Analysis of Breakdown Process of Micro-Gap Gas Discharge*

WANG Linhua, SUN Yanzhou, DONG Keliang, LIU Xuguang*
(*School of Electrical Engineering and Automation, Henan Polytechnic University, Jiaozuo He'nan* 454000, *China*)

Abstract: In order to study the process of discharge breakdown in micro-gap, the DC breakdown experiment with electrode gap of 1 μm ~ 100 μm was carried out in atmospheric air. The breakdown voltage curve is compared with Paschen curve, and the deviation of 1 μm ~ 10 μm breakdown voltage from Paschen curve is analyzed. By derivation and calculation the ion number density near cathode, it is concluded that the higher ion number density of cathode will produce higher additional electric field with the increase of applied voltage in the range of 1 μm ~ 10 μm, and the additional field will decrease with the increase of electrode spacing, so there is a strong ion enhancement effect in the micro gap. Finally, combined with the ratio of secondary coefficient γ' of ion enhancement effect and secondary coefficient γ of Townsend, according to the change curve of γ'/γ with electrode spacing, when the electrode spacing is 1 μm ~ 5 μm, the discharge process is dominated by the field emission of ion enhancement effect, and the ion enhancement effect gradually weakens with the increase of electrode spacing. At 10 μm ~ 100 μm, the change of breakdown voltage is basically consistent with Paschen curve, and its discharge process can be explained by Townsend avalanche theory.

Key words: micro-gap; Paschen curve; ion enhancement effect; field emission; γ coefficient
EEACC: 2315 **doi**: 10.3969/j.issn.1005-9490.2020.06.002

微间隙气体放电击穿过程分析*

王林华, 孙岩洲*, 董克亮, 刘绪光
(河南理工大学电气工程与自动化学院, 河南 焦作 454000)

摘 要: 为了对微米尺度气体间隙下放电击穿过程进一步研究, 在大气压空气环境下进行了电极间距为 1 μm ~ 100 μm 的直流击穿实验。绘制了击穿电压曲线与 Paschen 曲线对比, 针对 1 μm ~ 10 μm 击穿电压偏离 Paschen 曲线进行分析。通过推导计算, 得出在 1 μm ~ 10 μm 时随着外加电压的增加, 阴极较高的离子数密度将会产生较高的附加电场, 附加电场随着电极间距的增加而减小, 从而在微间距下存在较强的离子增强效应; 最后, 结合离子增强效应二次系数 γ′ 与 Townsend 二次系数 γ 的比值, γ′/γ 随电极间距 d 的变化曲线得出, 1 μm ~ 5 μm 时, 放电过程是由离子增强效应场发射主导发生, 且随着间距增大离子增强效应逐渐减弱。在 10 μm ~ 100 μm 时, 击穿电压的变化基本符合 Paschen 曲线, 其放电过程可以用汤森雪崩理论解释。

关键词: 微间隙; Paschen 曲线; 离子增强效应; 场发射; γ 系数
中图分类号: TN13 **文献标识码**: A **文章编号**: 1005-9490(2020)06-1197-06

随着大规模集成电路、微电子工艺和微机电系统(MEMS)的迅速发展, 数量巨大的电子元件被集成在很小的空间, 导体之间的间隙大大降低, 形成了典型的微间隙气体放电结构[1-2]。在这种情况下, 施加小的电压就可能在电极间产生很强的电场, 从而造成"低电压击穿"[3-6]。并且微放电能够产生低温等离子体, 其在杀菌消毒、材料表面改性、光电效应等方面有广泛的应用[7]。所以对微间隙气体放电的研究具有较重要的意义。

微间隙空气放电不同于宏观的空气放电[8], 所以常规的气体放电理论不能合理解释其放电过程。前期研究者也开展了关于微间隙气体放电的研究, 吴冲若等[9]学者通过改变环境气氛以及电极间隙距离测量了 5 μm、50 μm、70 μm、100 μm 下的击穿性能, 并得出电极之间的距离对其穿特性影响很大, 距离较小时的击穿场强比大间距时要高。Amanda 等[10]通过推导小间隙击穿电压的解析表达式, 并将计算结果与 PIC 模拟结果进行了比较, 发现在大气

