

微米尺度气隙放电击穿电压及放电路径的分析

贾 斌, 赵来军, 陈 芸, 李彦森, 孙岩洲

(河南理工大学 电气工程与自动化学院, 河南 焦作 454003)

摘 要:为分析微米尺度下气隙的击穿放电特性,本文搭建了微米尺度放电实验平台,在电极间距为1~100 μm 的范围内,研究气隙击穿特性随气压 p 和电极间距 d 的变化。当调节气压或电极间距,使得击穿电压到达最低点后,发现击穿电压曲线出现平台期,并且对于不同的外界条件,平台期的长度范围也有较大的区别。通过微米尺度电场的数值模拟,发现电极边缘的电场仍处于较高范围,在此范围内仍可达成自持放电,碰撞电离过程可以通过较长路径而非极板间的最短距离来达到电极间的击穿,使得击穿电压维持在最低点,从而形成平台期;而当电极间距小于10 μm 时,离子增强场致发射机制参与击穿,击穿电压最低点由平台期继续下移。阴极离子数密度不仅对电极间距敏感,同时还受到外界气压的影响,产生的离子增强场会增强场致发射的强度,进一步降低击穿电压。综合分析气压和电极间距,传统Paschen定律在微米尺度范围不再适用,击穿电压不再由电极间距 d 和所处气压 p 的乘积决定。

关键词:微米间隙;变气压;平台期;长路径击穿;离子增强场致发射

中图分类号: TM852 **DOI:**10.16790/j.cnki.1009-9239.im.2023.07.016

Analysis on breakdown voltage and discharge path in micro scale air gap discharge

JIA Bin, ZHAO Laijun, CHEN Yun, LI Yansen, SUN Yanzhou

(School of Electrical Engineering and Automation, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454003, China)

Abstract: In order to analyze the breakdown discharge characteristics of air gap at micrometer scale, a microgap discharge experimental platform was built to study the change of breakdown characteristics of air gap with the air pressure and electrode spacing in the range of electrode spacing between 1–100 μm . When the air pressure or electrode spacing was adjusted to make the breakdown voltage reach the lowest point, it was found that the breakdown voltage curve appeared a plateau, and corresponding to different external conditions, the length range of plateau was different. Through the simulation of microscale electric field, it was found that the electric field at the edge of electrodes was still in a higher range, within the range the self-sustaining discharge can still achieve. The collisional ionization process can reach breakdown between the electrodes through a longer path rather than the shortest distance, so that the breakdown voltage maintained at the lowest point, thus the plateau period was formed. When the electrode spacing was less than 10 μm , the ion-enhanced field emission mechanism was involved in the breakdown, and the lowest point of breakdown voltage continued to decrease from the plateau period. The number density of cathode ions was not only sensitive to the electrode spacing, but also influenced by the external air pressure, and the generated ion-enhanced field would enhance the intensity of field emission and further reduce the breakdown voltage. Combined with the analysis of air pressure and electrode spacing, the traditional Paschen's law is no longer applicable in the micro-scale range, and the breakdown voltage is no longer determined by the product of the electrode distance d and the pressure p .

Key words: micrometer gap; variable gas pressure; plateau phase; long-path breakdown; ion-enhanced field emission

0 引言

微放电通常是指电极间隙或电极尺寸为亚毫米以下量级的气体放电形式^[1]。随着电气设备和电子器件小型化、智能化及微型化的发展,微电机、微传感器等微器件中的气隙已经达到微米甚至纳米

量级,所以额定电压不高的设备也面临微尺度高场强的绝缘可靠性问题。因此,全面认识和理解微纳尺度击穿特性和放电规律显得尤为重要,微米量级甚至更小尺度的放电及击穿已经成为气体放电和低温等离子体研究的重要方向^[2-5]。电击穿是气体从绝缘体转变为导体时,带电离子填充间隙的瞬态过程。通常使用巴申(Paschen)定律($U_b=f(pd)$)对

击穿电压进行预测和计算,即击穿电压是电极间距 d 和所处气压 p 乘积的函数。随着气体放电在微米级间距的深入研究,有学者研究发现巴申定律在小间隙时会出现较大偏差,常规巴申定律不能合理解释该放电过程。目前在微米间隙放电领域,国内外学者已进行了一系列研究探索,并取得了一些成果^[6-8]。

