

CO₂ 激光在气体介质中的喇曼频移

杨 文 轩

工作在 10.6 μm 的 CO₂ 激光在军事应用中日趋重要, 喇曼频移技术被广为重视。为论证其可行性, 我们从受激喇曼散射理论分析出发, 选择并设计了适用的激光腔, 以 CO₂ 的 10R(14) 泵浦 NH₃ 的 aP(3, 1) 受激喇曼线, 在室温下获得 aP(3, 1) 线的超辐射输出, 从而从理论和实验两方面初步探讨了 CO₂ 激光在气体介质中的喇曼频移技术中的一些问题。

一、引 言

工作在 10.6 μm 的 CO₂ 激光, 由于大气传输性能好, 对人眼安全, 其光学元件与工作在 8~14 μm 波段的热视及红外装置兼容, 因此在军事应用中日趋重要。为了对抗的需要, 可调谐激光装置不断发展, 喇曼频移技术受到广泛重视。为此, 我们用受激喇曼散射理论来分析相应的激光腔设计与实验研究等方面, 并对 CO₂ 激光在气体介质中的受激喇曼散射进行初步探讨。

二、理论分析^[1~3]

喇曼散射原理如图 1 所示, 分子与入射光子 $h\nu$ 相互作用, 可产生斯托克斯散射光子 $h\nu_s$ 或反斯托克斯散射光子 $h\nu_a$, 从而实现频率下移或上移。一般说来, 图中的能级 r 是虚设的, 因此在受激喇曼散射中不要求能级 n 与能级 k 之间达到粒子数反转分布, 不要求泵浦光频率与散射介质的吸收频率之间的严格吻合, 从而可由调谐泵浦光来达到散射光的调谐。若 r 是散射介质的一个实在能级, 而且满足 $E_r = E_k + h\nu$ 或 $E_r = E_n + h\nu$, 则称为共振喇曼散射。

在近共振喇曼散射中, 如设 $\nu_{rk} \approx \nu$, 则感生电偶极矩与外电场 (泵浦光场) 的相关函数为:

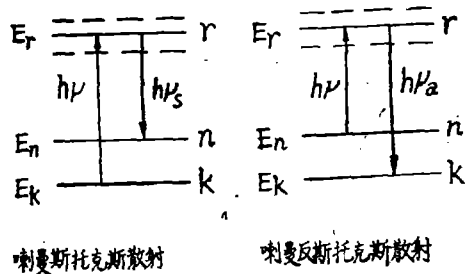


图 1 喇曼散射原理图

收稿日期: 1985年1月25日。

$$(C_{\rho\sigma})_{nk} = \frac{1}{h} \frac{(M_{\rho})_{nr} (M_{\sigma})_{rk}}{v_{rk} - \nu - i\Gamma_r} \quad (1)$$

式中， ρ 与 σ 为直角坐标分量； $(M_{\rho})_{nr}$ 与 $(M_{\sigma})_{rk}$ 为电偶极跃迁矩阵元； $v_{rk} = (E_r - E_k)/h$ ， h 为普朗克常量； Γ_r 为 r 态的衰减因子。

一般情况下，散射介质分子的取向是任意的，设能级 n 和 k 是非简并能级，则散射光强 I_{nk} 与入射光强 I_p 之间的关系为：

$$\frac{I_{nk}}{I_p} = \frac{128\pi^5}{3} \frac{(\nu + v_{kn})^4}{C^4} \frac{1}{3} \sum_{\rho} \sum_{\sigma} |(C_{\rho\sigma})_{nk}|^2 \quad (2)$$

I_{nk}/I_p 称为散射截面。按定义，喇曼微分散射截面为 $d\sigma/\Omega$ 正比于散射截面，由 (1) 和 (2) 式可以看出，近共振时喇曼微分散射截面可能比较大。

