

序列脉冲倍频 YAG 激光器泵浦的 氧气受激拉曼散射研究

吴 峰 施翔春 王学礼 于意仲 郑 义 姚建铨
(天津大学激光与光电子研究所, 天津 300072)

摘 要 对序列脉冲倍频 YAG 激光器泵浦的氧气受激拉曼散射进行了研究。对氧气的受激拉曼散射池的热传导过程进行了数值模拟计算, 实验研究了序列脉冲倍频 YAG 激光器泵浦情况下氧气受激拉曼散射的热效应问题。

关键词 受激拉曼散射, 热传导, 序列脉冲。

1 引 言

高强度的激光泵浦液体或气体产生受激拉曼散射被广泛地用来产生新的激光波长^[1], 氢气和甲烷(CH₄)因为它们本身很高的自发拉曼散射, 成为比较常用的受激拉曼散射工作气体, 尽管已观察到原子蒸气中电子的受激拉曼散射, 但由于它们的受激拉曼散射增益通常都很低, 因此气相的受激拉曼散射通常只发生在具有很长光程的拉曼池^[2, 3]或者在激光谐振腔内^[4]。氧气也具有类似的特点^[5], 本文对高压气态氧分子的振动(Q-Branch)受激拉曼散射进行了实验研究。

2 实验装置

图 1 给出了实验示意图。泵浦激光器的输出情况: 波长 532 nm; 在单脉冲状态时, 脉冲能量为 10 mJ~ 150 mJ 可调, 脉宽 < 15 ns; 输出为序列脉冲状态时, 单脉冲能量为 10 mJ~ 150 mJ 可调, 脉宽 < 15 ns, 脉冲个数为 5~ 7 个, 脉冲间隔为 15 μs。实验所用受激拉曼散射管长度为 2 m, 半径 20 mm。受激拉曼散射池内的气体分别是纯氧气以及氧气和氦气的 1:1 混合气体, 充气压强可达 60 atm。D 为探测器(包括光电探测器、能量计、光束测试仪), L 为聚焦透镜, P 为 532 nm 高反、580 nm 高透的滤波片。

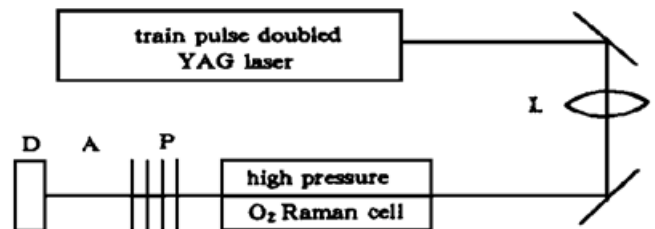


Fig. 1 Experimental apparatus

3 受激拉曼散射的热效应分析

由于气体的受激拉曼散射是一种低转换效率的非线性过程, 因此受激拉曼散射的工作物质所吸收的大部分泵浦光能量, 将以分子振动衰减产生热量的形式耗散掉, 这些热量导致工作物质的温度变化将对下一个泵浦脉冲产生影响, 因此有必要对这一热传导过程进行分析。要了解拉曼池中的热效应, 首先需要知道拉曼池中的温度场分布。

气体的导热微分方程表达式为^[6]:

$$\nabla \cdot (\lambda \nabla t) = \rho C_p \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (1)$$

式中 $\nabla \cdot (\lambda \nabla t)$ 为气体温度梯度的散度, λ 为导热系数。 q 为内热源, ρ 为气体密度, c_p 为定压比热容。如果把 λ 以一常数看待, 则(1)式改写为:

$$\nabla \cdot (\nabla t) = - \frac{q}{\lambda} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial q}{\partial \tau} \quad (2)$$

其中 $\alpha = \lambda / \rho C_p$ 为热扩散率(mm^2/s)。

现在的问题是一个脉冲内热源的非稳态热传导过程, 这是一个非常复杂的问题, 无法得到解析解, 同时数值解的计算量也非常大。由于注入脉冲的宽度为纳秒量级, 而气相受激拉曼散射泵浦分子的弛豫时间也是纳秒量级。因此可以忽略激光脉冲存在期间内及受激拉曼散射弛豫时间内被研究体的温度变化, 并认为泵浦光束在拉曼池内的焦点足够小, 且呈圆对称分布。则在圆柱坐标系内可作如下假设: 激光注入后在焦点所处的横截面上产生一个与坐标 θ 无关的温度场: $t(r, \tau)|_{\tau=0} = T_0 \delta(r)$ 。其中 T_0 为中心处的初始温度, $\delta(r)$ 为 δ 函数, 另外, Z 方向的温度分布对于受激拉曼散射过程没有影响, 可略去 Z 坐标。由此, 把问题简化为给定初始温度场的无内热源的非稳态热传导过程。方程(2)简化为:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (3)$$

