

光电流效应在探测 CO 气体激光 介质特性方面的应用*

王裕民 归振兴 张顺怡
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文给出光电流光谱技术的一个新应用。在固定放电条件不变情况下,利用腔内光电流光谱术测量了 CO 激光介质的饱和参量以及它与温度、电流的关系;通过测量小信号光电压响应率,测量了增益分布及相应的振动能级粒子数比,以及观察了某些线的共振自吸收。本方法简单迅速,有可能用作对介质某些参量进行实时检测。

近年来光电流光谱技术在很多领域里得到广泛的应用^[1,2],例如在等离子体物理、原子和分子光谱学、分析化学等方面;此外,也用作测量激光介质的某些参量,如谱线轮廓^[3],振子强度^[4,5]的测量以及波长标定等。本文给出另一些应用:从测量光电压信号 ΔV 而得到有关介质的增益饱和和特性、饱和参量、分子振转能级粒子分布等信息。

一、基本原理

在前一项工作中,我们曾给出光电压信号的表达式^[6]:

$$\Delta V = -A \cdot I \cdot g, \quad (1)$$

$$A = \frac{(dV/di)_0 i}{1 + (dV/di)/z} [P_{th}(T_e, T) + P_{sel}(T_e)] \equiv A[i, V, (dV/di)_0, z, T, T_e],$$

其中 I 是入射到待测气体中的光强, g 是介质的饱和增益, $(dV/di)_0$, i , V 分别是放电等离子体的动态阻抗、电流及电压, z 是放电回路平衡电阻, T 及 T_e 分别是气体温度及“电子温度”。光共振吸收(或发射)后通过 VV 及 VVT 能量弛豫过程使气体加热(或冷却),从而引起气体密度扰动,由此感生的光电压信号以 P_{th} 表示;光共振吸收(或辐射)后改变了粒子数的振动态分布,通过振动激发态与电子的超弹性碰撞引起电子温度的升高(或降低),由此产生的光电压信号以 P_{sel} 表示。上式适用条件是 $(\Delta V)_{max} \ll V$ 。对于给定的放电条件或等离子参量, A 可以看作与光强无关的常数,所以通过测量 ΔV 就可得到增益的全部特性。

实验条件在气压 20 Torr 时,谱线的碰撞展宽半功率点全宽度为 $\Delta\nu_0 \approx 140 \text{ MHz}$ ** ,都普勒(Doppler)展宽全宽度 $\Delta\nu_D \approx 135 \text{ MHz}$,纵向模间隔为 $\Delta\nu_L = 71 \text{ MHz}$,所以在腔内的介质可以认为是均匀加宽。公式(1)变为

收稿日期: 1983年8月11日; 收到修改稿日期: 1983年10月3日

* 本文曾在 '83 ICL(中国,广州)上宣读。

** 当气压大于 20 Torr 时, $\Delta\nu_c > 140 \text{ MHz}$ 。

$$\Delta V = \frac{\alpha I}{1 + (I/I_s)}, \quad (2)$$

其中 α 称为光电压信号对光强的小信号响应率。

二、实验及结果

1. 饱和参量的测量

图 1 是测量介质饱和强度的实验装置简图。由于目前 CO 选支激光器的输出功率比较小, 故放电室放在激光器腔内, 以便能观察到饱和现象。

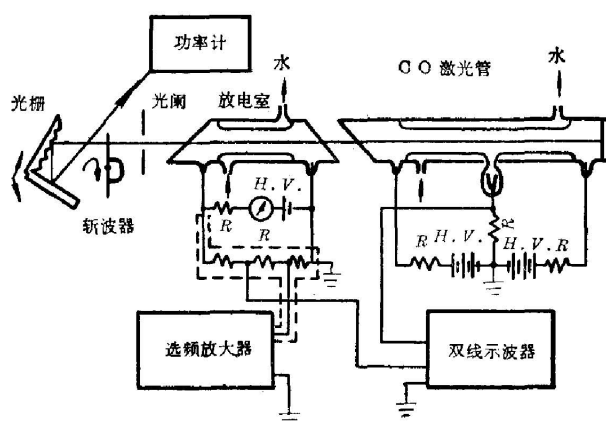


图 1 测量 CO 激光介质饱和参量的实验装置示意图

Fig. 1 The experimental arrangement for measuring the saturation parameters in CO laser medium

放电室长 30 cm, 内径 10 mm, 管内充有 CO、Xe、He 混合气体。振荡光强用频率为 500 Hz 斩波器调制, 通过调节 CO 激光管的放电电流来改变放电室内的光强, 而放电室感生的光电压信号输入到选频放大器读出, 其光强数值可以由功率计读出。