王新新等^[7]通过实验研究和数值模拟的方法分析了在非均匀电场中不同气隙巴申曲线的分离现象和交叉现象,结果表明击穿电压 U_0 不但是组合变量 pd 的函数,而且也是电极间距 d 与电极半径 r 之比的函数,即 $U_0=f(pd, d/r)$,并对巴申定律进行了充分的补充。徐翔等^[9]通过网格质点法耦合蒙特卡洛碰撞(PIC-MCC)建立模型,分析微米间隙气体放电中场致发射的影响,结果表明在电极间距小于 $1\ \mu\text{m}$ 时,场致发射主导气体放电。WANG R G等^[10]通过建立针板实验平台,研究微米间隙直流气体放电特性,发现在电极间距大于 $10\ \mu\text{m}$ 时,击穿电压与间隙之间仍然呈现Paschen曲线关系,而在中间过渡区域出现了平台区,通过PIC-MCC仿真模拟放电路径位置,发现平台区的偏差主要来源于自调制效应^[11]。A KYRITSAKIS等^[12]开发三维放电理论模型,描述了在高电场下空间电荷对场致发射的影响。

目前对于微米间隙的击穿特性探究,大多围绕间距变化,通过引入场致发射进行分析^[13-16],而气压变化对击穿特性的影响以及Paschen曲线最低点的变化范围还需要进一步研究,这在工程应用中具有重要的意义。基于此,本文搭建微米尺度放电实验平台,通过改变气压环境,研究微米间隙的击穿特性,对击穿电压的变化趋势进行分析,结合长路径击穿和离子增强场致发射进一步分析气体放电相关机理。

1 放电实验

1.1 实验平台及实验步骤

图1为实验平台结构示意图,主要包括放电电极、实验舱、真空抽气装置、物理减震平台、电源等。

实验电源为电压连续可调的等离子体电源Coronalab CTP,可输出 $0\sim 10\ \text{kV}$ 的直流高压。对于电压和电流信号的读取,采用型号为TektronixP6015A的电压探棒和型号为PINTECHPT-710的电流探棒,并通过转接示波器对数据进行实时记录与读取。实验平台搭建在真空舱室内,通过抽气装置对气压进行调控,并使用型号为ZDZ-52的电

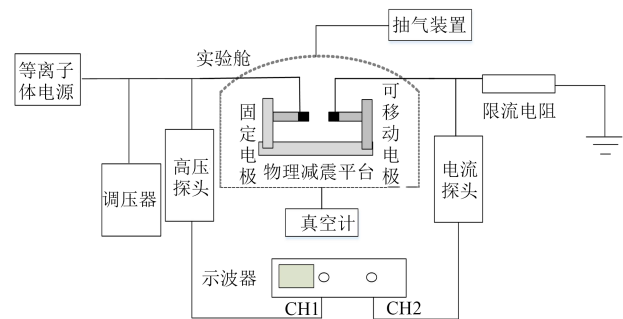


图1 实验平台结构

Fig.1 Experimental platform structure

阻真空计对舱室内气压进行实时测量。使用螺旋测微计对电极间的距离进行调整,其精度为 $0.2\ \mu\text{m}$,分辨率为 $1\ \mu\text{m}$ 。

本实验电极材料为黄铜,采用直径为 $3\ \text{mm}$ 的板-板电极结构,实验前对电极材料进行打磨、机械抛光,之后进行清洗以降低电极表面的粗糙度,对加工好的电极使用扫描电镜进行检查。

实验平台搭建完成后进行放电实验,实验步骤如下:通过移动成像平台中的可移动电极来调控间距,在电极间施加较小电压(约为 $10\ \text{V}$),当所测电流、电压突增时表示两个电极已经闭合,控制此位置为电极零点;调整电极间距达到实验要求后,固定电极,封闭真空舱,并通过抽气装置对气压进行调控;待实验气压值稳定后开始施加电压进行放电实验,电压通过调压器缓慢匀速上升,当示波器中电流、电压的波形发生突变时,视为击穿发生,并记录实验数据^[14]。为减少实验中的误差,每个间距均做3组重复实验,并取其平均电压作为最终实验数据。

