

交流无声放电暂态过程的理论分析*

凌 一 鸣

(东南大学电子工程系, 南京)

摘要 根据交流无声放电机理的物理模型, 提出分析其暂态过程的数学模型. 然后由其解析解计算这种无声放电的着火特性和放电电流密度对时间的依赖关系, 并与实验结果相比较. 最后简要地讨论了计算结果与实验结果间的差距.

关键词 气体放电; 交流无声放电; 暂态过程; 着火特性

一、引 言

由绝缘器壁构成的密闭容器置于交流电场中, 即使金属电极与放电区隔绝, 容器内的气体仍能被激励放电. 就其机理而言, 可视为交流外电场作用下的电子繁流和管壁电荷作用下对放电猝灭作用所形成的放电脉冲列, 故又称交流无声放电(AC Silent Discharge)^[1]. 这种放电类型越来越多地应用于等离子体化学^[2]. 等离子显示板^[3]以及新型气体激光器的激励^[4]等方面. 为深入研究其机理, 本文从理论上研究其暂态过程, 进行数值计算, 将计算结果与实验结果相比较, 并简要讨论了产生差距的因素.

二、暂态过程数学模型的建立

设有一由半径为 R 、长度为 d 的圆筒形绝缘器壁构成的容器, 其中充以一定气压 p 的某种气体. 一对平行板金属电极紧贴该圆筒形容器的两外端面, 并与可调交流电源相连(如文献[1]中所示的实验装置). 则容器内的气体在交流外电场 E_1 的作用下将产生无声放电, 其放电电流密度为 i . 下面分别讨论空间电场 E 和放电电流密度 i 对时间的变化率, 分析示意图如图 1 所示.

1. 空间电场强度 E

放电空间的电场强度 E 由外电场 E_1 , 放电器内壁电荷形成的电场 E_2 和空间电荷引起的电场 E_3 叠加而成. 由于电子繁流过程中电子浓度较低, 并忽略介质表面的次级电子发射和空间电荷

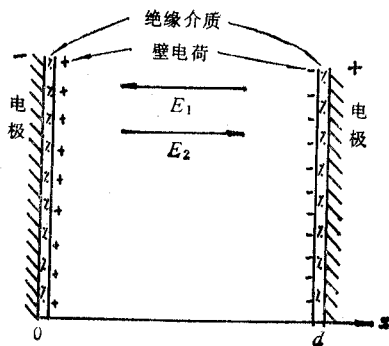


图 1 分析示意图

1989年6月28日收到, 1990年1月8日修改定稿.

* 国家自然科学基金资助项目.

效应,认为管壁电荷主要由电子繁流中带电粒子在管壁上的沉积所引起。因此,

$$E_2 = \frac{4\pi\sigma_1}{\epsilon_0} = -\frac{4\pi}{\epsilon_0} \int_0^t j dt \quad (1)$$

式中负号表示 E_2 的方向与电流方向和外电场方向相反; σ_1 为壁电荷密度, ϵ_0 为气体的介电常数。放电空间的电场可表示为

$$E = E_1 + E_2 = \frac{U}{d} - \frac{4\pi}{\epsilon_0} \int_0^t j dt \quad (2)$$

这里 U 为极间电压。

由于放电工作在低频情况,电源电压变化周期远大于电子繁流发展时间,因此,空间电场对时间的变化率可表示为

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE_2}{dt} = -\frac{4\pi}{\epsilon_0} j \quad (3)$$

2. 放电电流密度 j

放电电流密度由电子流和离子流组成,由于电子迁移率远大于离子迁移率,故后者可忽略不计。因此,

$$\frac{dj}{dt} = \frac{d}{dt} (en_e u_e) = e \left(u_e \frac{dn_e}{dt} + n_e \frac{du_e}{dt} \right) \quad (4)$$