项目来源: 国家自然科学基金项目(U1204506)
收稿日期: 2020-06-04 **修改日期**: 2020-07-24

压环境下小于 15 μm 时的放电特性已经不能用传统的放电理论进行解释。Klas M 等[11-12]研究表明实验结果在左半段时开始背离 Paschen 曲线,得出当二次发射过程受离子增强场发射支配时就会出现偏离标准的标度定律。Wang R 等[13]使用不同曲率的针尖进行微间隙针-板放电实验,研究表明在间隙小于 10 μm 时,击穿电压不随间距改变,并认为该现象是由于击穿路径并非是最小电极间距造成,击穿仍为汤森雪崩放电。许多学者研究表明,当电极间隙小于某个值时的微间隙空气放电击穿电压曲线背离了 Paschen 曲线。但对于小间隙空气击穿的原因以及主要击穿因素尚存在争论。

本文采用基于精密距离控制设备搭建了微间距气体放电实验平台,对不同间距放电击穿进行了实验研究。测量了 4 种不同材料(不锈钢、铝、紫铜和黄铜)的电极在 1 μm~100 μm 下的击穿电压。在场发射的基础上,结合离子增强效应引起的附加电场以及有效二次发射系数 γ' 与 Townsend 二次系数 γ 的比值关系对微小间隙下放电击穿过程进一步研究和分析。

1 放电实验

1.1 实验平台及过程

实验装置结构图如图 1 所示,电极距离采用高精度数显千分尺(分辨率 1 μm,精度 0.2 μm)进行控制。高压直流电源采用 Coronalab CTP-2000KD,输出电压为 0~10 kV。使用 Tektronix P6015 高压探头测量电极间电压,电流的测量选用 PINTECH PT-710 型电流探棒。电压电流的信号由数字示波器(型号为 GDS-2204)进行记录。采用直径 6 mm,长度 10 mm 的板-板光滑平面电极,实验前对电极进行打磨抛光,并用无水乙醇和去离子水分别进行超声波清洗,最后用酒精进行擦拭,降低电极材料表面粗糙程度,圆柱形电极边缘采用弧形打磨,以避免和降低边缘场效应,减少实验误差。图 2 为扫描电子显微镜(Scanning Election Microscope,SEM)下铝电极表面形貌图,可以看出电极表面粗糙度 Ra(Roughness average)小于 0.2 μm。

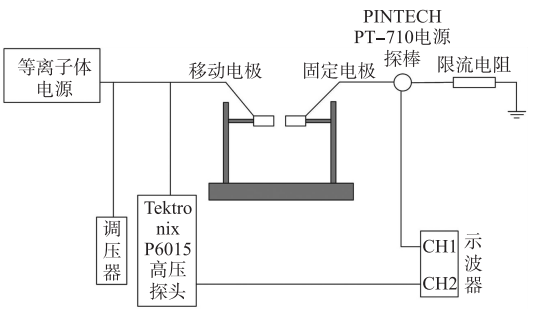

图 1 实验装置结构图

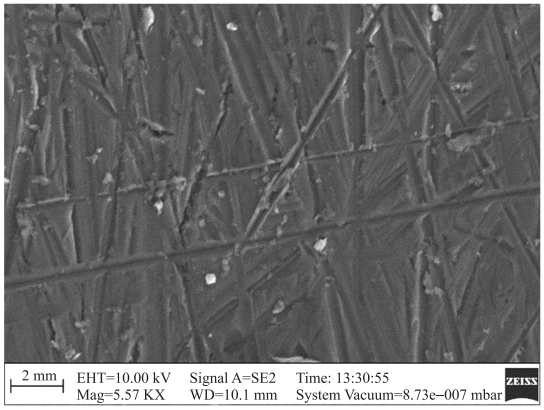

图 2 铝电极表面形貌图

实验详细过程为:第一步:判断电极的 0 位置,在两电极间施加 10 V 左右电压,移动电极使其相互靠近当看到示波器中有电流突增波形出现时停止移动,此时两电极接触,认为此时电极之间距离为零;第二步:缓慢增加电极间距至所需的间距,测量击穿电压,并通过示波器记录击穿时电压电流波形;最后:重复上述过程并进行数据的记录。

实验通过控制调压器大约 5 V/s 进行匀速升压,直到示波器中出现电流突增现象,依此判断两电极之间发生击穿。实验测量了电极间距在 1 μm~100 μm 范围内的击穿电压,每个点做 5 次重复实验,并记录了每次重复实验的原始数据。由于多次放电会破坏电极表面光滑度,多次放电实验后更换新的电极,避免对实验数据产生影响。