为了简便，我们只讨论斯托克斯散射。设散射介质中处于能态 k 和 n 的分子数分别为 N_k 和 N_n 。在受激喇曼散射达稳态时，放大器中散射光强为：

$$I_s = I_s(0) \exp[(g_s I_p - \gamma)L] \quad (3)$$

式中， L 为增益长度； γ 为损耗系数； N 为单位体积中处于能级 k 的分子数； $\Delta\Omega_{sp} = 2\pi\Delta\nu_{sp}$ 为散射光频带宽度； n_s 为散射介质对散射光的折射率； λ_s 为散射光波长； ν_p 为泵浦光频率；

$$g_s = \frac{\lambda_s^2 N \frac{d\sigma}{d\Omega}}{4n_s^2 \Delta\Omega_{sp} h \nu_p} \quad \text{为受激喇曼散射增益系数。}$$

如前所述，在共振喇曼散射中，微分散射截面可能较大，于是由 (4) 式可知，受激喇曼散射增益系数可能较大。另外，从图 1 可以看出， CO_2 激光在气体介质中的受激喇曼散射过程中，泵浦跃迁和辐射跃迁都发生在同一基带的不同转动线上，泵浦激发截面和激光辐射跃迁截面都比较大，所以此类过程的效率较高。

从理论上讲，共振受激喇曼散射属于双光子过程，比单光子过程有效，因为每个被“吸收”的泵浦光子可以产生一个新的散射光子，即光子效率可以达 100%。双光子过程不需要象单光子过程那样必须达到粒子数反转分布才能对受激辐射放大。双光子过程中，泵浦光频率与介质吸收频率之差可在 1~2 kHz，而单光子过程要求小于 100 MHz。因此，较容易实现调频。

用气体介质实现喇曼频移还有以下优点：

(1) 所激发的分子能级有较高的选择性，可避免热损耗等不必要的消耗，所以效率高、光谱纯、输出光频率及输出功率较稳定。

(2) 可根据已有的光谱数据准确地选取所期望的激光波长。

(3) 不破坏气体介质，这对实用而言也是相当重要的。

三、喇曼激光器的腔型设计

光腔设计对喇曼激光器而言尤为重要，除一般的激光腔设计要求外，还需恰当地把泵浦光引入腔内，使泵浦光模式与腔的模式匹配可显著降低泵浦阈值并提高转换效率。光路设计要尽力避免由于泵浦源与介质的吸收跃迁和辐射跃迁之间的耦合引起的频率啁啾。

1. 喇曼激光器的腔型选择

由图2可以看出,多光程腔的结构和工艺器件要求都较其它几种激励方式简单。

在高泵浦光强下,所产生的斯托克斯分量和反斯托克斯分量是与泵浦光束一起传播的,而不是沿着谐振腔光轴传播,因此共轴泵浦方式效率较高。在喇曼激光振荡腔中很难淬灭第二斯托克斯分量,因此就产生第一斯托克斯分量而言,振荡腔量子产率不可能达100%。多光程腔属于共轴泵浦的非振荡腔,再加上由于避

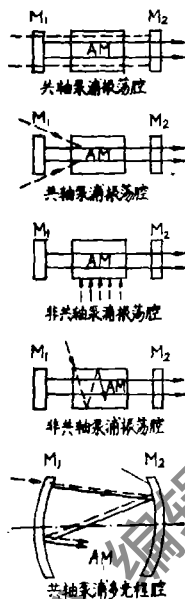


图2 喇曼激光器的激励方式
 M_1 和 M_2 为腔镜;AM为增益腔;
 \longrightarrow 受激辐射光; $-\ - \longrightarrow$ 泵浦光。

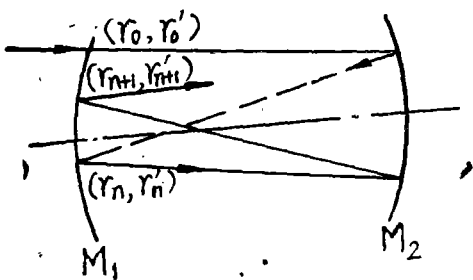


图3 一维Herriott多光程腔。

M_1 和 M_2 为端镜,曲率半径为 R_1 和 R_2 ;
 r_n 为光线在 M_1 上第 n 次反射点距光轴的距离;
 r_n' 为光线在 M_1 上第 n 次反射线的斜率

免了斯托克斯分量的振荡,因此可使泵浦光的整个带宽都用于受激喇曼散射过程;由于反复聚焦泵浦光束,因此可使泵浦光被有效地利用。所以多光程腔是受激喇曼散射可选用的腔型,它可降低阈值泵浦功率并达到较高的转换效率,而结构又较简单。

