p} - W^2}$ 。 L_0 即为由于泵浦光耗散所决定的波导长度, 此长度是斯托克斯光达到最大时的波导长度。对于多束泵浦光入射, 若各束泵浦光彼此相关, 以相同的入射角入射, 则以总能量代替 I_p 其余计算不变。若各泵浦光互不相关, 则在(4)式右边以求和代替, 若各泵浦光束能量对称, 则耗散长度变长, 对于各泵浦光束不对称的情况, 相对泵浦光完全相干时的情况, 有可能变短, 也有可能变长, 情况比较复杂。

2.2 色散与斜入射

由(2)式可看出, 斯托克斯光的增益与指数项密切相关, 当指数项为零时, 增益最大, 由于有色散和斜入射的缘故, 随着光波的传播, 该指数项不再为零, 导致增益下降。显然, 当 $\alpha_{ij} \geq \pi$ 时, 增益显著变小, 因而可认为满足,

$$\alpha_{\max} = \pi \quad (8)$$

的 z 值也是决定波导长度的标准。代入 α_{ij} 的表达式,

$$L_1 = c / \{ \tan \Phi_{n_p \mu_H} [\sin \Phi_+ (\cos \Phi_- n_s / n_p) \tan \Phi] \} \quad (9)$$

式中 μ_H 为输入光波的谱线半宽度(FWHM), $n_{p(s)}$ 为相应光波的折射率, c 为真空光速。

另一方面, 为获得较高的增益, 斯托克斯光应和泵浦光是完全相关的^[9, 10], 然而由于色散和斜入射的影响, 这下种光的波导中传播的光程并不相等, 为在波导中满足斯托克斯光和泵浦光完全相关的要求, 泵浦光的相干长度应小于斯托克斯光与泵浦光间的光程差。

由图 1(a) 中可求出斯托克斯光和泵浦光间的光程差为

$$\Delta l = \frac{L_2 \tan(\Phi/2)}{2 \tan \Phi} \quad (10)$$

L_2 为波导长度, 泵浦光的相干长度定义为 $l_{\text{coh}} = 2\pi c / \mu_H$, 则由此决定的波导长度为

$$L_2 = 4\pi c [\mu_H \tan \pi \tan(\pi/2)]^{-1} \quad (11)$$

L_1 、 L_2 均为由于色散和斜入射的影响, 导致光波在波导中增益显著下降的传播距离。因而两式结果的一致并不奇怪, 若考虑斯托克斯光和泵浦光在相互作用中两者的相关性会趋于一致^[10], 则 L_2 作相应增加, 使 L_2 与 L_1 在数值上更趋于一致。

2.3 泵浦光的相位畸变

欲求解斯托克斯光与泵浦光之间横向相位的关系, 输入场与 (x, y, z) 都有关, 为简化计算, 假设输入的光波是轴对称的, 并且斜入射的角度可以忽略, 将斯托克斯光与泵浦光在柱坐标系中做空间模式的傅里叶展开,

$$P_j(k_r, z) = \frac{1}{2\pi} \int \hat{p}_j(r, z) \exp(-ik_r x) dk_r$$

$$S_j(k_r, z) = \frac{1}{2\pi} \int \hat{s}_j(r, z) \exp(-ik_r x) dk_r$$

r 为柱坐标, k_r 为波矢在相应坐标上的投影, 代入(2)式, 同样对柱坐标作慢变幅近似,

$$\frac{\partial}{\partial z} S_q(k_r^{s1}, z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{8\pi^2 g_0} \sum_j \iint P_q(k_r^{p1}, z) P_j^*(k_r^{p2}, z) S_j(k_r^{s2}) \exp(i\Delta k z) dk_r^{p1} dk_r^{p2} \quad (13)$$

$$\text{其中, } \Delta k = k_{pq} \left(1 - \frac{[k_r^{p1}]^2}{2k_{pq}}\right) - k_{pj} \left(1 - \frac{[k_r^{p2}]^2}{2k_{pj}}\right) + k_{sq} \left(1 - \frac{[k_r^{s1}]^2}{2k_{sq}}\right) - k_{sj} \left(1 - \frac{[k_r^{s2}]^2}{2k_{sj}}\right) \quad (14)$$

且 $k_r^{s2} = k_r^{p1} - k_r^{p2} + k_r^{s1}$, 由于泵浦光横向模式间的畸变, 无畸变的斯托克斯光传播一段距离后, 相阵面发生畸变, 其变化的幅度与原泵浦光本身强度、畸变大小、输入泵浦光与斯托克斯光的强度比及波导长度有关。当其它条件相同时, 波导长度越长, 斯托克斯光相阵面的畸变越大。利用计算机对一个简单模型做数值模拟, 当泵浦光只含有两个横模分量, 光束远场发散角为衍射极限的 50 倍, 泵浦光与斯托克斯光的强度比为 10^3 , 经过长 2 m 的波导, 原来无畸变的斯托克斯光的远场发散角变为衍射极限有 2.3 倍。计算结果与文献[3]一致。