1.2 实验结果与分析

击穿电压是研究微间隙气体放电机理的重要参数,当电极两端所施加电压达到一定值时,电极之间就会发生击穿。图 3 为实验所得放电电流及外加电压波形,其中黄色为电压波形。图 3 中所示为实验所得最低击穿电压约 260 V,明显低于 Paschen 曲线对应 $\delta_S \approx 7.5\times10^{-4}$ cm,$U_b \approx 330$ V[14]。

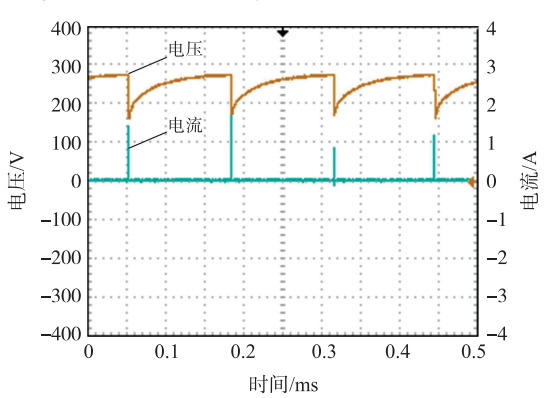

图 3 放电电流及电压波形

图 3 中可以看到气体放电的发生时刻,以及在放电发生时电极两端电压有明显的下降,且出现放电电流脉冲。第一个放电电流脉冲在 0.05 ms 左右观察到,下一次放电电流脉冲的时间间隔为 0.13 ms 左右。放电情况表现出不连续性脉冲的原因主要是当间隙击穿后,放电通道内流过约 1 A~2 A 的电流,而实验电源功率比较小,在短时间内有较大的电流脉冲流过火花通道,造成电极两端电压下降,因此放电发生中断现象。随后电极上的电压会重新恢复到原来的击穿值再次形成放电。

为减少实验带来的误差,实验各组数据测量 5 次,取平均值绘制击穿电压与电极间距的关系并做出误差带,与 Paschen 曲线进行对比,击穿电压变化趋势如图 4 所示。在图 4 中可以发现实验所得击穿电压曲线在 5μm 间隙以下时明显偏离了经典 Paschen 曲线的变化趋势。在 1 μm~5 μm 电极间距时,击穿电压并非像 Paschen 曲线一样随着电极间距的减小而升高,而是随着电极间距的减小而降低。在 6 μm~9 μm 电极间距时,击穿电压随电极间距的增大而呈现出平缓状态,几乎没有什么变化;在 10 μm~100 μm 时,其升高幅度增大与 Paschen 曲线的变化趋势基本一致。4 种不同材质电极的击穿电压在 1 μm~10 μm 时基本相同;在 10 μm~20 μm 时击穿电压呈现出铝电极低于两种铜电极,铜电极低于不锈钢电极的趋势,但并不明显;随着电极间距的增加,这一趋势逐渐明显,最终呈现的是不锈钢的击穿电压最高、铝最低、黄铜高于紫铜且在不锈钢和铝之间。在大于 10 μm 时,放电过程主要以汤森放电为主,4 种电极的击穿电压也逐渐出现差值;且随着间距的继续增大,差值更加明显;参考 4 种电极材质的逸出功,可发现 4 种材质击穿电压的大小与它们的逸出功是基本一致的。

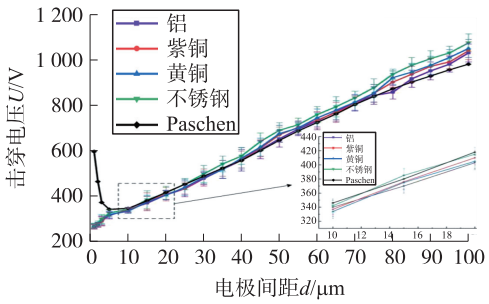

图 4　1 μm~100 μm 大气压下气体击穿电压与 Paschen 曲线

2　理论与计算分析

气体放电是由于带电粒子的产生和输运而产生,其主要是由 3 种机制引起,包括电子碰撞电离(EII)、二次电子发射(SEE)和场发射(FE)。当带电粒子的产生率超过损耗率时,粒子数量的迅速增加会导致气体击穿。气体放电过程中电荷产生机制的原理图如图 5 所示。