式中 n_e 、 u_e 分别为电子浓度和电子迁移速度。

放电空间电子浓度的变化可认为由于电子电离、管壁复合消电离、体积复合消电离和带电粒子位移等四种因素引起的^[5]。在放电着火过程中,电子浓度较低,电场较强,故忽略体积消电离,因此,

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha n_e u_e - \frac{1}{\tau} n_e - \frac{\partial(n_e u_e)}{\partial x} \quad (5)$$

式中汤生第一电离系数 α 、管壁消电离时间常数 τ ,电子迁移速度 u_e 可近似地表示为^[6]

$$\alpha = A p e^{-B p / E} \quad (6)$$

$$\tau = \frac{1}{D_e \left(\frac{\pi^2}{d^2} + \frac{5.76}{R^2} \right)} = \frac{1}{D_e \cdot g} \quad (7)$$

$$u_e = K_e E = b_e E / p \quad (8)$$

这里 A 、 B 为气体常数; D_e 为电子扩散系数; K_e 为电子迁移率,它与气压成反比,其比例常数为 b_e ^[7]。

将(3)、(5)、(8)式代入(4)式,整理后得

$$\frac{dj}{dt} = \frac{1}{2} j \left(\alpha K_e E - \frac{1}{\tau} - \frac{4\pi}{\epsilon_0} \frac{j}{E} \right) \quad (9)$$

由(3)和(9)式确定的方程中只有三个变量,即 j 、 E 、 t , 它们确定了这种无声放电暂态过程中三者之间的函数关系,也就是说,由文献[1]中所述的放电机理构成了暂态过程的数学模型。

三、暂态过程的解析解

由(3)式可得

$$\frac{dj}{dt} = \frac{dj}{dE} \frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi}{\epsilon_0} j \frac{dj}{dE} \quad (10)$$

将(7)、(8)和(10)式代入(9)式,得

$$\frac{dj}{dE} - \frac{1}{2} \frac{j}{E} = \frac{\epsilon_0}{8\pi} K_e \left(g \frac{D_e}{K_e} - \alpha E \right) \quad (11)$$

据爱因斯坦关系式^[9]

$$\frac{K_e}{D_e} = 0.75 \frac{e}{kT_e} = \frac{9}{8} \frac{1}{V} \approx \frac{1}{V} \quad (12)$$

(12)式中 $eV = \frac{3}{2} kT_e$ 为电子平均能量、近似计算表明在放电着火过程中的电子能量可近似地表示为(见附录 I)

$$V = \eta \left(\frac{E}{p} \right)^{1/4} \quad (13)$$

式中 η 为气体常数。

解微分方程(11)式、并代入(6)、(7)、(8)和(13)式,得放电电流密度 j 与空间电场 E 的关系为

$$j = \frac{\epsilon_0 b_e}{8\pi p} \sqrt{E} \int_0^E \frac{1}{\sqrt{E}} \left[g\eta \left(\frac{E}{p} \right)^{1/4} - APE e^{-Bp/E} \right] dE \quad (14)$$

解微分方程(3)式,将(14)式代入,得

$$t = \int_E^{E_0} \frac{\epsilon_0}{4\pi} \frac{dE}{j} = \int_E^{E_0} \frac{2dE}{\frac{b_e}{p} \sqrt{E} \int_0^E \frac{1}{\sqrt{E}} \left[g\eta \left(\frac{E}{p} \right)^{1/4} - APE e^{-Bp/E} \right] dE} \quad (15)$$

