

低气压介质阻挡放电击穿特性的研究

凌一鸣

(东南大学电子工程系, 江苏南京 210018)

摘 要: 实验研究了在 He、Ne、Ar 中低气压低频介质阻挡放电的击穿特性. 这种介质阻挡放电的电流波形是一系列脉冲, 它是由外电场作用下的电子繁流和壁电荷电场对繁流的猝灭作用的结果. 考虑了击穿过程中带电粒子的扩散损耗, 实验研究和理论分析表明其击穿电压明显高于按 Paschen 定律计算所得结果, 并分别依赖于气压和极间距离, 而不是两者的乘积. 离子诱导二次电子发射系数和击穿瞬间的电子平均能量也可用测量其不同极间距离的击穿特性来近似地确定, 本文讨论了这种放电击穿特性的实验结果和理论分析.

关键词: 介质阻挡放电; 气体放电; 击穿特性; 击穿电压

中图分类号: 0461 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2006) 11-1966-04

Study on Breakdown Characteristic of Low Pressure Dielectric Barrier Discharge

LING Yi-ming

(Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing, Jiangsu 210018, China)

Abstract: Breakdown characteristics of the low-frequency dielectric barrier discharge (DBD) at low pressure are investigated experimentally in He, Ne and Ar. The current waveform of this DBD is a series of pulses that is caused by the results of the electron avalanches under the action of the applied field and the quenching effect of the wall-charges field on the avalanches. The experimental investigation and the theoretical analysis on its breakdown characteristics indicate that its breakdown voltage is higher than that calculated by Paschen law and depends respectively on the filled-gas pressure and the distance between the electrodes, instead of their product, due to considering the diffusion loss of the charged particles in the breakdown processes. The ion-induced secondary electron emission coefficient and the mean electron energy at the breakdown moment can also be determined approximately by measuring the breakdown characteristics of the discharge tubes with different distance between the electrodes. The experimental results and the theoretical analysis of this DBD are discussed in this paper.

Key words: dielectric barrier discharge; gas discharge; breakdown characteristics; breakdown voltage

1 引言

介质阻挡放电是一种特殊类型的气体放电, 其电极表面覆盖一层绝缘介质层, 可用交流或高频电场激励^[1]. 它已广泛用于臭氧合成^[2]、紫外与真空紫外辐射的产生^[3]、环保^[4]、气体激光器激励^[5]和等离子显示^[6]等方面, 尤其, 近来低密度扩散型介质阻挡放电的研究提出了这种“柔和”等离子体还可用于杀菌、消毒、选择性影响生物细胞等方面^[7], 因此深入研究其特性和机理就显得格外重要.

气体放电击穿特性的研究对了解其机理和应用是十分重要的. 根据汤生放电理论, 在极间电场作用下, 一个从阴极发出的电子通过极间距离 d 由于电离碰撞产生 $i \exp(\alpha d) - 1$ 个新电子, 式中 α 为电子沿电场方向行进一厘米所产生的电离碰撞数, 这就是常说的“电子繁流”, 气体放电理论分析中常用的经验公式是

$$= A p \exp(-B p / E) \quad (1)$$

式(1)中 p 为放电容器中的气压, E 为极间电场, A 、 B 为已知的气体经验参数. 对于惰性气体, 用下式更为合适^[8]:

$$= C p \exp[-D (E / p)^{1/2}] \quad (2)$$

式(2)中 C 、 D 也是已知的气体经验参数.

若极间电压上升到某一临界值 V_s , 即击穿电压, 电流迅速增加, 并导致建立自持放电, 如辉光放电或弧光放电等. 据气体击穿条件, $i \exp(\alpha d) - 1 = 1$, 可以得到气体放电击穿电压 V_s 仅与气体压力 p 和极间距离 d 的乘积有关, 这就是人们熟知的 Paschen 定律^[8,11], 即

$$V_s = \left[\frac{D^2 p d}{\ln \frac{C p d}{\ln(1 + 1/i)}} \right]^{1/2} \quad (3)$$

式(3)中, i 为离子诱导二次电子发射系数. 据式(3)可见, 击穿电压在某一 $(pd)_{min}$ 时有一最小值 $V_{s,min}$. 然而, 上述的分析

结果是在假设忽略复合和扩散损耗以及电极是无限大平行板(即均匀电场)的前提下推导的.事实上,有电离就有消电离,有浓度梯度就有扩散,两者是并存的,实际上,这种损耗是不能被忽略的.本文考虑了扩散损耗和有限放电容器的情况下,对低气压下低频介质阻挡放电的击穿特性进行实验和理论研究.