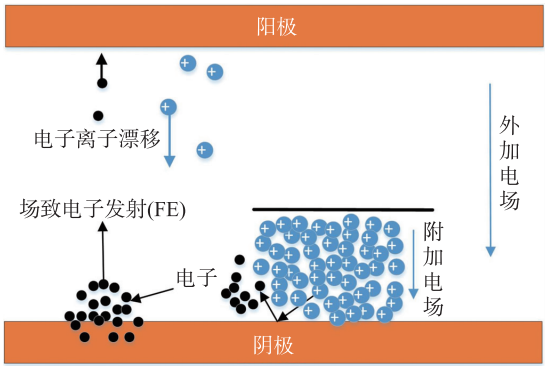

图 5　放电机制示意图

在较大间隙时电极间的击穿场强并未达到场发射阈值,故场发射的作用可近似忽略;但较小间隙时击穿场强急剧升高,场发射会有一些电子隧穿阴极表面发射出来,在阴极附近发射碰撞电离产生正离子,电子往阳极迁移而正离子汇聚在阴极附近。随着外加电压的升高,阴极聚集的离子增多,一些动能大的离子开始撞击阴极表面发生二次电子发射且强度不断增强,从而阴极离子密度持续增加,较高的离子数密度会与阴极之间产生较大的附加电场与外加电场进行耦合,增加微间隙的总电场强度,当场强足够大时阴极附近的离子可以大大降低金属表面的势垒,形成离子增强效应(如图 5 所示),从而加强微间隙下的场致电子发射进程。汤森雪崩理论只考虑了电子碰撞电离和二次电子发射,并未考虑场发射的影响,目前这也被认为是导致 Paschen 曲线在小间隙放电时击穿电压偏离的主要原因[14]。

2.1　离子增强效应

国内外很多学者都认为场致电子发射是微小间隙下发生气体击穿的最重要因素,由于空气中电子的平均自由程在 0.5 μm~1.0 μm 左右[15],在较小的电极间距下没有足够的空间来发生电子碰撞电离产生大量离子,故此时放电过程并不能由汤森放电理论解释。阴极离子数密度 n_+ 是产生离子增强效应的一个重要因素。通过电流密度 $J=qn\mu E$ 和 $J_e(0)=\gamma J_+(0)+J_{FE}+J_0$ 可推导出阴极离子数密度的近似解析公式。阴极离子数密度的近似解析公式为:

$$n_+(x)=\frac{(e^{\alpha d}-e^{\alpha x})(J_{FE}+J_0)}{q\mu(V_A/d)[1-\gamma(e^{\alpha d}-1)]} \tag{1}$$

式中:V_A 为外加电压,J_0 为本底电流密度(~10^{-10}

A/m^2)，J_{FE}为场发射电流密度。

场发射电流是关于场强 E 的函数，由 Fowler-Nordheim[16] 方程可得：

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

式中：β 是场增强因子，C_{FN}和 D_{FN}是与阴极材料的功函数有关的常数，其值分别为 55[17]，3.3×10^{-7} A/V^2 和 6.8×10^{10} V/m。通过解析式(1)计算得到在 1 μm~10 μm 阴极离子数密度随电压的变化趋势，如图 6 所示。针对 1 μm~5 μm 时阴极附近较高的离子数密度，通过计算得出由较高离子数密度形成的附加场的场强。由于电极间距在 1 μm 左右时，击穿场强远大于 10^8 V/m，故此时间隙中放电过程中为场致发射非常明显[18]；而在 7 μm~9 μm 时，击穿场强和阴极离子数密度均较低，故场发射的影响并不明显。因此，下面针对 3 μm 和 5 μm 的情况进行近似计算。

