

# 长脉冲非偏振准分子激光在 $H_2$ 中的受激喇曼散射

楼祺洪 袁一风 祁建平 魏运荣 丁爱臻 董景星

(中国科学院上海光机所)

**摘要:** 实验研究了 X 射线预电离 XeCl 准分子激光器在氢气中的受激喇曼散射。用光电管观察到  $S_1$ 、 $S_2$  和  $S_3$  斯托克斯线输出。对受激喇曼散射导致光束发散角减小和脉宽变窄进行了理论分析。

## Stimulated Raman scattering of unpolarized long pulse XeCl excimer laser radiation in $H_2$

Lou Qihong, Yuan Yifeng, Qi Jianping, Wei Yunrong, Ding Aizhen, Dong Jinxing

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** Stimulated Raman scattering (SRS) experiments in hydrogen were performed with a collimated beam from an X-ray preionization discharge XeCl laser operating at 308 nm. The photodiode output profile  $S_1$ ,  $S_2$  and  $S_3$  Stokes lines were observed. The reduction of beam spread angle and pulse duration of SRS were analysed theoretically.

随着高功率激光器的发展, 气体中的受激喇曼散射(SRS)研究已愈来愈引起人们注意, 红宝石激光、 $CO_2$  激光、YAG 倍频激光, 均已被用作泵浦光源实现 SRS。准分子激光由于具有功率高、波长短的特点, 近年来也出现了用准分子激光作泵浦源的 SRS 研究<sup>[1]</sup>。

本文用长脉冲非偏振 XeCl 准分子激光作泵浦源, 以高压氢气为喇曼介质, 在 1~17 atm 范围内实现了 SRS, 获得频率下转换的斯托克斯输出光和频率上转换的反斯托克斯输出光, 并且初步研究了斯托克斯光脉冲的时间特性, 测量了斯托克斯光束的方向性。

### 实验装置

实验装置如图 1 所示。所用泵浦光源是一台 X 射线预电离快放电 XeCl 准分子激光器, 脉宽约 85 ns。近场光斑  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ , 激光束发散角约为 2 mrad, 单脉冲能量可达 650 mJ 以上。非偏振泵浦光束经焦距为 100 cm 的石英透镜聚焦于喇曼池中心区域。喇曼池用不锈钢制成, 长 100 cm, 内径 4.8 cm, 外径 6 cm, 两端用不锈钢法兰和聚四氟乙烯“O”圈封装石英平板, 其两面均镀 308 nm

收稿日期: 1985 年 1 月 29 日。

增透膜(严格而言, 输出窗口应对 308 nm 和各级散射光增透, 由于技术上的原因, 仅对 308 nm 增透, 这也影响了总效率), 泵浦光和散射光的透过率大于 98%。不镀膜石英平板  $B$  起分束作用。炭斗能量计 CI、CII 灵敏度分别为 4 mJ/mm 和 1.7 mJ/mm。狭缝  $A_1$ 、 $A_2$  宽度可调, 使在接收平面上各级散射光能完全分离, 一经调好, 其缝宽和相对位置在整个实验过程中保持不变。CII 换为光电管接示波器就可摄得各级光脉冲波形。所用光电管为 GD-10 型快速光电二极管, 示波器是 OK-19 高压宽带示波器。

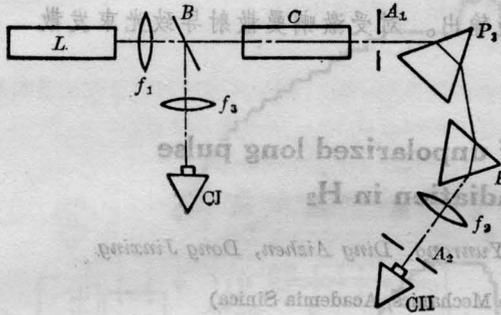


图 1 实验装置图

$L$ —激光器;  $C$ —喇曼池;  $B$ —石英平板;  $P_1$ 、 $P_2$ —等边石英棱镜;  $f_1$ 、 $f_2$ 、 $f_3$ —石英透镜, 焦距分别为 100、20、20 cm; CI、CII—炭斗能量计;  $A_1$ 、 $A_2$ —狭缝