因此,由(14)和(15)式就确定了 j 对 t 的函数关系,这也就是所求的放电电流暂态过程的解析解。

四、放电着火特性的计算

以容器内充 3mmHg 的氩气为例,用电子计算机进行近似积分数值计算,作出(14)式的函数曲线如图 2 所示(气体常数和结构参数见附录 II)。不难理解,当 $t = 0$ 时,放电开始雪崩式电子繁流, $j = 0$, $E = E_0$ 。随着电子繁流的迅速增长,管壁电荷的电场也随之增加,并逐渐抵消外电场作用,因此空间电场也逐渐单调下降。而放电电流起初由于电场较强,电子繁流作用为主,使电流迅速增长,尔后由于电场的逐渐减弱,电子繁流作用减弱,而以消电离作用为主,以致放电电流又逐渐减小。最后,壁电荷电场完全抵消外电场作用,则放电电流密度为零,空间电场也为零。由此可见,图 2 中的 E_0 即为所求的着火电场。由(14)式可直接推得这种放电的着火特性为

$$g\eta\left(\frac{E}{p}\right)^{1/4} - APEe^{-Bp/E} = 0 \quad (16)$$

(16)式表示放电着火电场 E_0 与气体压力以及气体种类,放电容器几何尺寸之间的函数关系。

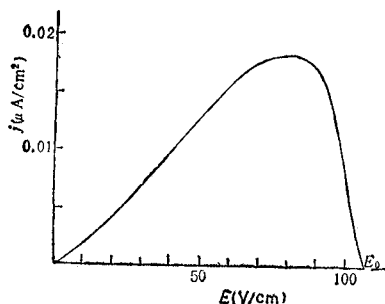


图2 3mmHg 氖气中 AC 无声放电电流密度与空间电场关系的理论曲线

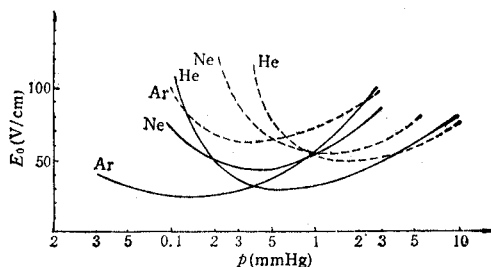


图3 交流无声放电着火特性曲线
(实线为计算值,虚线为实验结果^[1])

将气体常数和结构尺寸代入(16)式,算到氩、氖和氦三种气体的交流无声放电着火特性如图3所示。为便于与实验结果比较,将文献[1]中所列实验结果画在同一图中。可见理论计算结果和实验测量结果无论在曲线形状上还是在曲线间的相对位置上都比较相似,说明上述理论分析基本上能反映这种放电机理的实质。

五、暂态过程的数值计算和讨论

将气体常数和结构尺寸代入(14)和(15)式,对氖氩两种气体在不同气压下计算其放电电流波形,结果如图4(a)和(b)所示;而在同样的放电条件下,用示波器观察放电电流波形,结果如图4(c)和(d)所示。由图可见:

(1) 理论计算的电流波形与实验测量的波形是十分相似的,尤其是氖放电的脉冲前沿较陡,而氩放电的脉冲前沿较平坦这一点是很一致的。这是由它们的电离和消电离本质决定的。这说明上述理论反映了这样的本质。

(2) 放电电流脉冲宽度的计算值与实际测量结果也是比较接近的,基本上在同一数量级内,只是实验的脉冲宽度比理论计算值更大些。

然而,无论是着火特性(图3)还是暂态过程(图4),实验结果与理论计算在数值上还是有一定差距的。其原因在于上述理论分析中作了多次近似假设和理想化处理,忽略了一些难以进行理论分析处理的因素,以及实验条件所带来的测量误差。例如,极间电场分布的不均匀性(实际上平行板电极不能做得无限大);电源电压的波动;放电过程中带电粒子轰击介质表面引起的次级电子发射和材料放气对放电的影响;空间剩余电离的影响;由于真空度不够高产生的杂质气体对放电的影响等等。总之,影响实际放电的因素是相当复杂的,还有待进一步深入研究。

