

# 脉冲氙灯电极位降的测量

俞瑶金 范品忠 方无忌

(中国科学院上海光机所)

## 提 要

叙述了用探针法测量脉冲氙灯的电极位降的方法,对五种不同电极材料的脉冲氙灯进行了阴极位降和阳极位降的测定。实验发现脉冲氙灯的阴极位降近似地与电极材料的逸出功成正比。计算了阴极位降区的空间宽度和电场强度,理论和实验尚能一致。

## 一、引 言

脉冲氙灯是固体激光器中最常用的光泵光源,而电极是这种气体放电光源的重要组成部分。它除了参予气体的放电过程之外,电极材料的好坏往往影响光源的负载、寿命,甚至辐射效率,判断电极材料的好坏,除了材料的耐轰击、耐高温能力之外,主要是看其电子发射的性能,而决定电子发射性能优劣主要是材料的逸出功。但是材料逸出功的测量往往都是在高真空中进行的。至于在高真空状态下测得材料的逸出功和气体放电中电极性能的直接联系,这方面工作做得很少。本文试图从测量脉冲氙灯放电时的阴极位降和阳极位降来判断电极材料发射电子性能的好坏,寻找气体放电中电极位降和逸出功的关系,从而建立一种比较方便和直接判定电极材料发射电子性能优劣的测试方法。

## 二、测量原理和方法

关于脉冲氙灯阴极位降和阳极位降的报导比较少。Gonz<sup>[1]</sup>在测量氙等离子体电阻

率时,假设了阴极位降和阳极位降之和大致在10~20伏之间。Günther<sup>[2]</sup>用改变脉冲氙灯电极距的方法,测量了脉冲氙灯的阴极位降和阳极位降之和。他测得阴阳极位降之和在15~40伏之间,并和放电电流及气压有关。Günther的方法有一些缺点,首先只能测阴极位降和阳极位降之和,不能把它们分开。其次实验是从几支不同长度的灯中获得。由于灯的结构参数的变化和各支灯加工工艺中可能造成的不一致性,所以各个灯的性能很难保持一致(如气压等)。

考虑到脉冲氙灯放电基本上是弧光放电,其正柱区中的电位均匀分布,而孤立探针能测量弧柱中的电位<sup>[3]</sup>,因此我们用探针法来测量阴极位降和阳极位降。探针法的优点在于同一支灯中放置几枚探针就可以分别测出放电过程中的阴极位降和阳极位降,而且可以观察到它们在放电过程中随时间的变化。

如前所述,脉冲氙灯的放电基本上是一种类似电弧的放电,放电正柱区均匀占据阴阳极间的整个空间,即从阴极开始随离开阴极距离的增加各点电位呈线性增加。

收稿日期:1978年6月26日。

如图1所示, 设阴阳极间距离为  $L$ , 阴极位降为  $V_K$ , 阳极位降为  $V_A$ , 则电极两端电压  $V_L$  为

$$V_L = V_K + EL + V_A \quad (1)$$

其中  $E$  为正柱中场强。

若从灯的轴线上任取两点, 它们距阴极分别为  $l_1$  和  $l_2$ , 且  $l_2 = nl_1$ , 则:

$$V_{l1} = V_K + El_1 \quad (2)$$

$$V_{l2} = V_K + nl_1 E \quad (3)$$

由(2)和(3)可得

$$V_K = (nV_{l1} - V_{l2}) / (n-1) \quad (4)$$

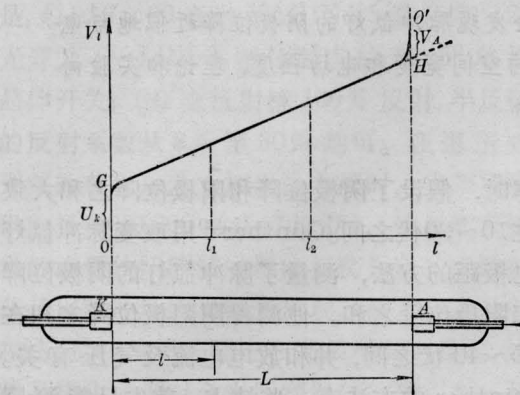


图 1

如果在灯的阴极和阳极间等距离放置两枚探针  $P_1$  和  $P_2$  (如图2所示), 即  $n=2$ ,  $l_{GP_1} = l_{P_2A} = l_{P_2H}$  测得放电时的  $V_{GP_1}$  和  $V_{GP_2}$ , 由公式(4)可得  $V_K$ 。