1.2 实验数据分析

Paschen定律($U_0=f(pd)$)是放电相似性在均匀电场中的表现形式^[15],虽然电极所处的气压和间距不同,但当两者的乘积一定时,此时的击穿电压 U_0 是一致的。测量得到在不同气压条件下,击穿电压随电极间距的变化曲线如图2所示。对于Paschen定律而言,传统Paschen曲线呈“U”形。从图2可以看出,实测的4组曲线击穿电压均呈现随电极间距的减小呈持续下降的趋势,击穿电压已经低于公式预测的最低值 $330\ \text{V}$,并且在一定范围内击穿电压存在平台期(随电极间距变化,击穿电压基本不变),在不同的气压下,平台期的长度也有显著差别。

为分析在气压变化过程中微米间隙的击穿特性,本文研究了在间距不变的条件下击穿电压随气压的变化规律,结果如图3所示。由图3可以看出,

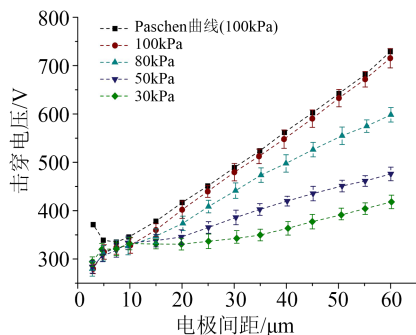


图2 击穿电压随电极间距变化曲线

Fig.2 The change curves of breakdown voltage with electrode spacing

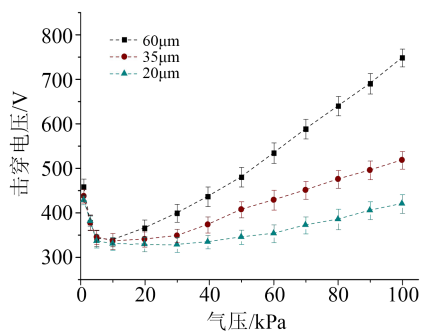
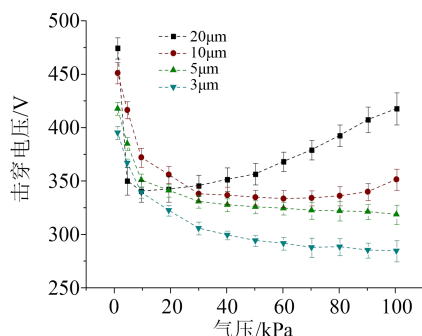
(a) 电极间距 20~60 μm (b) 电极间距 3~20 μm

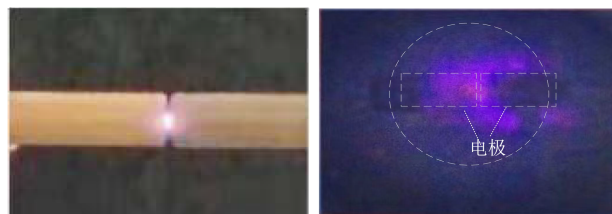
图3 击穿电压随气压变化曲线

Fig.3 The change curves of breakdown voltage with air pressure

击穿电压在最低点的也存在一定范围的平台期,并且不同间距条件下的平台期长度也有较大区别,这与图2中不同气压对应的平台期变化规律类似,即平台期的范围与电极间距和气压有关。从图2可以看出,在一定的气压下,当改变间距时,气压越低,击穿电压最低值的平台期越长;从图3可以看出,击穿电压随气压变化过程中,电极间距越小,击穿电压最低值的平台期越长。在分析气压影响时,发现曲线变化趋势呈现不同的特点,当电极间距在10 μm 以上时,曲线趋势大致呈现先减小后保持一段平台再增大的“U”形;而当电极间距减小到10 μm 以下时,这种趋势发生改变,如图3(b)所示,在气压增

大过程中,击穿电压的曲线持续降低。以上现象与传统的Paschen曲线出现较大偏离。

在实验过程中,施加外部电压,电极间出现不同的放电现象。图4(a)为常态气压状态下电极间距为30 μm 的放电图像,可以看出在电极间出现了明显的放电通道;图4(b)为气压为10 kPa、电极间距为30 μm 的放电图像,可以看出当气压降低时,在击穿时刻出现蓝紫色的辉光包裹电极的弥散现象。



(a) 常态气压

(b) 10 kPa

图4 实验中放电现象

Fig.4 Discharge phenomenon in experiment

2 结果与讨论

2.1 击穿路径分析及平台期的形成

按照汤逊理论,通过施加外部电压,在阴极附近的主电子由外电场驱动,从阴极漂移到阳极,并碰撞电离中性气体分子,正离子逐步向阴极移动,并通过冲击阴极产生二次电子发射,最终达到击穿。