### 实验结果和讨论

实验测得的斯托克斯光总能量转换率随泵浦光能量的变化曲线示于图 2。可以看出, 固定氢气气压  $P_{H_2} = 15 \text{ atm}$ , 当泵浦能量为 600 mJ 时得最大转换率为 16.8%, 此时  $S_1$  的效率为 13.3%,  $S_2$  的效率为 2.5%。泵浦能量继续增大时出现饱和, 阈值泵浦能量约为 200 mJ。泵浦光中放大自发辐射(ASE)约占 30%, 这部分辐射发散角大, 不能产生有效的 SRS。如果去除这部分辐射, 则峰值转换率可达 24%。我们还在此条件下研究了透镜焦距的影响, 发现当用焦距为 50 cm 的透镜聚焦时, SRS 能量转换率下降了近一

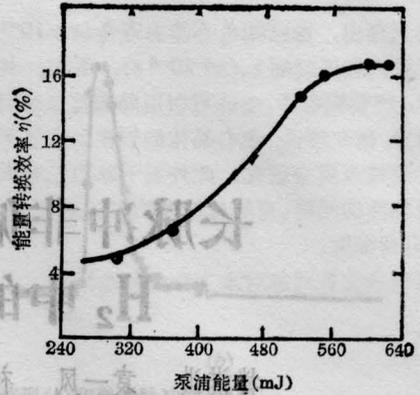


图 2 斯托克斯光能量转换率随泵浦能量的变化 (氢气气压  $P_{H_2} = 15 \text{ atm}$ )

半, 用焦距为 20 cm 的透镜聚焦时, 几乎观测不到斯托克斯光。这说明聚焦方式对 SRS 影响很大。

图 3 给出了 SRS 能量转换率随氢气气压  $P_{H_2}$  变化的实验曲线。对此曲线特点可作如下解释。因为喇曼线宽

$$\Delta\nu(\text{FWHM}) = a\rho + b\rho^{-1}$$

$\rho$  是喇曼介质密度,  $a$ 、 $b$  是与密度无关的系数<sup>[2]</sup>。本实验条件下, 取  $\rho$  单位为 amagat ( $1 \text{ amagat} = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), 则  $a = 0.513 \times 10^8 \text{ amagat}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $b = 3.02 \times 10^8 \text{ amagat} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

又因为 SRS 增益系数

$$g \propto \rho / \Delta\nu(\rho)$$

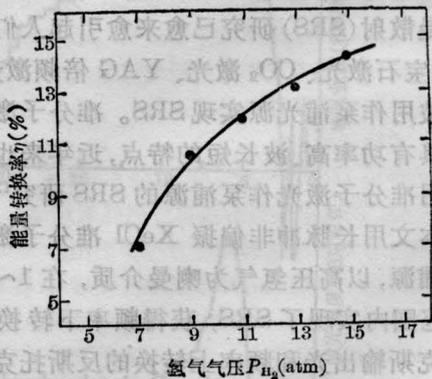


图 3 斯托克斯光能量转换率随氢气气压  $P_{H_2}$  的变化曲线 (泵浦能量为 660 mJ)

或 
$$g/g_0 = \frac{\rho/\rho_0}{\Delta\nu(\rho)/\Delta\nu(\rho_0)}$$

式中  $\rho_0 = 1 \text{ amagat}$ ,  $g_0 \equiv g(\rho_0)$ 。图 4 给出了按上述公式算得的曲线。可见, 密度增大时, 由于喇曼线宽的压力展宽, 增益趋于饱和, 导致转换率饱和。与图 3 实验曲线的趋势相符。