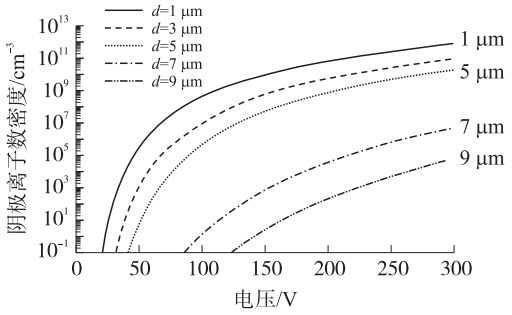

图 6 阴极离子数密度随电压的变化曲线

放电间隙阴极附近总电荷量：

$$Q=qn_+ \tag{3}$$

式中：q 为单位电荷量，其值为 1.6×10^{-19} C。

放电间隙阴极附近离子层体积：

$$V=\pi r^2\cdot h \tag{4}$$

式中：h 为离子层厚度，假设电极间距 3 μm 和 5 μm 时 h 值分别为 1 μm 和 2 μm。则电荷体密度为：

$$\sigma=\frac{Q}{V} \tag{5}$$

附加场电场强度为：

$$E_{sc}=\sigma/\varepsilon_0 \tag{6}$$

式中：ε_0 是介电常数，其值为 8.85×10^{-12}。

图 7 分别为 3 μm 和 5 μm 间距时附加电场随外加电压的变化图。由图可知，在较小间隙时随着外加电压的升高，附加电场呈指数形式迅速增长。3 μm 电极间隙时，当电压约为 230 V(场强约为 7.7×10^7 V/m)时，附加电场强度的数值就已经高达 10^7 V/m。附加电场的计算结果与图 5 中阴极离子数密度随电压的变化相结合，可知外电压大于 200 V 时 1 μm~5 μm 的阴极离子数密度大于 10^9 cm^{-3}，高密度的离子数密度对阴极附加电场的影响十分明显。而 7 μm~9 μm 时，阴极离子数密度远远低于 1 μm~5 μm(5 个~6 个数量级)。

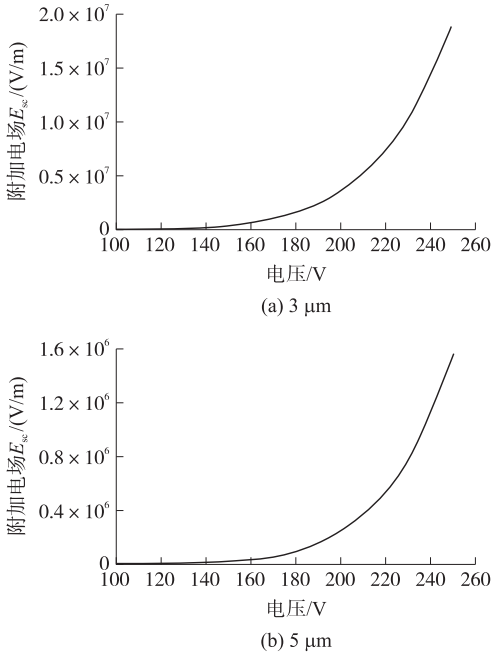

图 7 附加电场与电压关系

通过上述计算结果表明较高的离子数密度将产生很高的附加电场，进而会对场发射有很大的促进作用。图 8 显示了在 3 μm 电极间距下本征场发射(J_{FE}(E))和离子增强场发射(J_{FE}($E+E_{sc}$))产生的电流密度随外加电压的变化趋势。从图中可以看出，随着电压的增加场发射电流密度在逐渐增大，当电压大致在 180 V 是两条线开始有了明显的差距，对比图 6 可知此时阴极离子数密度在 10^9 cm^{-3} 量级。随着电压的增长，两条曲线差距越来越大，并且离子增强场发射电流密度增长趋势明显大于本征场发射。

由上述计算结果也可看出，在 1 μm~5 μm 时离子增强效应十分明显，较高的离子数密度会使得附加电场增大从而增强放电空间的电场强度进而对放电有促进作用。在 7 μm~9 μm 时离子数密度相对较低，较低的离子数密度并不能够使用上述的离子增强效应来进行解释。

