

# 空间分辨的光电流效应

王裕民 归振兴 张顺怡 冯建中  
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文给出了CO放电正柱区空间分辨的光电流效应理论。由此给出了利用光电流效应测量放电正柱区电子密度(或增益)空间分布的新方法。

本文通过分析CO放电正柱截面上不同位置产生的光电流效应,给出了光电流信号与该处增益系数及电子密度的关系,为利用光电流效应测量空间分辨的激光放电介质特性(如增益及电子密度等)提供了可能性。测量结果与理论分析相符得较好。

## 一、理 论

在文献[1]中我们给出了CO放电介质中光电流效应的模型。设带电粒子(假设电子密度与正离子密度相等)产生的速率为 $G$ ,它是电子密度 $n_e$ 、电子温度 $T_e$ 、气体密度 $N$ 及光强 $I$ 的函数。带电粒子消失的主要机理是双极扩散<sup>[3]</sup>(忽略激发态的扩散及压力扰动的传播)。设 $D_a$ 为双极扩散系数,在稳态情况下有

$$\begin{aligned} G(n_e, T_e, N, I) &= \sum_{v=0}^{\infty} n_e K_{\text{ion}}(v) N_{\text{CO}} f(v) + D_a \nabla^2 n_e \\ &= n_e(r) N_{\text{CO}} \sum_{v=0}^{\infty} f(v) K_{\text{ion}}(v) - n_e(r) \mu_0 2.4^2 T_e / N R^2 = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\mu_0$ 是一常数, $N_{\text{CO}}$ 是CO分子密度, $f(v)$ 是其振动分布函数, $K_{\text{ion}}(v)$ 是振动态 $v$ 的电离速率系数, $R$ 是放电管半径。设电流密度为 $j(r)$ ,则

$$j(r) = J(n_e, E, N, I) = e \mu_0 E n_e, \quad (2)$$

式中 $\mu_0$ 是电子迁移率, $E$ 是正柱区电场强度, $e$ 是电子电荷。于是放电回路方程为

$$V_0 = l \cdot E + z i, \quad (3)$$

式中 $l$ 为放电正柱区长度, $z$ 为放电均衡电阻, $i$ 为放电电流, $i = \iint j ds$ 。

假设正柱区电场为 $E$ ,电流密度为 $j$ ,CO振动分布函数为 $f(v)$ ,沿放电管长度方向是均匀的,但沿横截面方向不均匀。光穿过的区域是距轴线 $\Delta s$ 处截面为 $\Delta s$ 的圆柱区。

光致共振跃迁引起了振动分布函数的改变,通过VT及VVT过程引起气体密度的起伏,导致约化场强( $E/N$ )和放电等离子体中的电子温度 $T_e$ 的起伏;也可能直接通过振动激发态与电子的超弹性碰撞引起电子温度起伏,而电子温度的改变导致了光电流效应。这一过程已证实是CO放电正柱中光电流效应的主要机理<sup>[2]</sup>。设 $n_e$ 、 $E$ 、 $N$ 及光强 $I$ 为独立变

量。当入射光强发生变化时,方程(1)~(3)变为

$$\frac{\partial G}{\partial n_e} \Delta n_e + \frac{\partial G}{\partial E} \Delta E = - \left( \frac{\partial G}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial G}{\partial I} \Delta I \right), \quad (4)$$

$$\Delta j = \frac{\partial J}{\partial n_e} \Delta n_e + \frac{\partial J}{\partial E} \Delta E + \frac{\partial J}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial J}{\partial I} \Delta I, \quad (5)$$

$$0 = \Delta E \cdot l + z \Delta i = \Delta E \cdot l + z \int \Delta j ds_0 \quad (6)$$

由(4)及(5)式消去  $\Delta n_e$  得

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial J}{\partial E} - \frac{\partial J}{\partial n_e} \frac{\partial G}{\partial E} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right] \Delta E - \Delta j \\ & = - \left\{ \left[ \frac{\partial J}{\partial N} - \frac{\partial J}{\partial n_e} \frac{\partial G}{\partial N} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right] \Delta N + \left[ \frac{\partial J}{\partial I} - \frac{\partial J}{\partial n_e} \frac{\partial G}{\partial I} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right] \Delta I \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