2 介质阻挡放电的机理和概念

就放电机理而言,介质阻挡放电是由外电场 E_1 作用下的电子繁流和壁电荷电场 E_2 对繁流的猝灭作用的结果(图 1).也就是说,在外电场 E_1 的作用下,电极之间产生电子繁流,它所产生的带电粒子沉积在介质层上形成壁电荷,壁电荷的电场总是与外电场 E_1 相反,以致引起电子繁流的猝灭.当外电场极性相反时,又发生上述同样的过程.因此,介质阻挡放电包含着放电的产生和猝灭的暂态过程,它只能被交流激励,不能被直流激励,是一种非自持放电或无声放电,它不同于辉光放电,其电子发射是

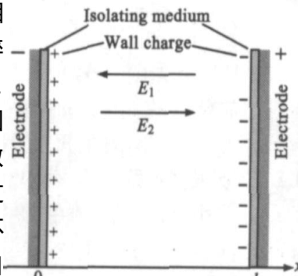


图 1 电场分析示意图

从介质表面的二次电子发射而不是从金属表面的二次电子发射.如果外电场的频率很高,以致带电粒子在外电场半周期内只能在极间振荡而不能到达介质层时,放电就成为射频放电或微波放电.

气体放电的形态在某种程度上依赖于充气压力,高压的介质阻挡放电由于高压放电的箍缩效应,总是呈现为许多微放电.但中低气压下的介质阻挡放电由于双极扩散效应倾向于较均匀的辉光形式而不是微放电,譬如,上述的低电流密度扩散型介质阻挡放电就是中低气压介质阻挡放电的一个例子.

3 低气压介质阻挡放电击穿特性的实验观测

3.1 实验装置

低频低气压介质阻挡放电现象可用图 2 所示的实验装置来观察,它包括放电管和测量电路,放电管由一段半径为 2.5cm 的圆玻璃管和两块平板玻璃(厚为 0.14cm)构成,这平板玻璃也兼作绝缘介质层,一对铝电极粘贴在这对平板玻璃外,并通过电阻 r (在我们的实验中, $r = 10k$) 接到可调高压

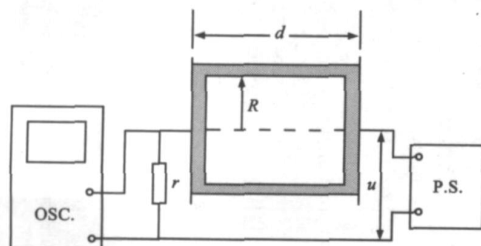


图 2 观测低频低气压介质阻挡放电的实验装置. OSC.: 双通道数字实时示波器; P.S.: 可调高压交流电源

50Hz 交流电源,将电阻 r 上的电流波形显示在示波器上,两个不同极间距离 d ($d_1 = 3.2\text{cm}$, $d_2 = 4.8\text{cm}$) 而相同半径的放电管同时接到真空系统以改变充气压力.

3.2 放电现象

在 Ar 气中,气压为 0.35 Torr,不同外电场情况下低频介质阻挡放电的电流波形如图 3 所示,在 He、Ne 气中,不同气压、不同极间电压下,也有类似图 3 的电流波形,只有当极间电压上升到某一值 V_s (正弦波的幅值) 时,即击穿电压,第一对脉冲才出现在示波器的屏上(图 3(a)),然后,随着极间场强的增加先后出现一系列的脉冲,其脉冲幅值几乎与外加场强无关,但明显随击穿电压的增加而增加,相邻两脉冲之间的时间间隔随外电场的增加而减小,这些脉冲之一的波形如图 3(c) 所示.

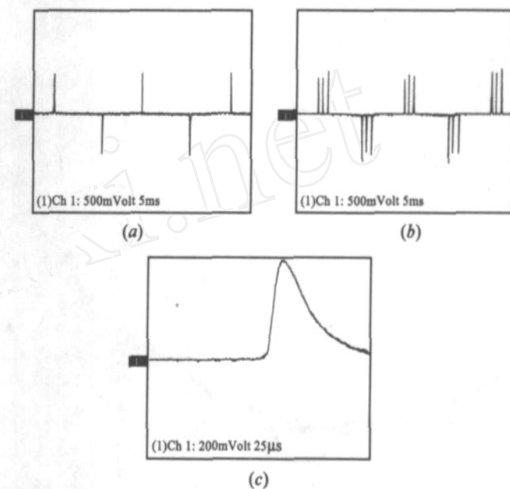


图 3 在氩气中气压为 0.35 Torr、不同外电场情况下低频介质阻挡放电的电流波形,极间距离为 4.8 cm, (a) $V_m = 332\text{V}$; (b) $V_m = 480\text{V}$; (c) Ar 气中的脉冲之一, $V_m = 332\text{V}$. V_m 是交流电压的幅值, (a), (b) 的时标为每单位 5ms, (c) 的时标为每单位 25 μs

