

低击穿电压氦-氖激光管 击穿过程的理论分析

胡志强 施迎难

(清华大学无线电电子学系)

齐小石 肖建宁

(北京科学仪器厂)

提要: 本文报道了对氦-氖激光管击穿过程的理论分析。根据分析结果,提出一种关于击穿电压降低的新的机理解释。理论分析与实验结果较好地符合。

Theoretical analysis on the breakdown process of He-Ne laser tubes with low breakdown voltage

Hu Zhiqiang, Shi Yinnan

(Department of Radio-Electronics, Qinhua University)

Qi Xiaoshi, Xiao Jianning

(Beijing Scientific Instruments Factory)

Abstract: This paper presents our theoretical analysis on the breakdown process of He-Ne laser tubes. Based on the analytical results, a new explanation of the mechanism of lowering breakdown voltage is given. The theoretical analysis is found to agree fairly well with the experimental results.

文献[1]首先报道了一种降低氦-氖管击穿电压的新结构。不少单位进行研制和生产,重复获得了降低击穿电压的实验结果。但是,对于降低击穿电压的机理,一直存在不同的看法,《中国激光》杂志发表了七篇文章^[1~7],实验结果大多一致,理论分析针锋相对。现已接近建立正确的击穿机理的阶段。这一课题的解决,不仅有助于解释有关的实验现象,而且有可能设计出更新的低击穿电

压激光管。

我们根据普通型和改进型氦-氖激光管的结构尺寸和气体数据,尽量保证关键区间(如阴极圆筒)的精确性,运用气体电子学资料^[2],对击穿过程初始阶段带电粒子的产生和运动;玻壁表面电荷的形成过程;空间电位分布;电子雪崩增长率等进行计算分析。

收稿日期:1983年5月26日。

收到修改稿日期:1984年7月7日。

一、激光管内静电场的分布

我们制作了三种典型实验管如图1所示。(a)普通型,即一般击穿电压管;(b)和(c)是改进型,即低击穿电压管,装配相同尺寸的毛细管。三种管型均采用相同尺寸的圆筒形铝阴极、钨杆阳极、玻璃毛细管和管壳。

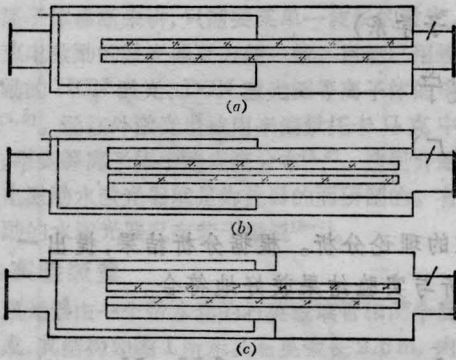


图1 同轴式激光管的结构

隔套和隔板的作用是将放电空间分割开来,迫使两电极间气体放电必须通过细长的毛细管。例如一只普通型氮-氮管击穿电压3947 V,工作电压1518 V。毛细管断裂后,放电直接在电极间进行,击穿电压下降到911 V,工作电压304 V。

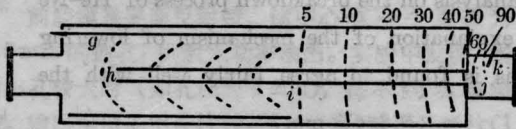


图2 氮-氮激光管内静电场的分布

用电解槽模拟法测出了在阳极与阴极之间加上直流电压时,普通型管内的静电场分布如图2所示。阴极为零电位,阳极为100%正电位,其它等位面注明相对电位值(如20%极间电压以20表示)。阴极筒内为弱场强空间,其中局部为零电位。阳极附近是很不均匀的强电场空间。阴极筒外的毛细管处在近似轴对称、纵向分布不太均匀的中等