另外我们考虑无光时的伏-安特性,将无光时电子密度和电场的变化用下标“0”标志,

$$(\Delta j)_0 = \frac{\partial J}{\partial n_e} (\Delta n_e)_0 + \frac{\partial J}{\partial E} (\Delta E)_0 = \left[ \frac{\partial J}{\partial E} - \frac{\partial J}{\partial n_e} \frac{\partial G}{\partial E} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right] (\Delta E)_0. \quad (8)$$

对上式积分[注意由泊松方程可知  $(\Delta E)$ , 与位置无关], 再利用关系式(7)得光电压  $\Delta V$  为

$$\begin{aligned} \Delta V & = \left\{ \left( \frac{dV}{di} \right)_0 / \left[ 1 + \left( \frac{dV}{di} \right)_0 / z \right] \right\} \int \left[ \left( \frac{\partial J}{\partial n_e} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right) \right. \\ & \quad \left. \times \left( \frac{\partial G}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial G}{\partial N} \Delta N \right) - \left( \frac{\partial J}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial J}{\partial N} \Delta N \right) \right] ds, \end{aligned} \quad (9)$$

其中  $(dV/di)_0$  是放电管的动态阻抗。若在光束的小截面  $\Delta s$  范围内,各量是均匀的话,(9)式变为

$$\begin{aligned} \Delta V & = \frac{(dV/di)_0}{1 + (dV/di)_0/z} \left[ \left( \frac{\partial J}{\partial n_e} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right) \left( \frac{\partial G}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial G}{\partial N} \Delta N \right) \right. \\ & \quad \left. - \left( \frac{\partial J}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial J}{\partial N} \Delta N \right) \right] \Delta s_0. \end{aligned} \quad (10)$$

在 CO 激光放电管中

$$\frac{\partial J}{\partial n_e} \approx e \mu_0 E, \quad \frac{\partial G}{\partial n_e} \approx \frac{\mu_0 2.4^2 T_e}{N R^2}. \quad (11)$$

当  $\hat{K}_{10n} = (\partial \ln K_{10n} / \partial \ln T_e) \gg 1$  时<sup>[2]</sup>,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial I} \Delta I & \approx - \frac{I g n_e(r)}{2 \nu \hbar \omega} \gamma_{CO} \sum_{v=0} \frac{K_{10n}(v) \hat{K}_{10n}}{v+1} \frac{A_{sel} - A_{ion}}{P_F (1.5 + \hat{\nu}_u)}, \\ \frac{\partial G}{\partial N} \Delta N & \approx \frac{I g n_e(r)}{\hbar \omega C_P T} \sum_{v=0} \gamma_{CO} f(v) K_{10n}(v) \frac{2 \hat{K}_{10n}(v)}{1.5 + \hat{\nu}_u} \\ & \quad \times \left\{ 2 \Delta E (v^{**} - l) - P_{10} E_1 \frac{\exp(\delta_{VT} v^{**}) - \exp[\delta_{VT} (l+1)]}{2 \nu C \delta_{VT}} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} A_{sel} & = \sum_{i'=1}^{v^{**}} i' E_1 K_{10n} \left( \sum_{j=v}^{v^{**}} \frac{1}{j+1} \right), \quad v_0 = \begin{cases} l+1, & \text{当 } i' \leq l+1 \\ i', & \text{当 } i' \geq l+2 \end{cases} \\ A_{ion} & = \sum_{l+1}^{v^{**}} \{ [K_{10n}(v) E_{ion}(v) / (v+1)] - [K_{10n}(v=0) E_{ion}(v=0) / (v+1)] \}, \\ P_F & = \frac{2e^2}{\pi m \sigma_M} \frac{1}{v_e} \left( \frac{E}{N} \right)^2, \quad \hat{\nu}_u = \frac{2 \ln \nu_u}{2 \ln T_e}, \quad \gamma_{CO} = \frac{N_{CO}}{N}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$\nu$  是 V-V 特征交换频率,  $(\nu_u/N)$  是电子-分子能量交换碰撞频率,  $P_F$  是每个电子在外场作