上述放电现象可以从它的机理来理解,当外加极间电压增加到使 E_1 和 E_2 之差达到击穿电场 E_s 时,就发生一次放电电流脉冲,每次放电电流脉冲都会引起壁电荷电场的一次跃变,当然,击穿电场 E_s 会受到前一放电脉冲剩余电离和介质层表面状态的影响,因此这些脉冲的幅度和脉冲之间的时间间隔有一定零散.

3.3 击穿特性的实验量测

实验量测了 He、Ne、Ar 中不同极间距离条件下,击穿电压 V_s 与 pd 乘积的关系,如图 4 中曲线 1 和 2 所示.可见击穿电压在某一 pd 时有一最小值,但不同极间距离所测得的击穿特性曲线并不重合,同样 pd 的情况下, $d = 4.8\text{cm}$ 放电管的击穿电压总高于 $d = 3.2\text{cm}$ 放电管的击穿电压,这就意味着击穿电压 V_s 是分别取决于充气压力 p 和极间距离 d ,而不是 pd 的乘积.

4 击穿特性的理论分析与讨论

4.1 击穿特性的理论分析

假定电子密度 n_e 的变化速率是由电子碰撞电离和管壁

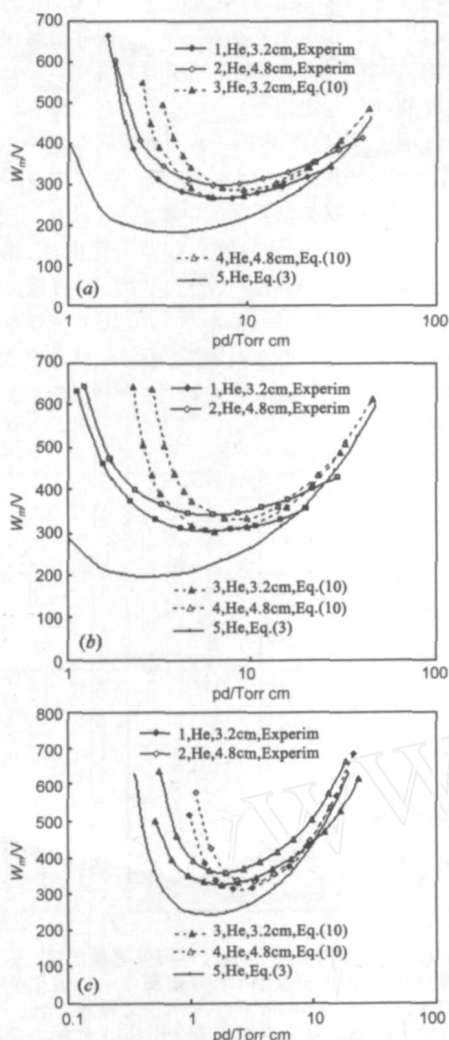


图 4 He、Ne、Ar 中低频介质阻挡放电击穿电压 V_b 与充气压力 p 和极间距离 d 乘积的关系

消电离引起的结果,即

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e u_e - \frac{1}{\tau} n_e \quad (4)$$

式(4)中 τ 是汤生第一电离系数, u_e 是电子迁移速度以及是扩散消电离时间常数,它们可表示为^[10]:

$$\tau = \frac{1}{D_e \left(\frac{2}{d^2} + \frac{5.76}{R^2} \right)} = \frac{1}{g D_e} \quad (5)$$

$$u_e = K_e E \quad (6)$$

式(5)、(6)中, D_e 为电子扩散系数; d 为极间距离; R 为放电管半径; K_e 为电子迁移率,积分式(4),得到达阳极时的电子数:

$$n_e = n_{e0} \exp \left[\left(u_e - \frac{1}{\tau} \right) t \right] = n_{e0} \exp \left[\left(K_e E - \frac{1}{\tau} \right) d \right] \quad (7)$$

式(7)中, n_{e0} 为每秒从阴极发出的初始电子数, t 为电子从阴极到阳极的时间. 则可得击穿条件为:

$$\left\{ \exp \left[\left(K_e E - \frac{1}{\tau} \right) d \right] - 1 \right\} = 1 \quad (8)$$

式(8)的物理意义是指在没有外加电离源的情况下,放电就能

发展成大电流.