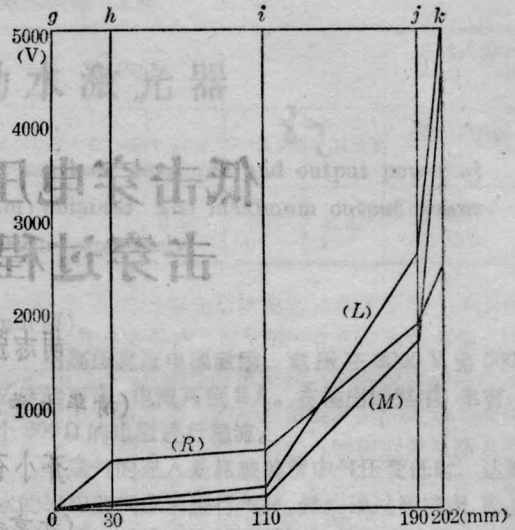


图3 放电通道的电位分布

场强空间。图2中g为阴极筒前部;h为毛细管前端口;i为毛细管中点,对应于阴极筒后端口中心;j为毛细管后端口;k为阳极。

电极形状尺寸和所加电位是决定静电场分布的边界条件^[8],故改进型管内静电场分布与图2相同。

在氮-氮管极间加上5000 V电压产生静电场(从阴极经毛细管到阳极),放电通道中,各关键位置的电位分布如图3(L)所示。纵坐标为电位,横坐标为距离,并在图上标明相应的位置。

二、表面电荷的形成及其影响

各种自然电离因素作用下,不加电压的氮-氮管内气体中经常有电离过程发生,与复合过程平衡后,每立方厘米气体中约有几百个电子和正离子存在,称为剩余电离。这是任何时候对激光管加上足够电压后可以产生自持放电的必要条件。

直流电压加到电极间,立即出现静电场。剩余电离的带电粒子在静电场作用下分别向两电极运动。在较强电场处运动的电子获得足够的动能后,可以与气体原子碰撞使原子

电离,产生新的自由电子和正离子。带电粒子在气体中运动时不断与气体原子碰撞,走过曲折复杂的路程。但总趋势总是电子移向阳极,正离子移向阴极。

根据气体电子学理论算出电子在气体中的平均自由程为 $0.22\sim 0.32\text{ mm}$,正离子为 $0.05\sim 0.08\text{ mm}$ 。带电粒子通过又细又长的毛细管很不容易。到达电极的带电粒子通过外回路形成电流,更多的带电粒子落到玻璃壁上形成表面电荷或复合为中性粒子。

各区剩余电离的全部电子到达阳极、玻璃壁之前,在静电场作用下发生的电子雪崩过程称为首批电离。

假设剩余电离的平均电子密度为 N 。用电解槽模拟法测出管内各处的电位分布(见图2详细),求出各处的电场强度。参阅文献[9]确定第一汤生电离系数 α 值,按汤生电子雪崩公式算出首批电离。分别按普通型管击穿电压 5000 V 、改进型管击穿电压 2500 V 进行计算。首批电离期间,气体中带电粒子浓度很低,大部份空间电场较强,带电粒子运动以定向运动为主,未考虑空间复合过程,不影响得出结论。

阴极前部是弱场强区,正离子到阴极。电子雪崩较弱,在图2所示静电场聚束作用下,首批电离的电子(含剩余电离数)少数进入毛细管前孔,多数落到毛细管端面或相应的玻璃壁上形成表面负电荷。

阳极旁静电场最强,电子雪崩较强,电子基本上被阳极吸收。少数正离子进入毛细管后端口,多数落到毛细管端面或其它玻璃零件表面。

毛细管外壁与管壳之间的体积较大,后半部分有较强的静电场作用。电子在频繁的碰撞过程中产生电子雪崩,首批电离数占全管的绝大部分。某种带电粒子到达电极,另一种带电粒子在玻璃壁上形成表面电荷,同时可吸引部分异号带电粒子发生管壁复合过程。

我们算出了首批电离后瞬间管内各处玻璃表面电荷分布如图4所示。“+”号表示正电荷,“-”号表示负电荷,符号密度表示表面电荷密度的相对大小。玻璃隔套与隔板不太厚,当研究离壁较远处的电场时,可近似认为玻璃壁带有一种(净余)表面电荷。例如图4(e)改进型管阴极筒内玻璃隔套的内表面正电荷密度为 $3.78N\times 10^6\text{ 个/cm}^2$,外表面带负电荷密度为 $2.91N\text{ 个/cm}^2$ 。隔套具有净余的表面正电荷密度 $3.78N\times 10^6\text{ 个/cm}^2$ 。又如如图4(d)普通型管毛细管后端的隔板内表面有负电荷 $8.47N\times 10^5\text{ 个/cm}^2$,外表面有正电荷 $14.2N\text{ 个/cm}^2$,净余表面负电荷 $8.47N\times 10^5\text{ 个/cm}^2$ 。