用下能量增加的速率系数,  $C_P$  为平均每个分子的定压比热,  $\Delta E$  是 CO 分子振动能级的非谐量,  $E_1$  为  $v=1$  能级的能量(以温度 K 计),  $P_{10}$  是  $v=1$  到  $v=0$  的  $V-T$  驰豫速率,  $\delta_{VT}$  是  $V-T$  交换“半径”。

$$c \simeq f(0)(v^*+1)\exp\left[-v^{**}(\Delta E/T) - \frac{1}{2}\right], \quad v^* = \frac{E_1}{2\Delta E} \frac{T}{T_1} + \frac{1}{2}, \quad (14)$$

式中  $v^*$  是 CO 振动分布函数屏区下限,  $T_1$  是按下式定义的振动温度:

$$[f(1)/f(0)] = \exp(-E_1/T_1)。$$

在  $\hat{K}_{\text{ion}} \gg 1$  时, (10) 式中后两项可以忽略, 将 (11) 或 (12) 式代入 (10) 式, 由此得到放电正柱截面上不同位置产生的光电压  $\Delta V(r)$  为

$$\left. \begin{aligned} \Delta V(r) &= -\frac{(dV/di)_0 n_e(r) (I \cdot \Delta s) g(r)}{1 + (dV/di)_0/z} [\beta_{\text{th}}(T_e, T, r) + \beta_{\text{sel}}(T_e, r)], \\ \beta_{\text{th}}(T_e, T, r) &\simeq \frac{R^2}{2.88\mu_0 \hbar \omega T_e} \sum_{v=0}^{v^{**}} \frac{K_{\text{ion}}(v) f(v) 2\hat{K}_{\text{ion}}(v)}{1.5 + \hat{\nu}_u} \left\{ 2\Delta E(v^{**} - l) \right. \\ &\quad \left. + P_{10} E_1 \frac{\exp(\delta_{VT} v^{**}) - \exp[\delta_{VT}(l+1)]}{2\nu c \delta_{VT}} \right\} / C_P T, \\ \beta_{\text{sel}} &= \left[ \frac{R^2}{2.88\mu_0 \hbar \omega T_e} \sum_{v=0}^{v^{**}} \frac{K_{\text{ion}}(v) \hat{K}_{\text{ion}}(v)}{v+1} \frac{A_{\text{sel}}}{P_F(1.5 + \hat{\nu}_u)} \right] / 2\nu. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

在 CO 激光放电介质中, 看来  $V-T$ ,  $V-V-T$  过程在光电流效应中可能更为重要<sup>[2]</sup>, 忽略  $\beta_{\text{sel}}$  项, 则光电压大小近似为

$$\Delta V(r) \simeq \frac{(dV/di)_0 (I \Delta s)}{1 + (dV/di)_0/z} \cdot g(r) \cdot n_e(r) \cdot \beta_{\text{th}}(r), \quad (16)$$

(16) 式给出了利用光电流效应测量增益空间分布及电子密度空间分布的可能性。

## 二、实 验

为了验证 (16) 式, 将 CO 激光细光束沿 CO 放电正柱截面径向扫描, 测得光电压及增益的径向分布。其实验装置如图 1 所示。1—CO 激光束 ( $P_{9-8}(23)$ ) 经过凹面反射镜  $M_1$ , 2—斩波器 ( $f=400$  c/s), 3—光阑(直径 1 mm) 和 4—反射镜  $M_2$ , 进入 5—充有 CO: Xe: He=1:1.5:15、总气压  $\sim 18.6$  Torr、放电距离  $l=25$  cm 的放电管。放电管冷却水温  $5^\circ\text{C}$ , 光束经 6—衰减片衰减后由 7—铈化铟接收器接收, 光信号经 9—选频放大器放大后接 10—X-Y 记录仪, 光电压信号通过隔直电容 ( $0.01 \mu\text{f}$ ) 接示波器及 8—选频放大器, 然后接 X-Y 记录仪读出光电压信号。光束的横向扫描通过平动反射镜  $M_2$  实现。测量的增益系数沿管径分布如图 2 所示。图 3 画出了在不同电流下归一化的增益分布。由图 3 可知, 在放电管直径为 10 mm, 电流 6~19 mA 下的增益分布基本上与电流无关。增益测量的误差约 20%。测量的光电压信号沿管径的分布见图 4。其中光电压为相对值, 对  $\Delta V_{\text{max}}$  归一化。以上实验是在四种电流值下进行测量的。图中“O”, “×”, “●”, “△” 分别是  $i=6, 9, 13, 19$  mA 的实