如图2所示,传统Paschen曲线,在击穿电压随间距变化过程中存在一个最低点(击穿电压为330 V左右),但是在实验过程中发现,当击穿电压达到最低点时,继续减小间距,击穿电压保持一段平台期,为确定这一平台期的普遍存在性,图5给出气压为10~30 kPa的实验曲线。从图5可以看出,随着气压的降低,击穿电压不但存在平台期,而且这一平台被拉长。

结合图2和图5,分析Paschen曲线最低点的变

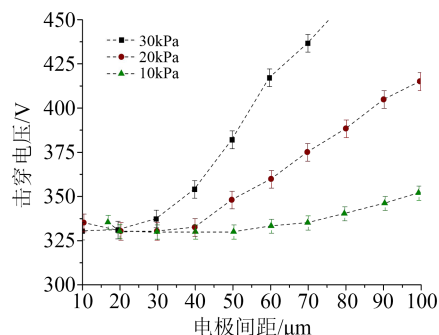


图5 击穿电压随电极间距变化曲线(10~30 kPa)

Fig.5 The change curves of breakdown voltage with electrodes spacing (10-30 kPa)

化范围。从图2和图5可以看出,当气压为100 kPa时,击穿电压在电极间距为4~8 μm范围达到最低点;当气压为30 kPa时,击穿电压在电极间距为10~20 μm范围达到最低点;当气压为20 kPa时,击穿电压在电极间距为20~30 μm范围达到最低点;当气压为10 kPa时,击穿电压在电极间距为20~60 μm范围达到最低点。击穿电压最低值均保持在约330 V,这与Paschen定律击穿电压最低值一致。

由Paschen定律数学表达式(式(1))可知,击穿电压是气压*p*和间距*d*乘积的函数,碰撞电离与电子移动过程中从电场所获能量大小(即约化电场*E/P*)以及碰撞次数(气压与电极间距的乘积*pd*)有关。

$$U_b = f(pd) = Bpd \left[\ln \left(\frac{Apd}{\ln(1 + 1/\gamma)} \right) \right]^1 \quad (1)$$

式(1)中:*A*、*B*为常数参量;*γ*为二次电子发射系数。

在较长间距范围内,保持气体压强*p*不变,间距减小,击穿电压降低;当间距持续减小时,虽然场强增加,但电子走完全程所遇到的碰撞次数(即*pd*值减小)大幅减少,使得碰撞电离较难发生,此时击穿电压又开始升高。在这两者之间存在一个最优的间隙距离,使得击穿电压最低,而实际测量得到的击穿电压最低点的平台期显然与这一特点不符。在电场强度允许范围内,击穿路径变化时,即碰撞过程不以极板间的最短击穿距离*d*为主,而是通过边缘较长路径*s*达到击穿,如图6所示,碰撞过程进一步发展,在一定范围内维持击穿电压处于最低点,形成平台期,这种现象有学者称为电子行走路径的自调制效应^[11]。

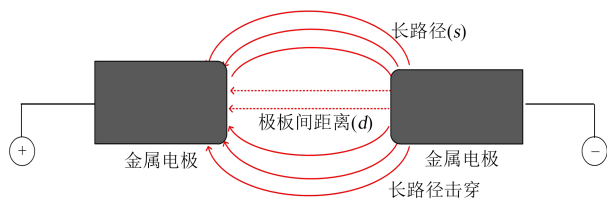
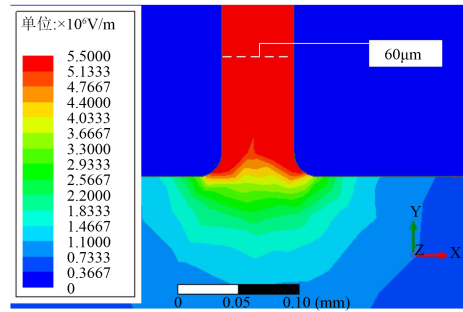


图6 极间路径击穿模拟

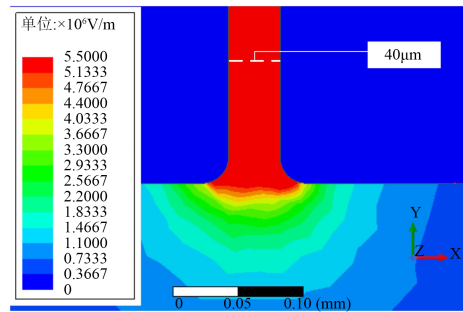
Fig.6 Simulation of interelectrode path breakdown