典型的泵浦光和各级斯托克斯光脉冲波形示于图 5, 脉宽见表 1。表中各值均为多次拍摄结果的平均值。可以看出, 随阶次升高, 脉宽依次变窄。变窄的物理机制是喇曼

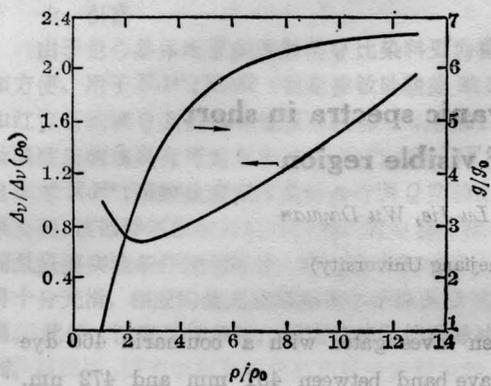


图 4 喇曼线宽  $\Delta\nu(\rho)$ 、喇曼增益系数  $g(\rho)$  随氢气密度  $\rho$  的变化曲线 ( $P_0 = 1 \text{ amagat} = 2.7 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ )

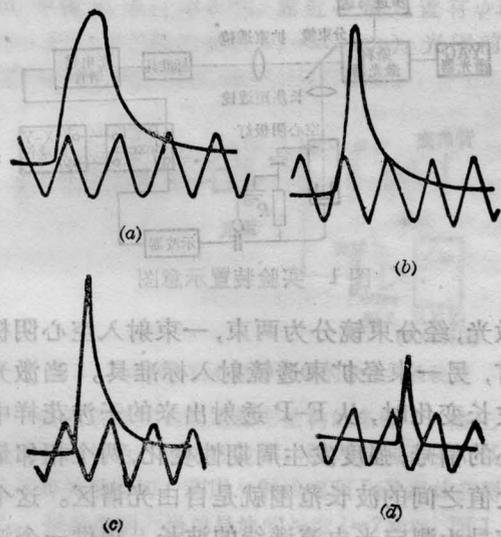


图 5 光脉冲波形

(a) — 泵浦光; (b)、(c)、(d) 分别为一、二、三级斯托克斯光; 时标 100 ns; 纵坐标任意

表 1 光脉冲脉宽 (FWHM)

阶次	$P$	$S_1$	$S_2$	$S_3$
脉宽 (ns)	85	55	50	38

增益的非线性。利用棱镜色散还明显可见一级反斯托克斯光, 未摄得波形是因为其频率已远高于光电管响应曲线的高频截止频率。文献 [1] 用长脉冲 XeF 激光泵浦高压  $\text{H}_2$  气, 观察到了  $S_1$  和  $S_2$  的光脉冲信号, 但未观察到  $S_3$  光波形, 我们观察到了  $S_3$  信号。原因在于文献 [1] 采用了准直泵浦, 四波混频过程被抑制, 因而产生  $S_3$  要求更高的泵浦功率。

SRS 还改善了光束的方向性, 特别对发散角较大的泵浦光改善更为明显。本实验中将氢池输出光束用焦距为 20 cm 的透镜聚焦, 通过测量焦斑尺寸推算光束发散角。设泵浦光束和斯托克斯光束发散角分别为  $\theta_p$ 、 $\theta_s$ , 实验结果为  $\theta_s/\theta_p \leq 1/3$ 。

可对斯托克斯光束发散角窄化作如下估算, 假定泵浦光束横截面光强分布为高斯型, 即

$$I_p = I_{p0} \exp[-2(r/r_p)^2]$$

$r_p$  是半功率点处的光束半径, 它正比于光束发散角  $\theta_p$ 。则斯托克斯光强为

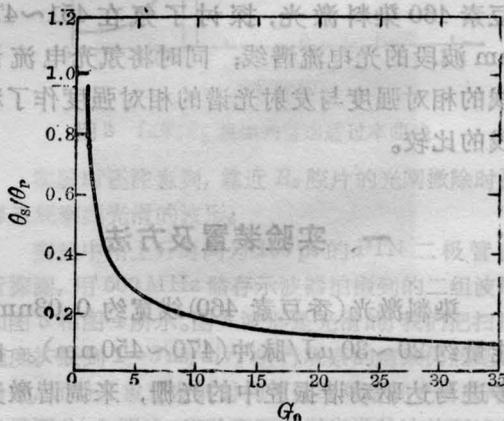


图 6 泵浦光截面光强呈高斯分布时斯托克斯光束发散角窄化比  $\theta_s/\theta_p$  对峰值增益  $G_0 = g_s I_{p0} L$  的依赖关系

(下转第 206 页)