2. Herriott多光程腔^[3~5]

当一束光偏轴注入一稳定谐振腔时,光束在谐振腔的两个端镜间来回反射,在镜面上的光点沿着一个椭圆形或圆形轨迹周期性地移动。只要注入光与谐振腔模式匹配,则可以按照设计要求使光束在腔中来回反射一定次数后耦合到腔外。这就是Herriott多光程腔,其原理图如图3所示。

由几何光学分析可得(参看图3):

$$r_n = r_0 \cos n\theta + \frac{Lg_2}{[g_1g_2(1-g_1g_2)]^{\frac{1}{2}}} \left(r_0' - \frac{r_0}{R_1} \right) \sin n\theta$$

式中, $\theta = \cos^{-1}(2g_1g_2 - 1)$ 为镜面上相继两次反射光点之间的转角; g_1 和 g_2 为腔的 g 参数; L 为腔长。

扩展到二维空间其结果为:

$$\begin{cases} x_n = x_0 \cos n\theta + \frac{Lg_2}{[g_1g_2(1-g_1g_2)]^{\frac{1}{2}}} \left(x_0' - \frac{x_0}{R_1} \right) \sin n\theta \\ y_n = y_0 \cos n\theta + \frac{Lg_2}{[g_1g_2(1-g_1g_2)]^{\frac{1}{2}}} \left(y_0' - \frac{y_0}{R_2} \right) \sin n\theta \end{cases}$$

一般说来，每个镜面上光点的轨迹是椭圆，但在特殊情况下，如设

$$\begin{cases} x_0 = \frac{Lg_2}{[g_1g_2(1-g_1g_2)]^{1/2}} \left(y_0' - \frac{y_0}{R_1} \right) \\ y_0 = x_0' - \frac{x_0}{R_1} = 0 \end{cases}$$

则可得：

$$\begin{cases} x_n = x_0 \cos n\theta \\ y_n = x_0 \sin n\theta \end{cases}$$

此种情况下，在 M_1 表面上，光点轨迹是一个半径为 x_0 的圆；在 M_2 表面上，光点轨迹是一个半径为 $x_0(g_1/g_2)^{1/2}$ 的圆。若满足 $2k\pi = n\theta$ (k 和 n 都是正整数)，则经过 n 个来回，光线又回到入射点，镜面上光点之间保持等间隔，光束路径不重叠，光束的空间结构保持不变。这可使泵浦光有效地被利用，增大有效体积，保持泵浦光与斯托克斯光之间的模式匹配，从而提高能量转换效率并降低泵浦阈值功率。

四、实验装置

实验装置如图4所示。实验中所设计的Herriott多光程腔为长4.5m、直径48mm的石英玻璃管，两端各固定一面曲率半径为3m的镀金全反镜，用KCl做输入输出窗口的一个密闭腔。腔外包一层铜皮，在铜皮上固定几对铜-康铜热电偶。整体放在泡沫塑料冷却槽内，由槽中的液氮沸腾蒸汽冷却多光程腔中的气体，温度由液氮的液面高低来调节。

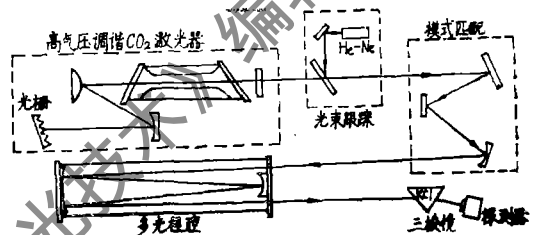


图4 CO₂激光在气体介质中的喇曼频移实验装置

五、实验结果与讨论

CO₂的10R(14)线泵浦NH₃的aP(3,1)线的有关能级图如图5所示。由图5可以看出，与此过程有关的两个能级的能量差为 $E_a(3,1) - E_a(1,1) = 99.6\text{cm}^{-1}$ ，在温度 T 为273K时，此能量差近似为 $0.53kT$ (k 为波尔兹曼常数)，可见能级 $a(3,1)$ 与能级 $a(1,1)$ 之间不可能达到粒子数反转分布。换言之，CO₂的10R(14)线泵浦NH₃的aP(3,1)线的受激辐射是受激喇曼散射。我们在低温时获得0.75mJ的aP(3,1)线11.5 μm 激光输出，在室温下获得0.20mJ输出。在室温下获得此线的激光输出未见报导，从而说明CO₂激光在多光程腔的气体介质中实现喇曼频移是有效的一种方法。