对于 TEM₀₀ 模, 放电室内的光强与输出光强的关系为

$$I = \frac{1.26(1+R_g)}{R_{out}(\pi w^2)} P_{out}, \quad (3)$$

其中 R_g 为光栅的一级衍射集光本领 ($\sim 80\%$), R_{out} 为零级衍射率, 是器件输出耦合系数 ($\sim 15\%$), w 是光斑半径 (~ 0.3 cm)。

图 2 是放电室在不同放电电流下测得的光电压信号 ΔV 与输出功率的关系。谱线为 $11 \rightarrow 10P(18)$ 跃迁。CO: Xe: He = 1:1:13, 气压为 20 Torr, 壁温 $T_w = 25.5^\circ\text{C}$ 。图中曲线是由公式 (2) 按最小二乘法拟合给出的, 而“ Δ , \times , \circ 和 \bullet ”各点为测量值, 从而定出饱和参量及光电压响应率 α (见表 1)。

由此可见, 饱和参量在本实验条件下随电流的增大而增加, 这是由于 CO 介质的饱和参

表 1 11—10P(18) 在不同放电电流下的饱和参数和响应率

Table 1 The saturation parameters and responsivity 11—10P(18) for various discharge current

工作气体	CO: Xe: He = 1:1:13 (20 Torr)			
T_w	25.5°C			
V (V)	2200	1500	1700	1600
i (mA)	5	8	11	13
P_s (W)	4.3	4.6	5.4	6.2
I_s (W/cm ²)	19	20.6	24	27.6
α (cm ² V/W)	0.92	1.41	1.45	1.38

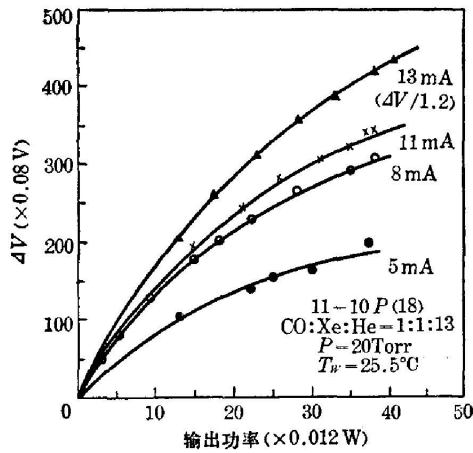


图 2 在不同放电电流下放电室中的光电压信号 ΔV 与输出功率的函数关系

Fig. 2 The optogalvanic signal ΔV as a function of output power for various current in the discharge cell

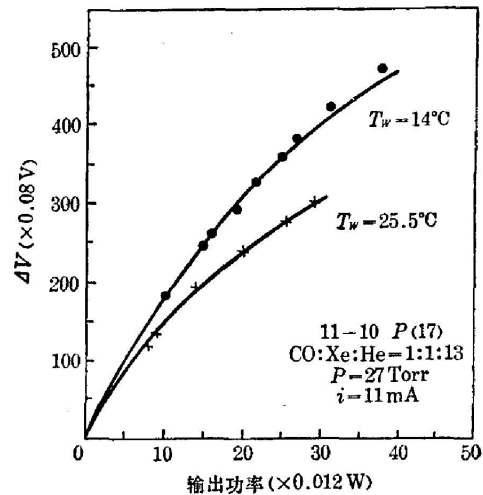


图 3 在不同冷却温度下光电压信号 ΔV 与输出功率的关系

Fig. 3 The optogalvanic signal ΔV as a function of output power for various temperature

数与振动激发强度有关, 最佳电流一般在 12~15 mA 之间, 电流过大, 泵浦强度降低, 饱和参量也会下降。图 3 是在固定放电条件下, 不同管壁冷却温度时, 测量谱线 11—10P(17) 的光电压饱和曲线(图中实线为计算值, “●, ×”各点为测量值), 并由此得到了饱和参量及响应率 α (见表 2)。表 2 说明了 CO 介质的饱和强度随着管壁温度的降低而明显增大, 这是由 CO 激光器的“温度效应”所决定的。

表 2 11—10P(17) 在不同冷却温度下的饱和参数和响应率

Table 2 The saturation parameters and responsivity for various temperature [11—10P(17)]

气压(Torr)	27	
i (mA)	11	
V (V)	2500	2400
T_w (°C)	25.5	14
P_s (W)	4.8	6.3
I_s (W/cm ²)	21.6	28
α (cm ² V/W)	1.55	1.84

本测量主要误差来自放电条件和不稳定性。在测量过程中, 放电条件的变化特别是温度变化对响应率及 ΔV 影响较大, 所以必须在器件充分稳定后才能测量(或快速进行)。表 3 是在不同时间对同一组跃迁的几次测量的结果。