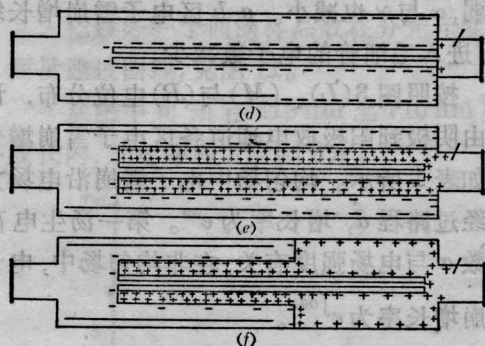


图4 首批电离后瞬间的表面电荷分布

首批电离后,在电极和表面电荷共同作用下,管内放电通道的电位分布如图3所示。普通型管加 5000 V 电压,关键位置的电位分布如图3中(M)折线所示,改进型(b)管加 2500 V 电压的电位分布如(R)折线所示。

三、降低击穿电压的机理

紧接首批电离之后,极间电压基本不变,电子雪崩继续发展。管内玻璃零件表面形成的电荷分布对着火电压影响极大,改进型管表面电荷产生的电场与电极电场作用基本一致。图3(R)表明毛细管前端电位升高, $g-h$ 间场强增大,电子雪崩增强,并使第二汤

表1 放电通道各区间电子雪崩增长率

管型 (图1)	电压 (V)	电位分布 (图3)	$g-h$	$h-i$	$i-j$	$j-k$	$g-k$
(a)	5000	L	1.11	1.72	3.80×10^{13}	2.69×10^4	1.97×10^{18}
		M	1.04	1.15	6.50×10^{11}	4.01×10^4	3.1×10^{16}
(b)	2500	L^*	1.04	1.13	1.19×10^{10}	1.79×10^4	2.49×10^{14}
		R	9700	1.10	1.10×10^{10}	3.50×10^3	4.11×10^{17}

L^* 组是改进型(b)管刚加上 2500 V 电压的计算值。这时可忽略表面电荷作用,管内静电场分布与 L 相似,相应点电位绝对值为 L 的一半。

生电离系数 γ 增大,阴极电子发射增加。由 $g-h$ 区进入毛细管的电子数增加。

普通型管的毛细管被负表面电荷包围,产生的表面电荷场基本上与静电场的作用相反。使毛细管前部电位下降, $g-h$ 区间场强减弱, α 与 γ 也减小。 $g-h$ 区电子雪崩增长缓慢,进入毛细管的电子数减少。

按照图 3(L)、(M)与(R)电位分布,计算由阴极到阳极放电通道各区电子雪崩增长率如表 1 所示。均匀场中电子雪崩沿电场方向经过路程 d ,增长率为 $e^{\alpha d}$ 。第一汤生电离系数 α 与电场强度有关,在非均匀场中,电子雪崩增长率为 $e^{\int \alpha dx}$ 。

由表 1 可见: ① 普通型管加 5000 V 电压,沿放电通道的总电子雪崩增长率在首批电离后下降到原来的 1.5%; ② 改进型(b)管只加 2500 V 电压,总电子雪崩增长率在首批电离后增加到原来的 1650 倍。对图 1(c)管的计算结果也相似; ③ 首批电离后瞬间,在极间电压与表面电荷的共同作用下,改进型管加 2500 V 电压的总电子雪崩增长率已经超过加 5000 V 电压的普通型管的水平; ④ 氩-氟管击穿初始阶段在管内出现的表面电荷分布对放电通道电子雪崩增长率的影响,是改进型管可以降低(40~50%)击穿电压的重要因素。

如果考虑到毛细管的长度是内半径的 270 倍,内半径是电子平均自由程的 2~3 倍。带电粒子通过毛细管时(特别是 $h-i$ 区间场

强极弱),在管壁损耗很大,表 1 $g-k$ 栏给出的总电子雪崩增长率均应降低 2~3 个数量级。

表面电荷出现后,改进型管在 $g-h$ 区间的电子雪崩增长率比其它三组强得多,使进入毛细管的电子数大大增加,保证较多电子通过 $h-i$ 区间,对降低击穿电压有很大作用。

普通型管极间电压虽高,首批电离后表面电荷作用下 $j-k$ 区间场强极大,相应的第一汤生电离系数已进入饱和区^[9], α 值不再增加。所以,这段电压降对实现击穿的贡献不大。