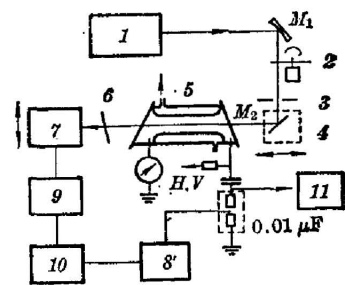


图 1 实验装置

Fig. 1 Experimental set-up

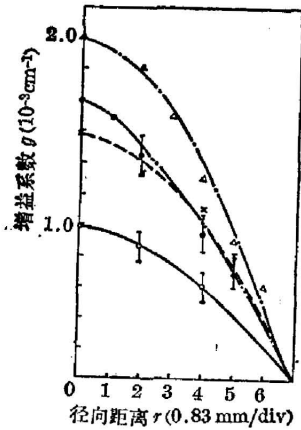


图 2 不同电流下增益系数的径向分布

Fig. 2 Radial distributions of gain coefficients on various current levels

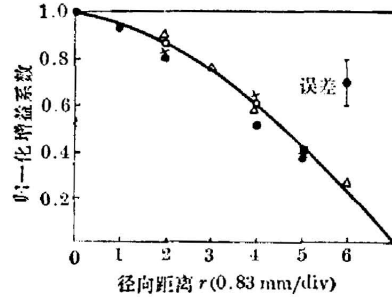


图 3 归一化的增益系数分布

Fig. 3 Normalized gain coefficient

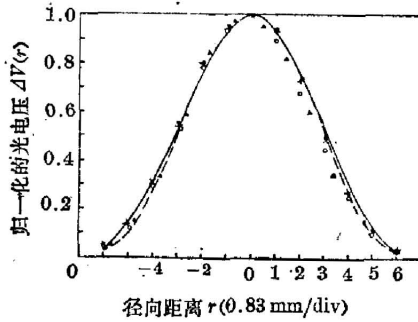


图 4 光电电压的径向分布

Fig. 4 Radial distribution of optogalvanic voltage

验点。由图 4 可见归一化的光电电压分布对电流变化也是不敏感的。

### 三、数值计算结果

在公式(16)中, 光电电压  $\Delta V$ , 增益  $g$ , 电子密度  $n_e$  和系数  $\beta_{th}$  均为空间坐标  $r$  的函数。为了计算  $\beta$  值, 必须计算气体温度  $T$ , 电子温度  $T_e$  及电离系数  $K_{ion}$  与  $r$  的关系。在本实验中, 动态阻抗  $(dV/di)_0$  和激光功率  $I\Delta s$  是常数, 所以

$$\Delta V(r) \propto g(r)n_e(r)\beta_{th0} \tag{17}$$

气体温度沿管径的分布为<sup>[4]</sup>

$$T = T_{wall} + \frac{(iV)J_0(2.4r/R)}{\pi b 2.5k}, \tag{18}$$

其中  $k$  为氦的热导率 ( $\sim 1.5 \times 10^{-8} \text{ W/cm}\cdot\text{°C}$ ),  $T_{wall} \sim 284 \text{ K}$ 。由此给出  $(E/N)$  值, 利用文献 [3] 给出  $T_e$ ,  $K_{ion}$  与  $r$  的关系。  $c$ ,  $\nu$ ,  $v^*$ ,  $v^{**}$ ... 的计算由文献 [5] 给出。我们计算了  $i = 6 \text{ mA}$  及  $i = 13 \text{ mA}$  两种情况, 得到的归一化光电电压值在图 4 中分别以实线和虚线表示。由图 4 可知, 理论模型与测量结果相合得比较好。但测量值与计算值有差别。这种差别有两