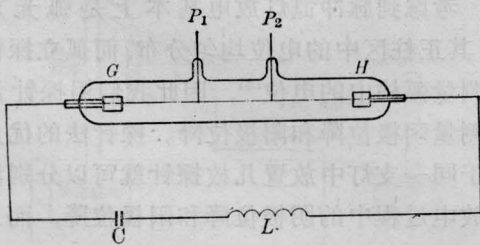


图 2

上述结果是当放电电容器相对地正充电时获得的结果, 如果我们使放电电容器相对于地负充电, 则由于极性相反测得为阳极位降  $V_A$ 。

若放电回路中电感很大, 使放电呈阻尼

振荡, 由于正半周和负半周极性相反, 则可同时测得阴极和阳极位降随时间的变化。

图3为测量线路方框图。  $r_0$  为同轴低感电阻, 用作监视放电电流,  $r_1$  和  $R_1$ ,  $r_2$  和  $R_2$  分别组成两个电阻分压器, 分压比为1%量级, 其阻值由电桥测定,  $R_1$  和  $R_2$  阻值  $\sim 1$  兆欧量级。

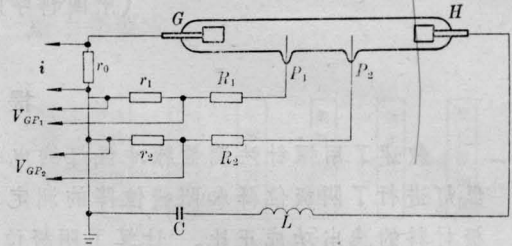
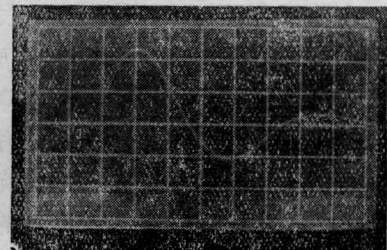


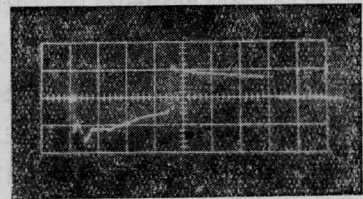
图 3

用双线示波器同时拍摄经过分压器的  $V_{GP_1}$  和  $V_{GP_2}$  波形, 将  $V_{GP_1}$  乘以倍率  $n$ , 将这二波形相减 (示波器减法装置) 则可获得  $V_K$  随时间的变化波形。

图4为根据上述原理得到的阴极位降和阳极位降示波图 (灯尺寸和放电参数见下)。



(a) Ce-W 材料的电压波形图



(b) Ce-W 材料的电极位降波形图, 第一波形为阴极位降, 第二波形为阳极位降

图 4

### 三、测量结果

我们选用了五种不同的电极材料, 钇钨

(Y-W)、铈钨(Ce-W)、钍钨(Th-W)、锆钨(Zr-W)、钨(W)。前四种材料中, Y、Ce、Th、Zr 的含量约为 2%。实验所用氙灯尺寸为  $\phi 10 \times 60$ , 带有两个探针, 两探针及探针与电极间的距离均为 20 毫米左右, 氙气压为 200 托, 放电电感  $L=600$  微亨,  $C=1065$  微法,  $V_0=800$  伏。充电电源可以对地正充电, 也可对地负充电。为进行比较, 每支灯的另一端均用 Ce-W 作为参考电极。

表 1 是实验用灯的探针间距。表 2 列出了五种电极掺杂材料的逸出功以及所测得的阴极位降和阳极位降。这里需要指出的是,

表 1 实验用探针距离

灯号	$GP_1$ (毫米)	$P_1P_2$ (毫米)	$P_2H$ (毫米)
Y-W-1	20.4	20.9	19.8
Th-W-1	20.0	20.9	20.9
Th-W-2	19.7	20.7	20.4
Zr-W-2	20.4	20.4	20.4
W-1	20.4	20.5	20.8
W-2	20.1	20.6	20.3
Ce-W-1	19.6	20.9	21.0
Ce-W-2	19.7	20.9	20.4

表 2 五种电极的掺杂材料逸出功和测量的阴极位降和阳极位降

灯号	材料	逸出功** $\phi$ (电子伏)	$\phi/\phi_{Ce}$	第一半周		第二半周	
				第一半周	第二半周	第一半周	第二半周
Y-W-1	Y	2.7	0.96	9.6	9.2	9.2	5.5
Th-W-1	Th	3.4	1.21	12.7	13.9	7.7	4.5
Th-W-2							
Zr-W-2	Zr	3.8	1.36	12.9	16.5	10.5	5.5
W-1	W	4.5	1.61	16.5	20.0	9.9	5.1
W-2							
Ce-W-1	Ce	2.8	1.00	11.4	11.4	8.9	14.9
Ce-W-2							
				阴极位降		阳极位降	

\* 对应峰值电流约 350 安培

\*\* 除 Y 外掺杂材料逸出功取自 [6]