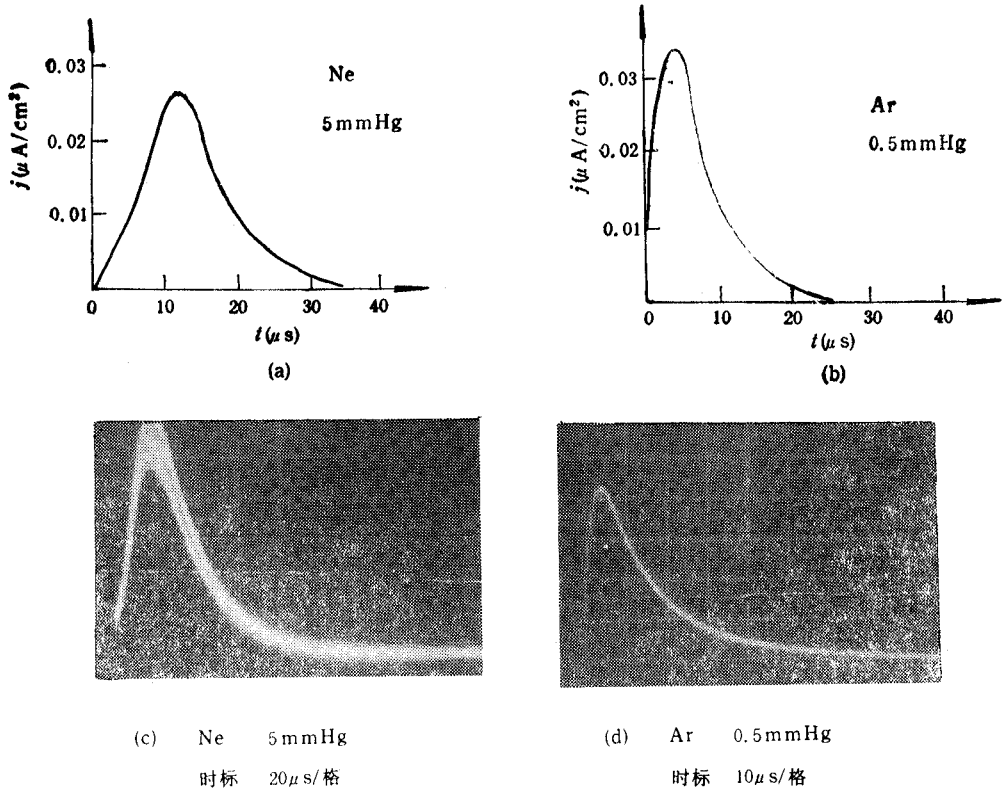


图4 交流无声放电电流波形的理论分析与实验结果的比较

附录 I

放电着火过程中电子平均能量的近似计算

电子在外电场作用下通过气体,不断从电场中获得能量,同时与气体粒子碰撞而不断失去能量。由于电子质量较小,电场较强,所以可以忽略弹性碰撞和激发碰撞时的能量损耗,而认为电子从电场中获得的能量 eEu_c 都损耗于电离碰撞,即

$$eEu_c = Z_i eV_i \quad (\text{A1})$$

式中 Z_i 为一个电子在单位时间内的电离碰撞次数,它可用下式表示^[6]

$$Z_i = \frac{600pa}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{4}{3} V \right) \left(\frac{4}{3} eV \right)^{1/2} e^{-\frac{3}{2} \frac{V_i}{V}} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{V_i}{V} \right) \quad (\text{A2})$$

式中 $eV = \frac{3}{2} kT_e$ 为电子的平均能量, V_i 为气体的电离电位, p 为气体压力, a 为计算微分电离系数的气体常数。

将(8)和(A1)式代入(A2)式,得

$$\left(\frac{E}{p} \right)^2 = \frac{600}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{4}{3} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{e}{m_e b_e}} a (V)^{3/2} e^{-\frac{3}{2} \frac{V_i}{V}} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{V_i}{V} \right) V_i \quad (\text{A3})$$