边缘电场强度和范围的变化对击穿路径有很大影响,结合图5中10 kPa的击穿电压变化曲线,通过Maxwell软件在外加330 V电压条件下对电极边缘电场强度随电极间距的变化进行仿真模拟,结果如图7所示。从图7可以看出,以电极中心为原点,在电极半径范围内,电场强度可看作恒定值(即*E=U/d*),这也满足均匀电场的特点。继续增大半径,对于微米间距的实验电极而言,电极边缘位置的电场强度仍处于一个较高范围,这也与图4(b)放电范

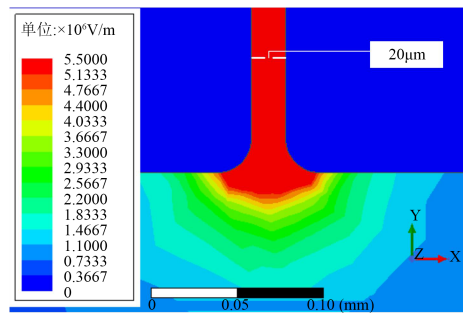
围具有相似性。



(a)间距 60 μm



(b)间距 40 μm



(c)间距 20 μm

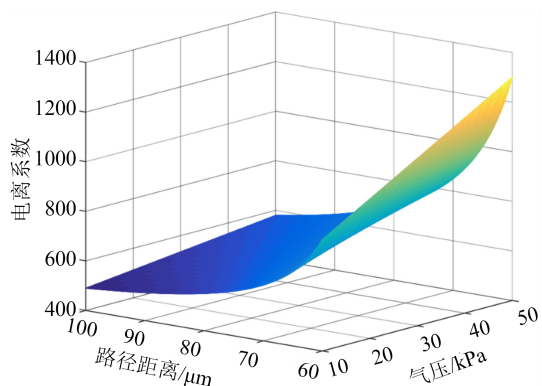
图7 边缘场强分布

Fig.7 Edge field intensity distribution

在气压为10 kPa,电极间距减小至60 μm时,击穿电压已降至最低点;继续减小电极间距,极板间的空间进一步压缩,碰撞电离次数受到限制,放电击穿难度上升;但通过对电场的仿真模拟,随着电极间距*d*的减小,电极边缘处的电场强度进一步提高,其变化范围也得到扩展,如图7(b)、(c)所示。由于电极边缘存在较大的场强,在放电路径的自调制下效应,电子碰撞电离将会沿着较长路径*s*发展,从而维持击穿电压在最低点,形成平台期。将电极间距为20 μm不同路径的边缘电场模拟值代入碰撞电离系数式(2),可以得到长路径击穿过程的碰撞电离系数*α*,如图8所示。

$$\alpha = Ape^{-Bp/E} \quad (2)$$

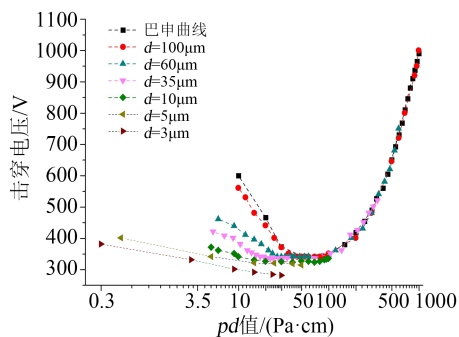
式(2)中:*A*、*B*为常数参量,分别取值为112.5 kPa·cm和2 737.5 V/(kPa·cm);*p*为气压;*E*为场强。

图8 电离系数 α Fig.8 Ionization coefficient α

从图8可以看出,当放电击穿过程通过较长路径时,由于电场强度减小,使得电离系数 α 不断减小,在电极边缘场强较大范围处,仍可满足自持放电条件,促使碰撞电离发生;而路径距离向外继续扩大时,由于电场强度不断减小,电离系数 α 大幅减小,使得放电击穿也较难发生,因此在击穿过程中,碰撞过程可以选择的路径也被限制在一定范围内,不会一直延伸。