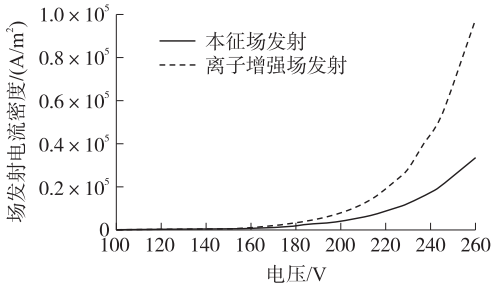

图 8 场发射电流密度对比

2.2　有效二次电子发射系数

根据上述 1 μm~5 μm 间距下,随着外加电压的增加,阴极极高的离子数密度以及较高的场强可以降低金属表面势垒,从而产生离子增强效应,进而增强场致电子发射。由于放电间隙中较高离子数密度的存在,会增强阴极二次电子发射,因此确定了系数 γ' 为离子增强效应的有效二次电子发射系数,其表达式为[19]:

$$\gamma' = K\mathrm{e}^{-D/E} \tag{13}$$

式中:E 是场强,K 是常数。D 是场致电子发射所需的阈值电场,是关于阴极材料及其表面性能的函数。

$$D = (6.85\times10^{7})\frac{\phi^{3/2}}{\beta} \tag{14}$$

式中:ϕ 是金属的功函数。

本文又通过方程(13)计算得出的离子增强效应二次系数 γ' 与 Townsend 二次系数 γ 的比值 γ'/γ 随电极间距 d 的变化曲线,如图 9 所示。对 4 种不同材质电极的实验电压分别进行计算,得出曲线的变化趋势一致,图中曲线为采用铝电极的计算值。参数取值分别为:$K=10^7$,$\phi=4.08$ eV,$\gamma=0.03$。从图中可以发现 γ'/γ 的比值随着电极间距的增大而减小,在 1 μm~5 μm 时数量级可以达到 10^3,比 6 μm~10 μm 时高了数个量级;在 6 μm~8 μm 时有大幅下降,但其比值大于 1。因此,在 1 μm~5 μm 时放电过程是由离子增强效应加强的场致发射主导;在 6 μm~8 μm 时可以认为是场致发射主导向 Townsend 二次发射主导的过渡过程,由此也可以说明由实验所得的击穿电压在数 6 μm~10 μm 开始偏离 Paschen 曲线是由于阴极电子的产生机理是从 Townsend 二次发射过渡到场致发射的原因;在 9 μm~10 μm 时 γ'/γ 的比值逐渐下降且均小于 1,则此阶段是以 Townsend 二次发射为主且场致发射的作用可以忽略;在电极间距大于 10 μm 时,γ'/γ 的比值小于 10^{-6} 且其值继续减小,此时击穿电压与 Paschen 曲线变化趋势一致,符合汤森放电理论,以电子雪崩和电子二次发射为主导。

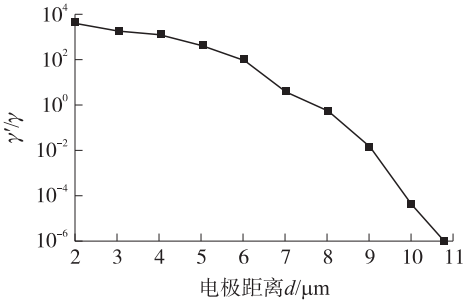

图 9　微间隙下 γ'/γ 比值随电极间距的变化曲线

2.3　结果分析

通过计算分析可知,在 5 μm 电极间距时,外加电压 300 V 左右阴极附近的正离子数密度达到 10^9 cm^{-3},同时由阴极附近正电荷正引起的附加电场高达 10^7 V/m;在同一外加电压下,电极间距小于 5 μm 时,阴极附近的正电荷密度随着间隙距离的较小而升高,进而导致粒子增强效应对场发射的促进作用不断的升高。实验结果表明 1 μm~5 μm 间距的击穿,出现了偏离 Paschen 曲线的现象;在 6 μm~9 μm以及更大间距时,阴极附近的正电荷密度急剧下降,离子增强效应的影响可近似忽略,并且此时击穿场强也由 1 μm~5 μm 时的 10^8 V/m 下降到 10^7 V/m 以下,场发射对放电的影响也开始逐渐下降,实验结果也表明此时的击穿电压基本符合 Paschen 曲线。

3　结论

本文计算分析了离子增强效应和场发射在微间隙放电过程中的作用,并在大气压空气环境下进行了微间隙(1 μm~100 μm)气体放电实验。通过计算与实验数据分析的结果和讨论得出以下结论:

(1)计算表明,在 1 μm~5 μm 时阴极附近较高离子数密度产生高达 10^7 V/m 的附加电场,高附加电场与较高的外加电场耦合对场发射过程起到了很大的促进;在 6 μm~9 μm 随着离子数密度的降低,离子增强场发射对放电的影响逐渐减小。即离子增强场发射是导致小于 5 μm 左右时偏离 Paschen 曲线的重要因素。