代入气体常数并化简,得

$$\frac{E}{p} = 1.478 \times 10^5 \sqrt{\frac{a}{b_e}} V^{3/4} e^{-\frac{3}{4} \frac{V_i}{V}} \sqrt{\left(1 + \frac{3}{4} \frac{V_i}{V}\right)} V_i \tag{A4}$$

(A4)式表示电子能量与 E/p 的函数关系。代入气体常数,作出 He、Ne 和 Ar 三种气体中电子平均能量与 E/p 的函数曲线如图 5 所示。为便于运算,在 E/p 为 10—100V/cm·mmHg 范围内,(A4)式可近似表示为

$$V \approx \eta(E/p)^{1/4} \tag{A5}$$

式中 η 为气体常数,见表 1.

表 1

	He	Ne	Ar
η	2.2	1.66	0.9

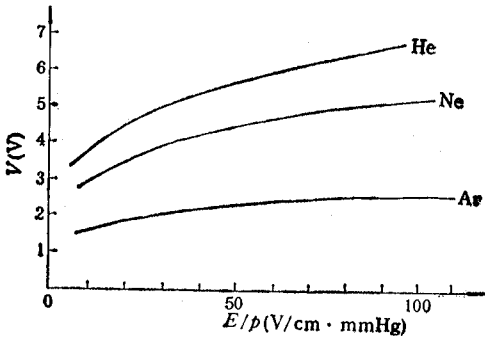


图 5 电子平均能量与空间电场的关系

附 录 II

有关气体常数和本文实验中的结构参数

(1) 气体常数见表 2

表 2

	He	Ne	Ar
$A(1/\text{cm} \cdot \text{mmHg})$	3	4	14
$B(\text{V}/\text{cm} \cdot \text{mmHg})$	34	100	180
$a(1/\text{V} \cdot \text{cm} \cdot \text{mmHg})$	0.046	0.056	0.71
$V_i(\text{V})$	24.58	21.56	15.76
$\lambda_{e0}(\text{cm})(1\text{mmHg}, 273\text{K 时})$	0.1225	0.083	0.043
$b_e(\text{mmHg} \cdot \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s})$	8.5×10^9	3×10^9	7×10^9

(2) 本文实验中所用放电室的结构参数

放电室的半径 $R = 2.5\text{cm}$; 放电室的长度 $d = 4.5\text{cm}$. 因此,

$$g = \left(\frac{\pi^2}{d^2} + \frac{5.76}{R^2} \right) = 1.41 \text{ (1/cm}^2\text{)}$$

参 考 文 献

- [1] Ling Yiming, *J. Electronics*, 4(1986)1, 73—76.
- [2] C. Lanza, O. Sahni, *IBM J. Res. Develop.*, 22(1978), 641.
- [3] U. Kogelschatz, *Ozone Synthesis in Gas Discharge*, 16th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Dilestedt, pp. 1—11.
- [4] M. Tanaka, S. Yagi, N. Tabata, *High Frequency Silent Discharge and Its Application to CW CO₂ Laser Excitation*, 8th Int. Conf. on Gas Discharge and Their Application, Oxford, England, (1985), pp. 16—20.
- [5] E. Nasser, *Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics*, New York, (1971), p. 281.
- [6] J. D. Cobine, *Gaseous Conductors*, New York, (1958).
- [7] R. N. Franklin, *Plasma Phenomena in Gas Discharge*, Oxford, (1976), p. 2.

THEORETICAL ANALYSIS ON THE TEMPORAL PROCESS OF AC SILENT DISCHARGE

Ling Yiming

(Department of Electronic Eng., Southeast University, Nanjing)

Abstract The mathematical model for analysing the temporal process of AC silent discharge is established from its physical model. Then, the breakdown characteristics and the dependence of discharge current density on time are theoretically calculated in this kind of AC silent discharge. They are compared with the experimental results, and the difference between the theoretical and experimental results are briefly discussed.

Key words Gas discharge; AC silent discharge; Transient process; Breakdown characteristics