在分析击穿电压随气压变化的关系时,发现同样存在“平台期”,如图3所示。由于气压与电子的平均自由程成反比,随着气压的不断减小,自由程不断上升,在常压空气中,电子平均自由程约为 $0.4 \mu\text{m}$,气压为 10 kPa 时,电子平均自由程约为 $4 \mu\text{m}$ 。所以固定电极间距,改变气压,当电子的平均自由程较大,达到极板间的距离尺度数量级时,极板间的碰撞电离也较难发生,通过以上对击穿电压平台期的分析,放电路径的自调制效应可以通过选择电极边缘更长的路径使得碰撞过程进一步发展,击穿电压也因此维持在最低点,形成平台期。

综合以上气压与间距的分析,将实验测得的击穿电压绘制为随 pd 值变化的曲线,如图9所示。从图9可以看出,在 pd 值较大时,击穿电压曲线保持一致,满足Paschen定律,相同的 pd 值下,对应一个

图9 击穿电压随 pd 变化曲线Fig.9 The change curves of breakdown voltage with pd

相同的击穿电压值;而在 $pd < 30 \text{ Pa}\cdot\text{cm}$ 时,相同的 pd 乘积下,击穿电压不一致,并且曲线中间存在一段时间的“平台期”,击穿电压不再是 pd 乘积的函数。所以微米尺度中Paschen定律不再适用,击穿电压不再由 pd 乘积决定,可以单独对气压和间距进行分析。

2.2 场致发射影响

在电极间距减小至 $10 \mu\text{m}$ 以下时,如图2中左侧所示,发现曲线的最低点不再保持平台,而是呈现随电极间距减小继续下降的趋势。通过对实验数据进行计算,得到电极间的电场强度如图10所示。

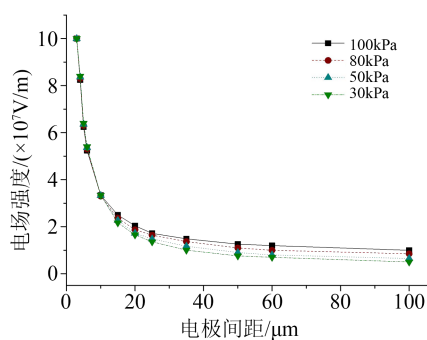


图10 电场强度变化曲线

Fig.10 The change curves of electric field intensity

从图10可以看出,在电极间距减小至 $10 \mu\text{m}$ 以下时,电场强度大幅增加,已接近 10^8 V/m ,达到金属电极场致发射的阈值。场致发射机制是高场强作用下表面势垒的高度降低和宽度变窄,由于电子的隧穿效应,从电极表面逸出大量电子使得气隙间电流增大,发生气隙击穿现象^[4],式(3)为Fowler-Nordheim理论场致发射电流密度的表达式^[4]。

$$J_{\text{FE}} = C_{\text{FN}} (\beta E)^2 \exp\left(\frac{-D_{\text{FN}}}{\beta E}\right) \quad (3)$$

式(3)中: β 为场增强因子; C_{FN} 、 D_{FN} 是与阴极材料有关的常数^[17]。

在电极间距减小的过程中,场致发射作用、电子碰撞电离以及Townsend二次发射等多种机制共同参与击穿。对考虑包含离子增强场致发射效应的间隙击穿时,阴极表面场致发射的有效二次系数^[18]可以表示为式(4)。

$$\gamma' = K e^{-Dd/U} \quad (4)$$

式(4)中: d 为电极间距; K 为场致发射电流密度与阴极正离子电流密度之比; D 是阴极区域的电场阈值, $D=6.85 \times 10^7 \varphi^{3/2}/\beta$ 。

通过式(4)计算得到在电极间距大于 $10 \mu\text{m}$ 时, γ' 小于 10^{-6} 量级,击穿过程的主要影响因素仍是电子

碰撞电离以及 Townsend 二次发射;随着电极间距的减小,有效二次系数 γ' 不断增大,当间距减小至 5 μm 以下时, γ' 已达到 10^3 量级,场致发射对于击穿的影响成为主要因素,这也是图 2 中巴申曲线的最低点开始下移的原因。

结合上述分析,在离子增强场致发射参与放电过程中,满足自持放电^[18]的条件应该改为式(5)。

$$(Ke^{\frac{-Dd}{V}} + \gamma)(e^{Ape^{\frac{-\sigma d}{V}}} - 1) = 1 \quad (5)$$