理量的量值。前面讨论的两个特殊情况分别对应于  $\Gamma=0$  (倍频) 和  $\Gamma=(4/27)^{1/3}$  (折射率感变化)。将这两个特殊值代入到以上公式中也得到了前面讨论的结果。

### 三、实验研究

实验光路如图 2 所示。YAG 振荡器和一级放大输出的  $1.06\ \mu\text{m}$  激光经第一块 KDP 晶体就提供了两束频率的激光, 它们以位相匹配方式同时共线入射到第二块 KDP 晶体。由此可以测得初始位相  $\theta(0)$  和倍频光强的关系。结果见图 3, 实线是实验结果, 虚线是理论计算结果。理论计算是依据公式 (11),  $\zeta$  为一定值, 通过改变位相  $\theta(0)$  改变积分上限  $v^2$  值。理论与实验结果的基本一致清楚地表明了初始位相的影响的存在。当

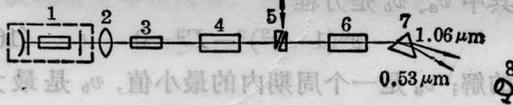


图 2 实验装置图

1—YAG 振荡器；2—准直透镜；3—放大器；  
4—KDP 晶体(I)；5—移相器；6—KDP 晶体；  
(II)；7—分光棱镜；8—激光能量计

不满足位相匹配时, 实验上未观察到初位相的影响。

作为移相器的尖劈板是玻璃制作的两块梯形板, 其中一块固定, 另一块可以平移, 利用玻璃的色散改变两频率激光的相对光程, 达到改变两频率激光的相对位相。由第一块 KDP 晶体输出的  $1.06\ \mu\text{m}$  激光能量约  $10\ \text{mJ}$ ,  $0.53\ \mu\text{m}$  激光能量为  $0.35\ \text{mJ}$ , 脉宽约  $10\ \text{ns}$ 。第二块 KDP 晶体长  $5\ \text{cm}$ 。

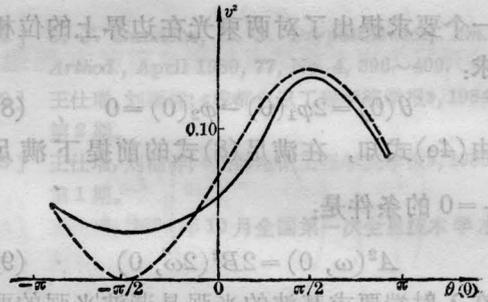


图 3 初始相对位相相对倍频光强的影响曲线 (虚线为理论曲线, 实线为实验测量曲线)

### 参 考 文 献

[1] J. A. Armstrong *et al.*; *Phys. Rev.*, 1962, **127**, No. 6, 1918.

(上接第 109 页)

$$I_s = I_{s0} \exp \left[ \int_0^L g I_p dz \right]$$

$$= I_{s0} \exp \left[ g I_{p0} L e^{-2 \left( \frac{r}{r_p} \right)^2} \right],$$

设半功率点处光束半径为  $r_s$ , 它正比于光束发散角  $\theta_s$ , 则

$$\theta_s / \theta_p = r_s / r_p = \sqrt{\ln \left[ 1 - \frac{\ln 2}{G_0} \right]^{-1/2}}$$

式中  $G_0 = g I_{p0} L$ , 为峰值喇曼增益因子。 $\theta_s / \theta_p \sim G_0$  曲线示于图 6。通常实验的  $G_0$  在  $25 \sim 30$  之间, 则  $\theta_s / \theta_p \sim 0.1$ 。此理论估计的趋势与本实验结果相符。由于我们采用的泵浦光束是多模结构, 上述高斯基模光束的估

算仅能给出方向性改善的趋势。

另外, 实验中还发现有非喇曼频移输出光如波长为  $442\ \text{nm}$  的辐射。此辐射不能用混频过程解释, 产生机制尚在研究之中。

本工作受到了王之江教授的关心和指导, 实验筹备阶段, 唐士清、陈伟同志曾给予帮助, 在此表示感谢。

### 参 考 文 献

[1] S. F. Fulghum *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1984, **20**, No. 3, 218.  
[2] A. Qwyong; *Opt. Lett.*, 1978, **2**, No. 4, 91.