种原因: (1) 测量引起的, 主要是增益测量的误差较大 ( $\sim 20\%$ )。 (2) 理论模型的简化引起的。例如, 由于忽略超弹性的影响, 各类系数也就不是十分精确等。然而, 我们发现  $\Delta V(r)$  对  $\beta_{th}$  变化并不十分灵敏, 特别是在  $r$  较大处, 所以对结果影响亦不太大。

利用公式 (17), 给出一种测量电子密度径向分布的新方法。图 5 是测量的  $\Delta V(r)$ ,  $g(r)$  值及计算的  $\beta_{th}$  值代入公式 (17) 得到电子密度径向分布的实验曲线, 其中“○”与“●”分别对应  $i=6, 13\text{ mA}$ ; “·—”为零级贝塞尔函数  $J_0(2.4r/R)$ 。由于本实验中带电粒子消失的主要机理是双极扩散[见扩散方程(1)], 电子密度分布的理论曲线基本上是与电流无关的零级贝塞尔函数<sup>[3]</sup>。为了与测量值比较, 在图 5 中也画出了  $J_0(2.4r/R)$ 。对  $i=6\text{ mA}$  或  $i=13\text{ mA}$ , 电子密度  $n_e(r)$  的分布基本上符合零级贝塞尔函数。

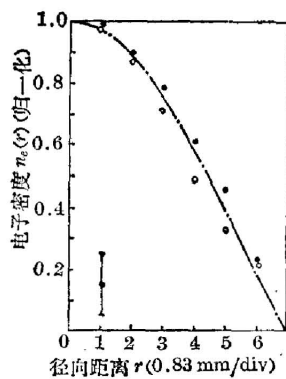


图 5 测量的电子密度的径向分布  
Fig. 5 Measured radial distribution of electron density

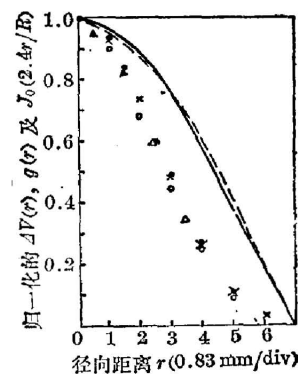


图 6 各种分布的比较  
Fig. 6 Several kinds of distributions

为了比较各种分布, 图 6 画出了归一化的光电压分布 (计算曲线), 其中“○”, “×”, “●”, “△”为测量的  $\Delta V$ , 虚线为归一化的增益分布 (测量曲线), 实线为电子密度分布 (电子密度修改为零级贝塞尔函数)。

## 四、结 论

本文给出了 CO 辉光放电正柱区产生的光电压信号与光学介质共振作用位置的关系。这一关系与实验结果相符得较好。因此可利用这一关系测量放电管中电子密度 (或介质增益) 的空间分布。基于这一原理, 我们也可利用光电流效应测量横向流动放电 CO 或 CO<sub>2</sub> 激光器的电子密度和增益分布。

## 参 考 文 献

- [1] C. R. Webster; *Rev. Scient. Instrum.*, 1983, **54**, No. 11 (Nov), 1454.
- [2] 王裕民等; 《光学学报》, 1983, **3**, No. 9 (Dec), 798.
- [3] Douglas L. Frangen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 4 (Apr), 400.
- [4] W. L. Mergan *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1977, **A16**, No. 3 (Sep), 1186.
- [5] 王裕民等; 《光学学报》(待发表)
- [6] C. E. Webb; *High-Power Gas Lasers* Edited by E. B. Pike.

## **Spatially resolved optogalvanic effect**

WANG YUMIN GUI ZENXIN ZHANG SHUNYI AND FENG JIANZHONG

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

(Received 23 March 1984; revised 20 July 1984)

### **Abstract**

Theory of the spatially resolved optogalvanic effect in a CO-discharge positive column is given. The theory has been found to agree well with experimental results. Based on this theory, a new method for measuring spatial distributions of electron density (or gain) in positive columns of discharge by means of optogalvanic effects is proposed.