根据式(5)分析,绘制得到击穿电压分别随气压及间距的变化如图 11 所示。

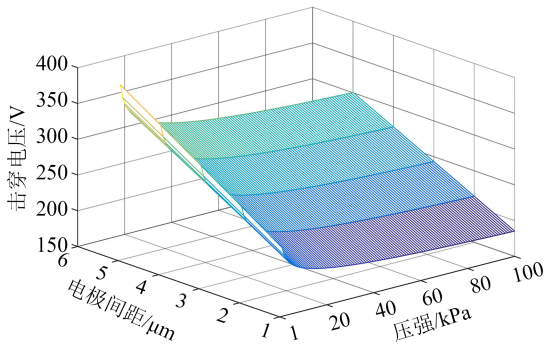


图 11 击穿电压变化图

Fig.11 Breakdown voltage variation diagram

在离子增强场致发射的参与下,击穿电压随着电极间距的减小而持续降低。在以往研究中,国内外学者通常是对标准大气压条件下、电极间距为 1~10 μm 的击穿曲线偏离 Paschen 定律的现象进行分析探究,较少去探索气压变化的影响,通过图 11 的曲线变化可知,随着气压的增大,击穿电压逐渐下降,这也与图 3(b)中实验得到的曲线变化规律一致,与常规放电“U”形走势表现出较大的差异。

在常压下,已有研究表明,在由场致发射主导放电的阶段,碰撞过程产生的正离子数会因为积聚在阴极附近,从而产生附加电场即离子增强场,这个电场会耦合外加电场共同作用于阴极表面的场致发射^[3-5,13-18]。因此,气压变化对场致发射的影响和碰撞过程产生的离子积聚有关。结合电离系数 α 表达式(2)、场致发射电流密度表达式(3)与 $J = qn\mu E$,可以得到阴极表面的离子数密度 n_+ 和附加电场 E_{sc} ^[15],如式(6)~(7)所示。

$$n_+ = \frac{(e^{dApe^{-\sigma pE}} - 1)(J_{FE} + J_0)}{q\mu(\frac{V_A}{d})[1 - \gamma(e^{dApe^{-\sigma pE}} - 1)]} \quad (6)$$

$$E_{sc} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{qn_+}{V\epsilon_0} \quad (7)$$

式(6)~(7)中: p 为气压; q 是单位电荷量; J_0 是本体电流,取值为 10^{-10} A/m^2 ; V_A 为外加电压; μ 为电子迁

移率; σ 为电荷体密度; V 为阴极附近离子层的体积; ϵ_0 为常数参量。

通过数值计算,阴极表面的离子数密度 n_+ 与电极间距和气压有着密切的关系,如图 12 所示。从图 12 可以看出,随着电极间距的减小,离子数密度明显增大;气压下降时,离子数密度也随之减小。

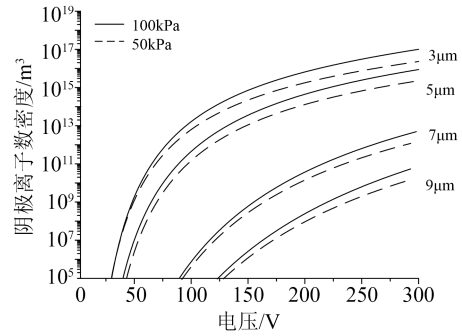


图 12 离子数密度变化曲线

Fig.12 The change covers of ion number density

在分析气压对击穿特性的影响时,通过式(6)和式(7)得到离子数密度以及附加电场随气压的变化关系,如图 13 所示(电极间距为 3 μm ,外加电压为 250 V)。从图 13 可以看出,在相同外加电压条件下,由于气压增大,碰撞过程进一步发展,使得正离子在阴极表面的积聚增多,而较高的离子数密度会产生更强的离子增强场,促进电极间场致发射的发生,使得击穿电压进一步降低。

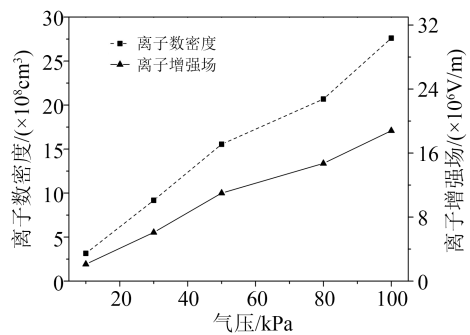


图 13 离子数密度及增强场随气压的变化曲线

Fig.13 The change curves of ion density and enhancement field with air pressure

3 结论

(1)击穿电压随电极间距或气压变化达到最低点时,继续减小间距或气压,击穿电压会出现一段平台期。这是由于微米尺度电极边缘仍处于较高电场,碰撞电离过程可以通过较长路径而非极板间的最短距离来达到电极间的击穿,使得击穿电压维持在最低点,形成平台期。