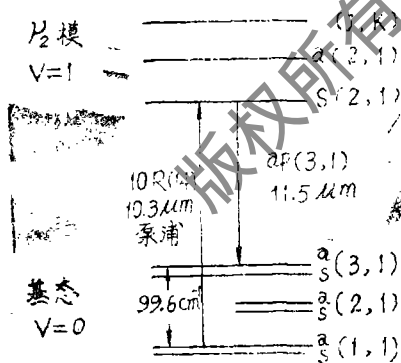


图5 CO₂ 10R(14) 泵浦NH₃ aP(3,1) 的NH₃能级图

实验条件和结果列于下表： (下转第23页)

图2表示增益开关和Q开关激光脉冲与加在光电晶体上的电压的关系。在Q开关工作时，激光功率增加了25%并且拖尾也消除了。Q开关工作比增益开关工作时增加的峰值输出功率的大小，主要取决于Q开关与增益曲线峰值的时间关系。

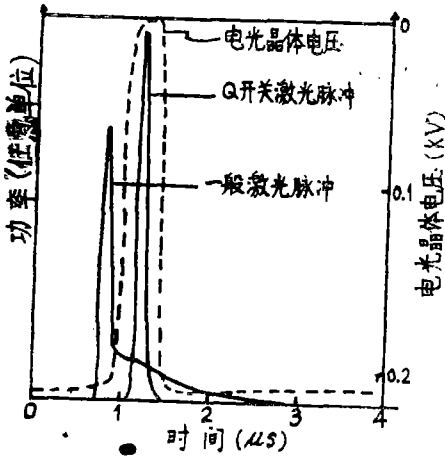


图2 增益开关和Q开关脉冲与加在光电晶体上的电压的函数关系

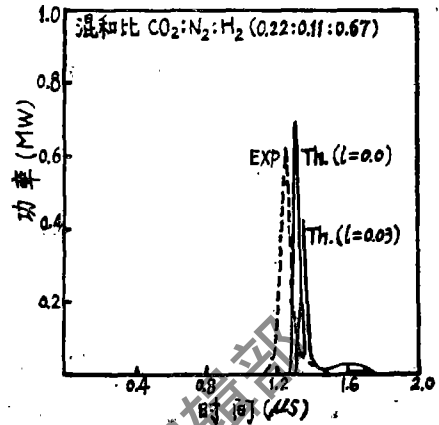


图3 测量的Q开关激光脉冲与计算的Q开关激光脉冲的比较和腔内损耗的影响

图3所示，计算机模型的预计结果与实验结果达到极好的定量吻合。计算机以所测得的放电电压和电流值作为输入。进而用五温度模型计算有关的动力学过程。按一维方式模拟辐射场的增长。编码的结果表示出了激光脉冲的能量和Q开关工作的腔内损耗之间的重要关系。在 $g=0.02\text{cm}^{-1}$ ，镜距为40cm，20%的耦合输出运行条件下，附加3%的腔内损耗就不会得到大于增益开关工作时的输出能量。

译自1983 Conference on Laser and Electro-optics, P.130~132.

王少川 译 封鸿渊 校

(上接第27页)

泵浦光强 (mJ)	NH ₃ 的气压 (torr)	温度 (K)	激光输出 (mJ)
360	1.70	200	0.75
360	1.18	室温	0.20

参 考 文 献

- [1] A.Z.Grasiuk, et al, Appl. Phys., 1978, Vol.17, P.211~232.
- [2] P.Rabinowitz, et. al, A.P.L., 1979, Vol.35, P.10.
- [3] W.R.Trutna, et al, IEEE J.Q.E, QE-15, 1979, No.7.
- [4] W.R.Trutna, et al, Appl. Opt., 1980, Vol.9, No.2.
- [5] D.Herriott, et al, Appl. Opt., 1964, Vol.3, No.4.