(2)实验数据可以得出,击穿电压并未出现最低点,当间隙小于 5 μm 左右时放电的击穿电压曲线明显偏离 Paschen 曲线,击穿电压随着电极间距减小而下降;在 6 μm~9 μm 时随着电极间距的增大击穿电压几乎不变;10 μm~100 μm 左右时击穿电压曲线与 Paschen 曲线变化趋势一致。

(3)对比分析可知,1 μm~5 μm 时击穿电压偏离 Paschen 曲线主要是由于高场强引起的离子增强场发射所导致,即电极间距为 1 μm~5 μm 的击穿是由于离子增强场发射诱导发生;6 μm~9 μm 时出现的平台是由于随着间距的增大汤森雪崩的影响增大,场发射的影响逐渐减小,即击穿主要机制的过渡;10 μm~100 μm 时与 Paschen 曲线变化趋势几乎一致,可由汤森雪崩理论解释。

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] 成永红,孟国栋,董承业. 微纳尺度电气击穿特性和放电规律研究综述[J]. 电工技术学报,2017,32(2):13-23.
[3] 孙志,付琳清,高鑫,等. 基于原子力显微镜的微间隙空气放电研究[J]. 电工技术学报,2018,33(23):5616-5624.
[4] 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,2015:14-30.
[5] Du H, Bogue R. MEMS Sensors: Past, Present and Future[J]. Sensor Review,2007,27(1):7-13.
[6] 董克亮,孙岩洲,刘绪光. 微间距气体放电的实验研究与分析[J]. 高压电器,2019,55(5):29-34.
[7] Fu Y,Zhang P,Verboncoeur J P,et al. Electrical Breakdown from Macro to Micro/Nano Scales:a Tutorial and a Review of the State of the Art[J]. Plasma Res Express,2020 2 013001.
[8] 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.
[9] 吴冲若,樊玉薇. 微间隙击穿性能的研究[J]. 电子器件,1993,16(2):54-59.
[10] 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.
[11] Radmilović-Radjenović M, Matejčik Š, Klas M, et al. The Role of the Field Emission Effect in Direct-Current Argon Discharges for the Gaps Ranging from 1 μm to 100 μm[J]. Journal of Physics D: Applied Physics,2013,46(1):015302.
[12] Klas M, Matejcik˘ Š, Radjenovic′ B, et al. The Breakdown Voltage Characteristics and the Secondary Electron Production Indirect Current Hydrogen Discharges for the Gaps Ranging from 1 μm to 100 μm[J]. Journal of Physics Letters A 376(2012)1048-10521049.
[13] Wang R, Ji Q, Zhang T, et al. Discharge Characteristics of a Needle-to-Plate Electrode at a Micro-Scale Gap[J]. Plasma Science and Technology,2018,20(5):054017.
[14] 沈其工,方瑜,周泽存,等. 高电压技术[M]. 北京:中国电力出版社,2012:12-27.
[15] Go D B, Pohlman D A. A Mathematical Model of the Modified Paschen's Curve for Breakdown in Microscale Gaps[J]. Journal of Applied Physics,2010,107(10),103303.
[16] 曾葆青,杨中海. 场致发射体的局域功函数研究[J]. 真空科学与技术学报,1999(3):201-206.
[17] 张连俊,赵立芳,罗恩泽. 场致电子发射技术分析[J]. 电子器件,2000,23(3):210-212.
[18] Li Y, Tirumala R, Rumbach P, et al. The Coupling of Ion-Enhanced Field Emission and the Discharge During Microscale Breakdown at Moderately High Pressures[J]. IEEE Transactions on Plasma Science,2013,41(1):24-35.
[19] Go D B, Venkattraman A. Microscale Gas Breakdown: Ion-Enhanced Field Emission and the Modified Paschen's Curve[J]. Journal of Physics D Applied Physics,2014,47(50):503001.

王林华(1996—),男,河南新乡人,硕士研究生,主要从事高电压工程及气体放电方向的研究,wanglh0615@163.com;

孙岩洲(1972—),男,河南偃师人,博士,教授,硕士生导师,主要从事气体放电、高电压工程及供电技术方面的教学和研究工作,sunyz@hpu.edu.cn。