求解方程(5)可以得到:

$$t(r, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp(-\alpha \alpha_n^2 \tau) J_0(\alpha_n r) \quad (4)$$

$$C_n = \frac{2T_0}{J_1^2(\alpha_n)} \int_0^1 \delta(r) r J_0(\alpha_n r) dr \quad (5)$$

式中 $J_0(\alpha_n r)$ 为第一类贝塞耳函数, α_n 为第一类贝塞耳函数的零点。图 2 是利用(4)式计算得到的不同时刻的纯氧(a)和氧氮 1:1 混合气体(b)拉曼池内温度分布情况。图中分别给出注入

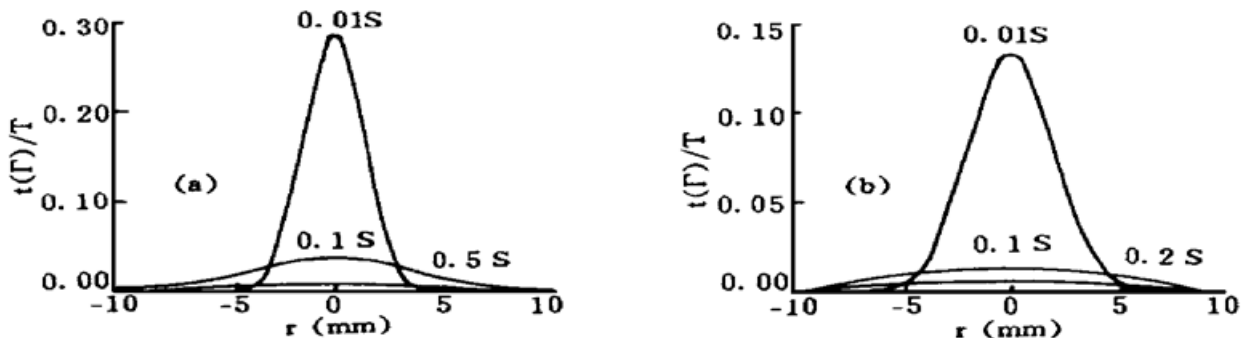


Fig. 2 Temperature distributions in SRS cell

光脉冲后 0.01 s、0.1 s、0.2 s 和 0.5 s 时刻拉曼池内温度分布情况。由计算结果可以得到以下几个结论:

- 1) 由于气体的热传导系数很小, 因此拉曼池内的温度分布在 0.01 s 内变化很小。
- 2) 由于 He 热传导系数比 O₂ 的热传导系数大 2.5 倍, 加入缓冲气体 He 有利于减小热效应。但这只对低重复频率有作用。在 3×10^6 Pa 时, 纯氧受激拉曼散射池的热效应大约在 0.5 s 后消失, 在 He·O₂= 1·1 混合情况下受激拉曼散射池的热效应大约在 0.2 s 后消失。
- 3) 本文所述的序列脉冲泵浦情况下, 脉冲间隔仅 15 μs, 连续的几个脉冲产生的热效应将逐渐积累。

4 序列脉冲激光泵浦的受激拉曼散射实验研究及分析

利用图 1 的实验装置进行了序列脉冲泵浦的 O₂-受激拉曼散射实验研究。图 3 显示了序列脉冲泵浦的 O₂-受激拉曼散射脉冲波形, 图 3(a) (10 μs/div) 和(b) (10 ns/div) 为注入泵浦光(波长 532 nm) 的脉冲波形, 脉冲个数为 6 个, 脉冲幅度基本一致。图 3(c) (10 μs/div) 和图 3(d) (10 ns/div) 为探测到的拉曼激光(波长 580 nm) 波形, 在实验中观察到拉曼激光的脉冲个数最多为 3 个, 而且脉冲幅值依次下降(图 3(c) 中前三个为光信号波形, 后三个小尖为泵浦激光器调 Q 源的干扰波形)。图 4 显示了在图 1 的 A 处测量的泵浦光(532 nm) 的横向分布。图 4(a)、图 4(b) 分别为移开拉曼池、单脉冲泵浦及序列脉冲泵浦情况。图 4(c)、图 4(d) 分别为经过拉曼池单脉冲泵浦及序列脉冲泵浦情况。