将式(2)、(5)、(6)代入式(8),并利用爱因斯坦关系式 $\frac{D_e}{K_e}$

$= \frac{kT_e}{e}$ ^[9], 式中电子平均能量 $\bar{\epsilon}$ 正比于 E/p ^[8], 可表示为 $\bar{\epsilon} = (E/p)$, 为比例系数,以及极间电压可表示为

$$V = 2E + E_1(d - 2) = \left[d - 2 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_1} \right) \right] E_1 \quad (9)$$

式(9)中 E 是介质中的电场强度; d 是介质层厚度; ϵ_1 分别是介质层和所充气体的介电常数. 因此,就可得到极间击穿电压为:

$$V_s = D^2 p \left[d - 2 + 2 \frac{1}{\epsilon_1} \right] \left\{ \ln Cp - \ln \left[\frac{g}{p} + \frac{1}{d - 2} \ln \left(1 + \frac{1}{\epsilon_1} \right) \right] \right\}^2 \quad (10)$$

式(10)就是介质阻挡放电的击穿特性,其中 D 是取决于介质材料的常数,可取 $\epsilon_1 = 1$, C 是取决于气体种类的常数; g 是取决于介质材料、气体种类和表面状态的常数.

4.2 二次发射系数 γ_i 和平均电子能量 $\bar{\epsilon}$ 的确定

在所用的两个放电管中,除了极间距离不同以外,所充气体种类、介质材料和放电管直径都是相同的,也就是说,这两个放电管中的 D 和 C 也是相同的,因此,我们可以用上述测定的实验数据近似地来确定 γ_i :为了表 1 由实验数据和式(10)计算所得的 γ_i 和 $\bar{\epsilon}$

气体	γ_i	$\bar{\epsilon}$
He	0.237	0.105
Ne	0.404	0.052
Ar	0.168	0.0051

对于用 Ne 作放电气体测得玻璃的 γ_i 也和 Bachmann P K 所报导的测量结果 ($\gamma_i = 0.06$) 相接近的^[11].

从上述分析可见,我们可以用测量不同极间距离放电试验管的击穿特性曲线来诊断放电击穿瞬间的电子平均能量. 由所测得的 $\bar{\epsilon}$ 可近似地计算分别充以 He、Ne、Ar 的情况下介质阻挡放电击穿瞬间电子平均能量 $\bar{\epsilon}$ 与气压 p 的关系,如图 5 所示,可见击穿瞬间电子平均能量随气压的增加而减小,这是可以理解的,因为气压增加,平均自由程减小,一个平均自由程内电子从电场中获得的能量也减小.

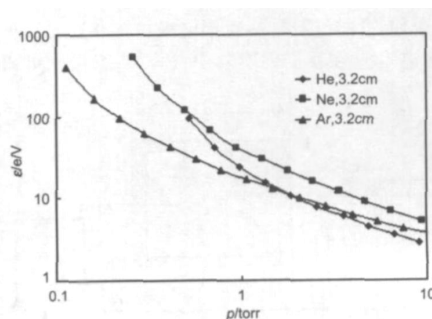


图 5 在 He、Ne、Ar 中着火瞬间电子平均能量与气压的关系

4.3 讨论

将所测得的 V_s 和 i 代入式(10),计算击穿电压 V_s 与 pd 的关系如图 4 中虚线 3 和 4 所示,按式(3)计算的 Paschen 曲线也作出如图 4 曲线 5 所示,以作比较。

由图 4 可见,上述理论计算的结果与实验测量的结果在曲线形状上是相似的。理论计算的结果也指出击穿电压 V_s 是分别取决于充气压力 p 和极间距离 d ,而不是 pd 的乘积。不同极间距离的两条理论计算曲线随着 pd 的增加有互相靠拢的趋势,这是因为式(8)中 d 是依赖于 pd ,但 (d/u_e) 却不这样,随着 pd 的增加, (d/u_e) 的作用会越来越小于 d 的作用,击穿电压 V_s 也渐趋依赖于 pd 。但实验曲线的这种趋向并不明显,这是因为随着 pd 的增加,虽然扩散损耗减弱,但体积消电离却增加了,而我们的理论分析中尚未考虑这种体积消电离的因素。不管是理论计算所得的击穿电压还是实际测得的击穿电压都比按式(3)计算的要高,这正是由于考虑了带电粒子损耗的实际情况。

5 结论

从上述实验结果和理论分析,我们可得到这样的结论:

(1) 低频低气压介质阻挡放电的电流波形呈现为一系列脉冲,这是由于它是由外电场作用下的电子繁流和壁电荷电场对繁流的猝灭作用的结果。

(2) 实验研究和理论分析表明低频低气压介质阻挡放电的击穿电压在某一 pd 值时有一最小值,但由于考虑击穿过程中带电粒子的扩散损耗,击穿电压 V_s 分别取决于气压和极间距离,而不是仅取决于它们的乘积。计算和测得的击穿电压也高于按 Paschen 定律计算的结果。

(3) 离子诱导二次电子发射系数和击穿瞬间电子平均能量可以近似地用测量不同极间距离的放电击穿特性来近似确定。

致谢 感谢国家自然科学基金委员会对这项研究的支持。

附录 1 本文所用的气体常数、容器尺寸和有用的实验数据

(1) 气体常数

	He	Ne	Ar
$C(1/\text{cm Torr})$	4.4	8.2	29.2
$D(\text{V}/\text{cm Torr})$	14	17	26.6
$V_i(\text{V})$	24.58	21.56	15.76

(2) 放电容器半径 $R = 2.5\text{cm}$;极间距离: $d_1 = 3.2\text{cm}$ 和 $d_2 = 4.8\text{cm}$,可算得 $g_1 = 1.885/\text{cm}^2$ 和 $g_2 = 1.35/\text{cm}^2$,介质厚度为 $t = 1.4\text{mm}$,玻璃的 $\epsilon = 5$,气体的 $\gamma = 1$ 。

(3) 从图 4 中提取的有用实验数据

d	参量	He	Ne	Ar
3.2cm	$p_{min}(\text{Torr})$	2.56	1.78	0.568
	$U_{s,min}(\text{V})$	265	305	324
4.8cm	$p_{min}(\text{Torr})$	1.34	1.29	0.408
	$U_{s,min}(\text{V})$	297	342.2	356.4

参考文献:

- [1] Kogelschatz U. Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications [J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2003, 23(1): 1 - 46.
- [2] How Ming Lee, Moo Been Chang, Ta Chin Wei. Kinetic modeling of ozone generation via dielectric barrier discharges [J]. Ozone: Science and Engineering, 2004, 26(6): 551 - 562.
- [3] Masoud N, Martus K, Becker K. VUV emission from a cylindrical dielectric barrier discharge in Ar and in Ar/N₂ and Ar/air mixtures [J]. J Phys D, 2005, 38(11): 1674 - 1683.
- [4] Sun Yanzhou, Qiu Yuchang, Rong Mingzhe, Yuan Xingcheng. Investigation of dielectric barrier discharge and dielectric barrier corona discharge in SO₂ removal [J]. Hsi-An Chiao Tung Ta Hsueh/Journal of Xi'an Jiaotong University, 2004, 38(10): 1022 - 1025.
- [5] Wieneke S, Uhlandt C, Viol W. New additional cooling effect of diffusion cooled sealed-off CO₂/sub 2/lasers excited by dielectric barrier discharges at about 1 MHz with an all-solid-state generator [J]. Laser Physics Letters, 2004, 1(5): 241 - 247.
- [6] Ikeda Y, Verboncoeur J P, Christenson P J, Birdsall C K. Global modeling of a dielectric barrier discharge in Ne-Xe mixtures for an alternating current plasma display panel [J]. J Appl Phys, 1999, 86(5): 2431 - 2441.
- [7] Kogelschatz U. Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2003, 30(41): 1400 - 1408.
- [8] Raizer Yuri P. Gas Discharge Physics [M]. Springer, Berlin, 1997: 56, 17, 71.
- [9] E Nasser. Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics [M]. New York: Wiley-Interscience, 1971: 172.
- [10] 高树香, 陈忠柱. 气体导电(上册) [M]. 南京: 南京工学院出版社, 1988. 166.
- [11] Bachmann P K, Elsbergen V, Wiechert D U, Zhong G, Robertson J. CVD diamond: a novel high-temperature coating for plasma display panels? [J]. Diamond and Related Materials, 2001, 10(3-7): 809 - 817.

作者简介:



凌一鸣 男, 1940年8月出生, 1962年毕业于南京工学院电子工程系, 留校任教, 1988年后任东南大学电子工程系教授, 1996年任博士生导师。长期从事气体电子学、气体激光、低温等离子体及其应用、介质阻挡放电等方面的研究。所研制的“玻璃结构氩离子激光器”于1981年获国家发明四等奖; “扁平放电截面气体激光器”于

1989年获准美国专利。E-mail: ymling@seu.edu.cn