根据我们制灯过程的工艺条件, 认为它们不可能是薄膜电极或氧化物电极。因此表 2 中取用掺杂材料的逸出功。表中的数据为多次测量平均值。

实验结果表明:

1. 同一支灯不同次实验测得的阴极位降和阳极位降符合较好, 偏差约为  $\pm 10\%$  左右。但同一电极材料不同灯的结果偏差约为  $\pm 25\%$ 。说明电极位降的大小除了和电极材料性质有关外, 还和其它因素如充气气压、结构参数等有关。

2. 阴极位降大小顺序与电极材料逸出功的大小顺序相同, 在实验误差范围内阴极位降近似与电极材料的逸出功成正比。

3. 从放电的第一半周和第二半周获得的阴极位降大约相同可以看出, 在我们的实验条件下, 阴极位降与放电电流关系不大。

4. 实验发现阴极位降大的材料, 其阴极溅射现象严重。Zr-W-2、W-1 和 W-2 灯因溅射使灯管发黑, 而 Y-W-1、Ce-W-1、Ce-W-2、Th-W-1、Th-W-2 等在我们实验过程中始终保持光亮, 没有发现溅射现象。

5. 第一半周和第二半周的阳极位降几乎差一倍, 这说明阳极位降随灯电流的增加而增大。

#### 四、阴极位降区的空间宽度和电场强度

从气体放电的特性中知道<sup>[4]</sup>电子由阴极发射时将通过一阴极区, 阴极区包括两部分, 一是阴极暗区, 它的宽度约低于电子在气体中的平均自由程, 另一是明亮的游离区, 它的宽度大约为一个电子的平均自由程, 即大约  $10^{-4}$  厘米量级。阴极位降是由阴极区的存在而产生的, 它使所有电子经过阴极区时获得能量  $eV_K$  ( $V_K$  为阴极位降), 从而使气体原子游离和激发。阴极位降的存在对阴极的溅射起十分重要的作用, 当阴极位降不大时, 阴极

暗区有足够的电子保护阴极,使阴极少受正离子轰击;当阴极位降足够大时,大量的正离子除中和一部分电子外,还有足够的正离子轰击阴极使之引起溅射,为了计算阴极位降区的场强和它的空间宽度,我们作以下的计算<sup>[5]</sup>:

令

$$j = \rho v \quad (1)$$

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = eV_K \quad (2)$$

$$\frac{dV_K}{dx} = E \quad (3)$$

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi\rho \quad (4)$$

其中

$j$ ——电流密度

$\rho$ ——电子密度

$v$ ——电子速度

$m_e$ ——电子质量

$e$ ——电子电荷量

$V_K$ ——阴极位降

$E$ ——电场强度

$x$ ——阴极位降区空间宽度

由(1)和(2)得

$$j = \rho (2e/m_e)^{1/2} V_K^{1/2} \quad (5)$$

由(4)和(5)得

$$j = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} V_K^{1/2} \frac{dE}{dx} \quad (6)$$

由(3)和(6)得

$$j = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} V_K^{1/2} \frac{d^2E}{dx^2} \quad (7)$$

即

$$\frac{d^2V_K}{dx^2} = \frac{4\pi j}{\left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} V_K^{-1/2}} \quad (8)$$

又

$$\frac{dV_K}{dx} = E$$

$$\therefore \frac{d^2V_K}{dx^2} = E \frac{dE}{dV_K} \quad (9)$$

$$\therefore E \frac{dE}{dV_K} = \frac{4\pi j}{\left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2}} V_K^{-1/2} \quad (10)$$

$$\therefore \int_0^E E dE = \frac{4\pi j}{\left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2}} \int_0^{V_K} V_K^{-1/2} dV_K \quad (11)$$

得

$$\frac{1}{2} E^2 = \frac{4\pi j}{\left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/2}} 2V_K^{1/2} \quad (12)$$

$$E = 4 \left( \frac{\pi j}{2e} \right)^{1/2} V_K^{1/4} \quad (13)$$

同理可得

$$\int_0^{V_K} V_K^{-1/4} dV_K = \frac{4(\pi j)^{1/2}}{\left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/4}} \int_0^x dx \quad (14)$$

$$\therefore x = \frac{\left( \frac{2e}{m_e} \right)^{1/4}}{3(\pi j)^{1/2}} V_K^{3/4} \quad (15)$$