为了解释饱和参量与电流及温度依赖关系, 给出 CO 激光介质饱和参量的表达式^[7](忽略扩散效应):

表 3 测量结果的重复性

Table 3 The reproducibility of the measurements

放电电流 i	11 mA				平均值
管压降 V	2400	2280	2380	2380	
I_s (W/cm ²)	28.9	24.6	29.8	29.1	28.1±1.8
α (cm ² V/W)	1.8	2.1	1.75	1.69	1.84±0.14

$$I_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma_0(J)} \frac{8\Delta E Q_{10}}{T\delta_{VV}^3} C, \quad (4)$$

其中 $\sigma_0(J)$ 是 $v=1 \rightarrow 0$ 的 P 支跃迁截面, δ_{VV}^3 表示 VV 交换“作用半径”, Q_{10} 是 $v=1 \rightarrow 0, v'=0 \rightarrow 1$ 过程的 VV 弛豫速率。 $C \approx (v+1)f(v+1)$, f 是振动分布函数。 C 取决于气体温度及振动激发强度; 它随温度的升高而迅速减少, 随泵浦的增强(振动激发效率)而增大。 所以饱和强度与温度和放电条件有很明显的关系, I_s 不仅取决于气体组分、纯度、气压(象 CO_2 介质一样), 而且对温度、泵浦强度(即放电条件)也有很敏感的关系。 所以, 测得的 CO 激光介质的饱和参量可能在一个较大范围内变动。

2. 增益分布

实验装置见文献[9], 不过将放电室及调制都射移到腔外以避免光电流的饱和。 测得的相对小信号光电压响应率及小信号增益如图 4 所示, 其中“●和×”表示测量的响应率和增益。 由此可见, 增益沿转动能级的分布可以用相应的小信号光电压响应率 α 的分布表示。 图 5 测量了两种 ($v=11 \rightarrow 10$ 及 $v=15 \rightarrow 14$) 跃迁的光电压响应率 α 的转动能级分布。 其中“●和○”分别表示测量值, 实线和虚线是相对于小信号增益分布的计算值; 点 $P(21)$ 和 $P(19)$ 的偏离分别是由于 $17-16R(27)$ 和 $18-17R(3)$ 的共振自吸收作用所致。 另外利用下述公式计算了相对小信号增益

$$g_0 \propto J \{ (N_v/N_{v-1}) \exp[-B_v J(J-1)/kT] - \exp[-B_v J(J+1)/kT] \}, \quad (5)$$

其中 $B_v = B_e - \alpha_e [v + (1/2)] + r_e [v + (1/2)]^2$ 为 CO 分子转动常数。 图 5 是振动跃迁

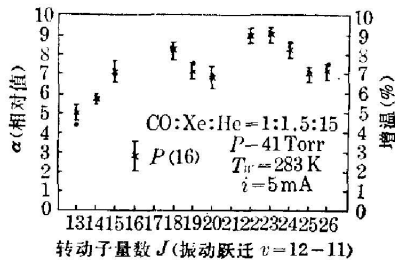


图 4 小信号光电压响应率和小信号增益的测量比较

Fig. 4 The relative small-signal optogalvanic responsivity and corresponding small-signal gain

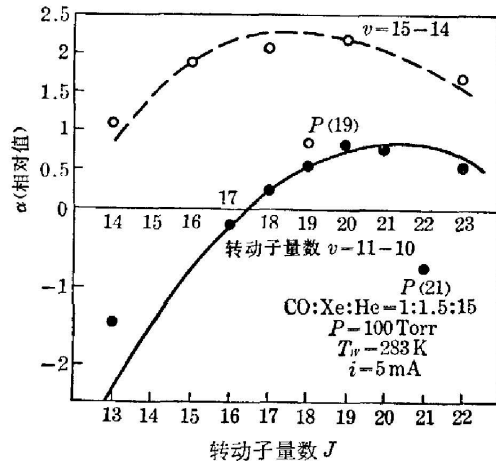


图 5 光电压响应率 α 随转动能级的分布
Fig. 5 The distribution of α over rotational levels

$v=11 \rightarrow 10$ 的光电压响应率的转动分布。以公式(5)拟合测量数据给出图中的实线,并给出振动能级粒子数的比 (N_{11}/N_{10}) $\simeq 0.81$ 及 $T_{\text{rot}}=368$ K。同样地,对跃迁 $15 \rightarrow 14$, 得 (N_{15}/N_{14}) $= 0.84$ 及 $T_{\text{rot}}=368$ K。照此处理可以得到整个振动分布函数。