3 计算结果

对国内外部分实验中的实际情况, 代入 L_0 、 L_1 、 L_2 及(13)式中分别计算, 计算结果与实验所用波导长度均列于图 2 中。以上是在理想情况下, 计算各主要因素所对应的极限长度, 当波导长度小于这些极限长度中的最小值时, 一般有较高增益和较好的光束质量, 超出此范围, 增益将下降且光束质量变差, 由文献[3]的数据可以很好的说明, 图 2 中 R3a 与 R3b 为同一实验中不同的波导取值, R3b 的波导长度远远超出了计算所得最小波导长度, 实验中观察到 R3b 的输出光的光束质量较 R3a 差, 相同的输入光, 其输出光的远场发散角大约是 R3a 的 4 倍, 而光强增加很小, 说明在波导后期增益已明显减小。文献[6]的数据也可得出同样的结论。

需要说明的是, 当泵浦光为长脉冲($\sim \mu\text{s}$)且泵浦光波阵面有较大强度畸变($\sim \text{MW}/\text{cm}^2$)时, 由于拉曼能级间布居数反转和局部热不均匀性导致拉曼介质的折射率变化, 将引起斯托克斯光放大畸变^[11]。畸变量与相互作用距离即波导长度有关, 在这种情况下, 波导长度的设计需考虑折射率变化的影响。对于本文所考虑的较短脉冲($\text{ns} \sim 10 \text{ ps}$)情形, 完全可以忽略。

结 论 本文就大功率、短脉冲准分子激光, 氢气或甲烷拉曼光束净化系统, 计算了其中所用的波导长度对泵浦光耗散、色散与斜入射及泵浦光相位面畸变等因素的依赖关系, 得出了各因素要求的波导极限长度。对于一个实际拉曼光束净化系统, 为获得高的增益和好的光束质量, 各放大级的波导长度应接近所有极限长度中的最小值。本文为设计实用的拉曼光束净化系统提供了理论依据。

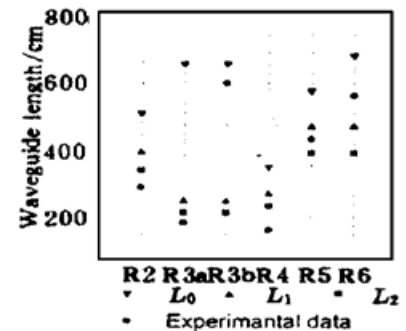


Fig. 2 Experimental data from references [2] ~ [6] comparing with solutions of equations (7), (9) and (1). R2 ~ R6 at x-axis refer to the data from references [2] ~ [6], respectively

参 考 文 献

- [1] J. Goldhar, J. R. Murray, Intensity averaging and four-wave mixing in Raman amplifier. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 1982, **QE-18**(3) : 399~ 409
- [2] J. Goldhar, M. W. Taylor, J. R. Murray, An efficient double-pass Raman amplifier with pump intensity averaging in a light guide. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**(7) : 772~ 804
- [3] H. Komine, W. H. Lory, J. Eddy, *et al.*, Beam cleanup and low-distortion amplification in efficient high-gain hydrogen Raman amplifier. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1428~ 1447
- [4] M. J. Shaw, J. P. Paranen, Y. Owadano *et al.*, High-power forward Raman amplifiers employing low-pressure gases in light guides. II. Experiments. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1466~ 1475
- [5] B. W. Nicholson, M. J. Smith, Daniel *et al.*, Phasefront preservation in high-gain Raman amplification. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(7) : 1285~ 1291
- [6] M. J. Smith, Daniel, W. Trainor *et al.*, Shallow angle beam combining using a broad-band XeF laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(5) : 942~ 949
- [7] J. R. Murray, J. Goldhar, D. Eimerl *et al.*, Raman pulse compress of excimer laser for application to laser fusion. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(5) : 342~ 368
- [8] W. R. Trutua, J. Y. K. Park, R. L. Byer, The dependence of Raman gain on pump laser bandwidth. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(7) : 345~ 351
- [9] L. A. Westling, M. G. Raymer, Intensity correlation measurement in stimulated Raman generation with a multimode laser. *Phy. Rev. (A)*, 1987, **36**(10) : 4835~ 4844
- [10] G. G. Lombaridi, H. Injeyen, Phase correlation in Raman amplifier. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1461~ 1466
- [11] A. Flusberg, D. Korff, Transient refractive-index changes in stimulated Raman scattering. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1338~ 1344

The Length of Waveguide in Raman Beam Cleanup System

Xu Jianqiu Lou Qihong Xue Shaolin Ning Dong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academia of Scences, Shanghai 201800)

(Received 15 January 1997; revised 3 April 1997)

Abstract The waveguide length in Raman beam cleanup system is calculated, considering various facts such as the pump depletion, gain dispersion and crossed-beam geometry, and the pump distortion. The results, compared with experimental data, predict that the optimal length of waveguide must be the least among various limitation. The analysis of results is presented.

Key words stimulated Raman scattering, beam cleanup, waveguide.