其中  $\frac{2e}{m_e} = 10^{18} (esu)$ , 在我们的实验条件下取  $j = 500$  安/厘米<sup>2</sup>,

$$j = 1.5 \times 10^{13} esu$$

阴极位降

$$V_K \approx 10 \text{ 伏} = \frac{1}{3} \times 10^{-1} esu$$

代入(13)和(15)得

$$E \approx 3.5 \times 10^4 \text{ 伏/厘米} \quad (16)$$

$$x \approx 3.79 \times 10^{-4} \text{ 厘米} \quad (17)$$

我们得到脉冲放电氙灯中阴极位降区的电场强度大约为  $\sim 10^4$  伏/厘米, 它的空间宽度为  $\sim 10^{-4}$  厘米, 这一结果和气体放电理论中关于弧光放电的阴极位降区大约为一个电子的平均自由程  $\sim 10^{-4}$  厘米基本符合。

## 五、讨 论

用探针法测量脉冲氙灯的电极位降比前人所做的工作有所改进。它只需要在一支灯  
(下转第 16 页)

### 三、激光器系统输出性能和存在问题

上述结构的万兆瓦级的激光输出特性如表2所示。激光束存在着较严重的像散现象。在用直径为60毫米的相对孔径 $f/1$ 的透镜聚焦时,子午光束与弧矢光束的像点之差达到 $\sim 30$ 微米。主要原因除了采用自然扩束的球面波锥形光束放大外,有些是光学元件的面形误差造成的。特别是玻璃偏振堆 $P_5$ 和 $P_6$ 对像散的贡献最大。对于这种像散现象,除了精选光学元件和提高加工精度外,已经采用离轴透镜进行补偿。

表2 激光总体输出特性

波长 1.06 微米	光束发散角 $< 1$ 毫弧度(全角)
脉宽(全) 7~8 毫微秒	器件效率 $\sim 0.04\%$
上升时间 $< 1$ 毫微秒	“噪声”能量* $< 0.1$ 焦耳
能量 65~80 焦耳	像散 20~50 微米
功率 $1.5 \sim 2.0 \times 10^{10}$ 瓦	能量信噪比 $\sim 10^3$

\* “噪声”能量是指迭加在输出主脉冲上的“噪声”背景辐射的总量。

由于放大器口径扩大,光泵的不均匀性造成的热双折射对激光波面的影响也严重。为此,除了采用多灯照明外,更大口径的放大器将采用片状放大器的结构。

在本台器件高能量运转实验中,往往出现破坏。首先总是在钹玻璃棒正、反向激光

输出端中心形成破坏性的小斑点,然后在玻璃内部产生自聚焦破坏光丝,同时也观察到逐渐扩大面积的表面破坏。实验中表面破坏往往较严重,其阈值甚至低于体内破坏阈值。所用的钹玻璃破坏阈值一般约为5焦耳/厘米 $^2 \cdot 10$ 毫微秒。但由于振荡器输出光束本身空间强度分布的不均匀性以及器件结构存在着衍射源(可能是主要由限孔光阑系引起的),实际上总是在平均激光功率密度低于破坏阈值的情况下,就引起严重的局部破坏。由于钹玻璃破坏等原因,造成在总体运转次数不大于10次后输出能量便开始迅速下降。因此,必须提高钹玻璃的负载强度以及研究光束的传输方式,以克服自聚焦。

本台器件对反向激光的隔离能力尚嫌不足,更大口径、高隔离比和对光吸收低的隔离元件仍应发展;主激光脉冲的信噪比还有待于进一步提高。

本器件输出的激光束曾用于多次加热等离子体的研究中,1973年底在照射氘化聚乙烯 $[(CD_2)_n]$ 和氘化锂(LiD)平面靶时获得中子输出,中子数为 $\sim 10^3$ 个/脉冲。

#### 参 考 文 献

- [1] J. Nuckolls *et al.*; *Nature*, 1972, **239**, No. 5368, 139~142.
- [2] K. A. Brueckner; KMSF-NP5 (1972).
- [3] 林礼煌,陈时胜等,“双普克耳斯电光开关”,《激光》,1979, **6**, No. 1, 4~9.

(上接第44页)

内放置两枚探针就可分别测出阴极和阳极位降,通过示波器直接观察到电极位降在放电过程中随时间的变化。实验中发现电极位降波形基本上为方波,它的前沿和后沿比较陡。在纯电容放电中,曾看到电流波形和阴极位降波形之间有一位相差。关于阴极位降在放电过程中特别是对于电极的发射机制所起的作用,我们认为可以进一步分析研究。

#### 参 考 文 献

- [1] J. H. Goez; *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, No. 3, 742
- [2] K. Günther; *Beitragen aus der Plasma Physik*, 1968, **8**, No. 5, 384.
- [3] W. Finkelnburg, H. Maecker; *Elektrische Bögen und Thermischer Plasma*, p. 381.
- [4] 卡普卓夫,“气体中的电现象”(中译本)。
- [5] A. Von Enged, *Ionized Gases*, 1965.
- [6] D. E. Gray 编, *American Institute of Physics Handbook*.