(2) 电极间距小于 $10\ \mu\text{m}$ 时, 由于离子增强场致发射机制的参与, 使得击穿电压曲线最低点继续下移。分析得到阴极离子数密度不仅受间距的影响, 还受到气压变化的影响, 产生的离子增强场会增强场致发射的强度, 在固定间距时, 提高气压, 击穿电压会进一步降低。

(3) 通过对击穿电压曲线的实验分析, 在 pd 乘积处于较小范围时, 传统 Paschen 公式 $U_b=f(pd)$ 不再适用, 击穿电压不再由 pd 乘积决定, 可以对气压和间距进行单独分析。

参考文献:

- [1] 欧阳吉庭, 张宇, 秦宇. 微放电及其应用[J]. 高电压技术, 2016, 42(3): 673-684.
- [2] 邵涛, 严萍. 大气压气体放电及其等离子体应用[M]. 北京: 科学出版社, 2015.
- [3] 王成江, 郭鸣锐, 张扬, 等. 微间隙持续放电下电缆接头温度-应力分布及界面开裂规律研究[J]. 绝缘材料, 2022, 55(4): 94-102.
- [4] LOVELESS A M, GARNER A L. Scaling laws for gas breakdown for nanoscale to microscale gaps at atmospheric pressure[J]. Applied Physics Letters, 2016, 108(23): 234103.
- [5] KOLOBOV V, GODYAK V. Electron kinetics in low-temperature plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2019, 26(6): 060601.
- [6] 王晓蕾. 非正弦波电压下电气设备局部放电特性研究综述[J]. 绝缘材料, 2022, 55(1): 1-11.
- [7] 王新新, 杨硕, 付洋洋, 等. 电场分布对帕申曲线的影响[J]. 高电压技术, 2016, 42(12): 3728-3733.
- [8] 彭兆裕, 岳丹, 颜冰, 等. 开关柜内沿面放电及电弧放电多光谱特征分析[J]. 绝缘材料, 2021, 54(1): 84-90.
- [9] 徐翱, 金大志, 王亚军, 等. 场致发射影响微间隙气体放电形成的模拟[J]. 高电压技术, 2020, 46(2): 715-722.
- [10] WANG R G, JI Q Z, ZHANG T K, et al. Discharge characteristics of a needle-to-plate electrode at a micro-scale gap[J]. Plasma Science and Technology, 2018, 20(5): 130-134.
- [11] ZHANG T K, HE F, LI B, et al. Transition of predominant mechanism for the deviation of micro-gap DC gas breakdown character with electrode gap changing[J]. AIP Advances, 2019, 9(2): 025006.
- [12] KYRITSAKIS A, VESKE M, DJURABEKOVA F. General scaling laws of space charge effects in field emission[J]. New Journal of Physics, 2021(23): 063003.
- [13] SUN Y Z, WANG L H, DONG K L, et al. Research on ion enhancement effect in micro-gap gas discharge[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 2020, 89(9): 094501.
- [14] 李彦森, 孙岩洲, 王林华, 等. 不同气压下微间隙气体放电特性分析[J]. 真空科学与技术学报, 2022, 42(1): 75-81.
- [15] 王新新, 付洋洋. 气体放电的相似性[J]. 高电压技术, 2014, 40(10): 2966-2972.
- [16] 赵大帅, 孙志, 孙兴, 等. 基于分形理论的微间隙空气放电[J]. 物理学报, 2021, 70(20): 199-211.
- [17] 王党树, 古东明, 栾哲哲, 等. 基于微纳制程平台的微间隙放电[J]. 西安科技大学学报, 2020, 40(6): 1102-1108.
- [18] 王林华, 孙岩洲, 董克亮, 等. 微间隙气体放电击穿过程分析[J]. 电子器件, 2020, 43(6): 1197-1202.

收稿日期: 2022-07-18 修回日期: 2022-09-21

作者简介: 贾斌(1996-), 男(汉族), 河南焦作人, 硕士生, 主要从事高电压工程及微放电方向的研究; 通信作者: 赵来军(1980-), 男(汉族), 山东济宁人, 讲师, 博士, 主要从事电弧与电接触、高压电气设备状态监测方面的研究。