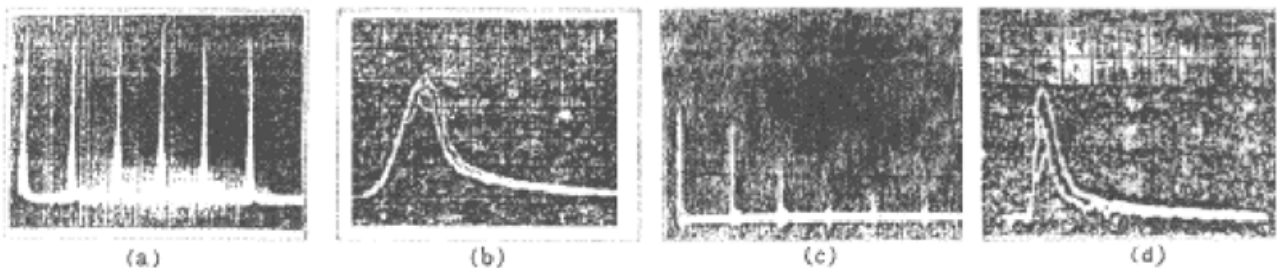


Fig. 3 The pulses of the pump and the SRS Output

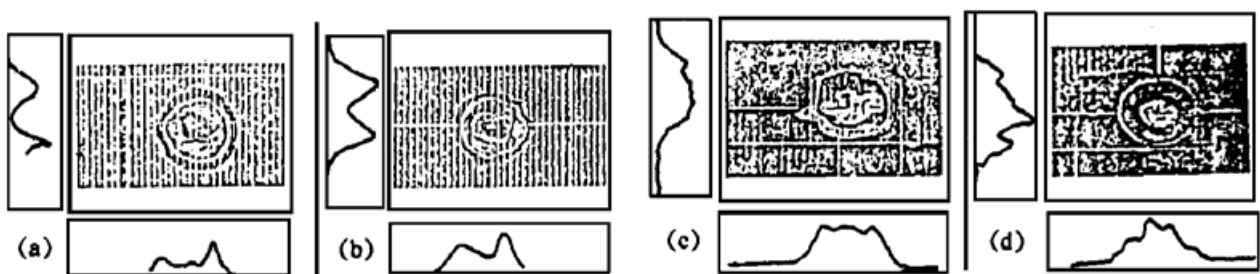


Fig. 4 Transverse distributions of train pulse pump beam

由图 3 和图 4 可以明显看出: 1) 泵浦光源在未通过拉曼池时, 单脉冲与多脉冲序列泵光的横向分布基本一致, 均呈单一环形分布, 而经过拉曼池后, 单脉冲与多脉冲序列泵光的横向分布有较大区别, 多脉冲序列泵光呈半径依次增大的环形分布。这是由于拉曼池内的气体由于热效应等效为一个负透镜, 且在序列脉冲泵浦情况下拉曼池的热效应依次积累, 使等效负透镜的焦距依次减小, 因此序列脉冲泵浦光在经过拉曼池后的发散角依次增大。2) 由于序

列脉冲泵浦光发散角依次增大,造成拉曼池内泵浦光功率密度依次下降,受激拉曼转换效率随之下降,导致序列脉冲泵浦受激拉曼散射输出脉冲幅值依次下降,当泵浦光功率密度下降到低于受激拉曼阈值时,不能产生受激拉曼输出。因此,本文最多只得到了三个脉冲的拉曼光输出,从以上分析可以看出,虽然前面的理论相当粗糙,但定性上讲实验结果与理论分析还是比较吻合的。

参 考 文 献

- [1] W. Kaiser, M. Maier, Stimulated rayleigh, brillouin, and raman spectroscopy. In *Laser Handbook*, (North-Holland, Amsterdam, 1972), **2**: 1077~ 1150
- [2] M. A. Henesian, C. G. Swift, Stimulated rotational Raman scattering in nitrogen in long air paths. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(11): 565~ 567
- [3] V. S. Averbakh, A. L. Makarov, Stimulated raman scattering on rotational and vibrational transitions in nitrogen gas. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1978, **8**(4): 472~ 476
- [4] N. V. Krastov, N. L. Naumkin, Characteristics of intracavity raman scattering in compressed oxygen. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1986, **16**(6): 856~ 857
- [5] W. R. Lempert, B. Zhang, R. B. Miles, Stimulated raman scattering and coherent anti-stokes raman spectroscopy in high-pressure oxygen. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, **7**(5): 715~ 721
- [6] 屠传经, 热传导. 北京, 高等教育出版社, 1992
- [7] D. C. Jones, Stimulated Brillouin scattering gain variation and transient effects in a CH₄: The binary gas mixture. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, **7**(10): 2090~ 2096

Stimulated Raman Scattering in Oxygen Pumped by Train Pulse Frequency Doubled Nd·YAG Laser

Wu Feng Shi Xiangchun Wang Xueli
Yu Yizhong Zheng Yi Yao Jianquan

(*Institute of Laser and Optoelectronics, Tianjin University, Tianjin 300072*)

(Received 3 December 1995; revised 17 May 1996)

Abstract The stimulated Raman scattering in oxygen pumped by the train pulse doubled YAG laser has been studied. The processes of thermal conduction in Raman cell pumped by laser pulse was simulated by computer. The behavior of stimulated Raman scattering pumped by train pulse doubled YAG laser in pure oxygen and O₂/He mixture was studied experimentally.

Key words stimulated Raman scattering, thermal conduction train pulse doubled Nd·YAG laser.