3. 共振自吸收

在图 4~图 5 中, $P(16)$, $P(21)$ 及 $P(19)$ 的响应率远远偏离了正常振转跃迁的增益分布。这是由于 R 支的共振自吸收引起的。通常 R 支的增益多为负,当 P 支与某些 R 支的增益线型发生交叠时,光电压响应率为

$$\alpha \propto \left\{ g_0 / \left[1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_c/2} \right)^2 + (I/I_s) \right] \right\} + \left\{ g'_0 / \left[1 + \left(\frac{\nu - \nu'_0}{\Delta\nu'_c/2} \right)^2 + (I/I'_s) \right] \right\},$$

其中 ν_0 , $\Delta\nu_c$, I_s , g_0 , ν'_0 , $\Delta\nu'_c$, I'_s , g'_0 分别是 P 支及 R 支的中心频率、全宽度、饱和强度及小信号增益。表 4 列出了几条 P 支及 R 支谱线的波数以及估算的谱线宽度。由结果可见 P 支及相应的 R 支线型有明显的交叠。因此,发生 R 支谱线的共振自吸收,导致了 P 支跃迁的光电压响应率明显减小。如果有一个频率连续可调谐的光源,就能更细致地研究共振自吸收现象。

表 4 P 和 R 支的计算波长和线宽

Table 4 Calculated wavelength and line-width of P and R branch

气压 (Torr)	气体温度 (K)	振转跃迁及波长 ^[12] (cm ⁻¹)		P 支和 R 支 之间的波长 差(cm ⁻¹)	多普勒加宽 线宽 (cm ⁻¹)	碰撞加 宽 ^[10,11] 线宽 (cm ⁻¹)	福赫特 (Voigt)线型 线宽 ^[11] (cm ⁻¹)
		P 支	R 支				
41	352	12—11 $P(16)$ 1796.43269	17—16 $R(25)$ 1796.43057	0.002	0.0045	0.0087	0.011
100	368	11—10 $P(21)$ 1801.12293	17—16 $R(27)$ 1801.127	0.004	0.0047	0.0019	0.020
100	368	15—14 $P(19)$ 1709.58568	18—17 $R(3)$ 1709.54867	0.037	0.004	0.0044	0.025

综上所述,说明也可以利用光电流光谱技术测量介质的饱和参量,粒子的振转能级分布等介质参量。这种方法看来简单而迅速。有可能做到实时检测。

参 考 文 献

- [1] C. R. Webster, C. T. Rettner; *Laser Focus*, 1983, **19**, No.2 (Feb), 41.
- [2] J. E. M. Goldsmith, J. E. Lawler; *Contemp. Phys.*, 1981, **22**, No. 2 (Mar-Apr), 235.
- [3] D. S. King, P. K. Schenck; *Laser Focus*, 1978, **14**, No. 3 (Mar), 50.
- [4] T. F. Johnston; *Laser Focus*, 1978, **14**, No. 3 (Mar), 53.
- [5] R. A. Keller, R. Engleman Jr et al.; *J. O. S. A.*, 1979, **69**, No. 5 (May), 738.
- [6] 王裕民,张顺怡等;《光学学报》,1983, **3**, No. 9 (Dec), 797.
- [7] А. П. Напартович, Н. В. Новодранцев и др.; *Кван. Электр.* 1977, **4**, № 10 (окт), 2125.
- [8] Э. Н. Поткова, Л. Я. Островская и др.; *Кван. Электр.* 1977, **4**, № 9 (сен), 1944.
- [9] 张顺怡,王裕民等;《中国激光》,1984, **11**, No. 1 (Jan), 13.
- [10] M. L. Bhaumik; in *«High-Power Gas Lasers»*, Ed. by E. R. Pike, (Springer Verlag, 1975), 243.
- [11] J. Sun, P. R. Griffiths; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 9 (1 May), 1691.
- [12] G. Guelachvili et al.; *J. Mol. Spectrosc.*, 1983, to be published.

Application of opto-galvanic effect in probing the properties of CO gas laser medium*

WANG YUMIN GUI ZENXIN AND ZHANG SHUNYI

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

(Received 11 August 1983; revised 3 October 1983)

Abstract

Some new applications of the optogalvanic spectroscopy technique is proposed in present paper. Under fixed discharge condition, using the intra-cavity optogalvanic technique, the saturation parameters of CO laser medium and its dependence on the temperature and current have been measured. By measuring small-signal optogalvanic signal responsivity, the gain distribution and the ratio of the population of vibrational levels have been obtained and the resonance self-absorption of a few lines has been observed. The method is simple and rapid, so it may be used for real-time measurement of some dynamic parameters in gas laser.

* This paper was presented at '83 ICL (Guangzhou, China).