四、辉光放电的形成

表 1 数据表明,氩-氟管刚加上触发电压,表面电荷可以忽略不计,加 5000 V 电压的普通型管比加 2500 V 电压的改进型管的放电通道总电子雪崩增长率大 7910 倍。在击穿的初始阶段,首批电离后,表面电荷发生明显作用时,改进型管总电子雪崩增长率比普通型管大 12 倍。随着击穿过程的进一步发展,将继续积累表面电荷。一直到击穿过程结束,形成稳定的直流辉光放电后,放电通道内电流密度已经增加十几个数量级,有大量的带电粒子,空间电荷作用非常大,对带电粒子的产生和运动起支配作用。阴极附近是辉光放电的阴极位降区,厚度几毫米,阴极位降

200 V 左右, 主要由正空间电荷构成的电位分布决定电子雪崩增长率和 γ 值。毛细管内充满稠密的等离子体, 带电粒子浓度达 10^{16} 个/cm³ 以上。带电粒子通过双极扩散在毛细管内壁上的复合过程相当显著, 内壁带负电, 在等离子体和内壁之间正空间电荷形成德拜层。毛细管纵向电场强度接近 100 V/cm。紧靠阳极表面有一个阳极区(厚度在毫米范围), 电压降不大(一般不超过 10 V)。

上述辉光放电三个部分的电位分布主要由放电电流中空间电荷分布所决定。而后者取决于: ① 放电电流强度; ② 气体压强和成份; ③ 电极材料、形状尺寸和位置; ④ 毛细管内直径和长度。我们讨论的普通型管和改进型管(为了对照)在这几个方面都是一样的。所以, 大量实验表明, 两种管型的工作电压基本相同(例如 1700~1800 V)。这时玻壁表面电荷对放电的影响已退居次要地位。改进型管没有降低工作电压的功能。

五、结 论

1. 改进型管降低击穿电压的关键, 是在击穿过程初始阶段, 表面电荷增大阴极附近

场强, 提高总电子雪崩增长率及汤生 γ 系数。

2. 把阴极圆筒简化为平板形对于探讨降低击穿电压的机理, 曾经起过好作用^[3]。但是, 阴极圆筒内的电位分布对击穿过程关系甚大, 为了深入讨论击穿机理, 已经不宜再继续简化为平板。并且, 应该逐点或分段分析毛细管内的电位分布。

3. 如果能采取措施, 在击穿过程初始阶段提高阴极附近场强; 改变电场分布有利于吸引更多的电子进入毛细管前端口, 并通过毛细管(如 $h-i$) 弱场强区。有可能降低其它毛细管型激光器的击穿电压。

参 考 文 献

- [1] 高全生等;《激光》, 1980, 7, No. 9, 19.
- [2] 殷一贤等;《激光》, 1981, 8, No. 12, 44.
- [3] 殷一贤等;《激光》, 1982, 9, No. 10, 660.
- [4] 高全生等;《中国激光》, 1983, 10, No. 1, 53.
- [5] 马有年;《中国激光》, 1983, 10, No. 1, 56.
- [6] 刘志国;《中国激光》, 1984, 11, No. 3, 191.
- [7] 杨正名;《中国激光》, 1984, 11, No. 5, 317.
- [8] 解广润编著;《高压静电场》, 上海科技出版社, 1962年.
- [9] S. C. Brown; Basic Data of Plasma physics, M. I. T. Press, Cambridge, Mass(1966).

(上接第 212 页)

生的二次谐波, 窄带产生的 $2\omega_0$ 较强, 并有加宽和分裂现象^[3]。但宽带激光以同样条件打靶产生的 $2\omega_0$ 要弱得多, 无分裂, 有一定的宽度。这是宽带激光本身的频宽引起的, 如图 11 所示, 它们的黑密度曲线见图 13(a) 和 (b), 由于宽带激光的单色激光功率密度比相同输入能量的窄带激光功率密度低, 相应地激光与等离子体非线性相互作用要弱, 产生的二次谐波也应弱。实验中初步证实了这一点。考虑到宽带激光在靶面的功率密度较窄带低, 这一点我们还有意使窄带激光离焦

打靶, 结果是产生的二次谐波虽无分裂, 但其强度仍比宽带激光产生的 $2\omega_0$ 强, 频谱窄, 如图 12。而图 13(c) 是相应的黑密度曲线。

参加本工作的还有何兴法、谢梓铭、毕无忌、赵志文等同志, 此外作者向六路运行组全体工作人员表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 邓锡铭等;《光学学报》1983, 3, No. 2, 99.
- [2] 谭维翰等;《科学通报》, 1983, 20, 1234.
- [3] 邓锡铭等;《光学学报》, 1982, 2, No. 3, 193.