

基于分形理论的亚毫米间隙正负极性流注放电特性*

邵茁凯¹⁾ 孙志^{1)†} 刘坤¹⁾ 王宸¹⁾ 周盈旭¹⁾ 孙伟峰²⁾

1) (哈尔滨理工大学电气与电子工程学院, 电介质工程国家重点实验室培育基地, 哈尔滨 150080)

2) (新加坡南洋理工大学电气与电子工程学院, 新加坡 639798)

(2023 年 6 月 4 日收到; 2023 年 7 月 17 日收到修改稿)

为研究亚毫米间隙下流注放电特性, 本文搭建了大气压下 100—500 μm 间隙下的正负极性流注放电实验系统以及图像采集系统, 采集 100—500 μm 间隙下正负极性流注放电的起始击穿电压与击穿图像并使用 Matlab 计算实验放电图像的分形维数. 实验分析发现 100—500 μm 间隙下的空气击穿放电依旧符合流注理论, 且正、负极性流注的击穿电压与放电图像分形维数的极性效应明显, 流注理论中空间电荷与光电离对放电通道曲折程度与覆盖范围的影响随着间隙增大而增大, 且在 300 μm 时发生跃变. 使用 Matlab 基于分形理论的 WZ (Wiesmann-Zeller) 模型建立 500 μm 间隙下正、负极性流注放电分形仿真, 发现发展概率指数 η 与分形维数成反比, 且同放电条件下放电发展概率指数 η 在正极性流注中相对于负极性流注要更小.

关键词: 亚毫米间隙, 流注理论, 极性效应, 分形维数**PACS:** 47.53.+n, 52.80.Mg, 52.20.-j, 52.20.Fs**DOI:** 10.7498/aps.72.20230937

1 引言

微电子机械系统 (micro-electro-mechanical system, MEMS) 是利用半导体工艺将传感、电路控制等多功能集成于一体的微小器件或系统, 其内部结构一般在微米甚至纳米量级^[1]. 技术的发展和全球化市场对加快 MEMS 器件上市速度的需求, 使得各国对 MEMS 产业的重视度逐年提升. 随着 MEMS 技术的发展, 其元器件内部的空间间隙基本达到亚毫米及以下量级, 在此间隙下较小的电压即可导致空气放电, 严重影响器件的绝缘水平^[2]. 所以对亚毫米间隙下空气放电特性进行研究不仅可以了解该尺度下空气放电特性, 还能为 MEMS 中的元器件提供绝缘参考.

流注放电是空气放电中的一个重要过程, 其相关的流注理论由 Meek^[3] 提出, 主要针对汤森理论

中无法解释的击穿时间比预想要快, 以及放电通道发生曲折的现象进行定性和定量分析, 在肯定汤森理论中电子碰撞电离作为放电主要成因的基础上, 强调了空间电荷畸变电场以及由光电离产生的光电子所引起的子电子崩对放电通道的影响. 近年来国内外学者围绕流注理论展开了不少研究, 通过大量的实验与研究补充了不同间隙与气压下的流注放电理论. 2015 年, 刘典和夏胜国^[4] 针对厘米尺度下针-板、针-棒间隙的流注分叉特性进行研究, 发现当间隙大于某一值时, 流注分叉数目与发光强度随间隙长度的增大而减少, 而小于该值时流注通道宽且少有分叉. 2018 年, 程文馨^[5] 研究了毫米间隙下高压正极性直流放电的模式转换过程, 发现高压直流空气放电的光谱主要由 N_2 第二正带系与第一正带系构成. 2019 年, 王成江等^[6] 研究了毫米间隙下初始种子电子团对正极性流注放电特性的影响; Ono 和 Komuro^[7] 基于实验建立了毫米间隙下正

* 国家自然科学基金 (批准号: 51607048) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sunzhimems@163.com

极性流注的二维 (two dimension, 2D) 仿真模型, 实验发现了模型中没有考虑的阴极脱落和其他阴极现象. 2020 年, Starikovskiy 和 Aleksandrov^[8] 对厘米间隙下正负极性流注头部各种电子产生速率进行了计算, 得出正负流注特性之间的差异与流注前方电子漂移的不同方向有关. 2022 年, Sosnin 等^[9] 研究了毫米间隙下正极性流注放电过程, 得出流注放电分为自由和受控事件的分类的结论. 2022 年, 赵志航等^[10] 利用高速摄像机拍摄了厘米间隙下低气压的流注发展过程, 发现气压越低, 流注的分叉数目越少, 流注的半径越大. 2023 年, 蒋兴良等^[11] 对毫米间隙下湿度对流注放电的影响进行了研究, 发现当湿度低时, 湿度对击穿电压的影响不大, 而当相对湿度达到约 94% 时, 湿度的增大使得电压明显提升. 由以上分析可知, 针对亚毫米及以下尺度的流注放电所展开的研究较少, 且正极性流注放电因为放电电压低、更易实现等原因成为各文献研究的主流, 而相比之下负极性流注放电与极性效应鲜有研究. 所以本文选择在亚毫米尺度下对正极性与负极性流注的放电特性进行对比研究, 通过两者因放电原理不同所引起的极性效应来进一步对亚毫米间隙下流注放电特性进行探究.

分形学作为对分形结构的一种研究工具在自然科学领域中一直有着广泛应用, 近年来由于流注放电的放电通道呈现曲折的形态, 对放电图像使用分形分析使得分形理论成为气体放电研究中的重要工具. 1984 年, Niemeyer 等^[12] 建立了分形电介质击穿模型 (NPW 模型), 由此开启了基于非线性理论的放电分形研究的先河. 1986 年, Wiesmann 和 Zeller^[13] 考虑到不同电介质放电发展过程中的临界起始场强以及放电通道的电压降等因素, 在 NPW 模型的基础上引入了阈值电场强度和放电过程中通道的电压降落, 由此成立了 WZ 模型. 2009 年, Amarasinghe 和 Sonnadara^[14] 使用电介质击穿的 WZ 模型模拟三维放电, 发现放电的分形维数很大程度上取决于发展概率系数. 2012 年, 薛福明^[15] 基于 WZ 模型对毫米间隙进行了电树枝生长的仿真分析, 发现在给定外施电压及生长步数的条件下, 发展概率系数 η , 生长临界场强 E_{mc} , 结构内电场 E_s 是影响电树枝生长的重要因素. 2016 年, 郑殿春等^[16] 基于分形理论对针-板电极毫米间隙空气放电现象进行了实验与仿真研究, 通过

调整放电发展概率指数使得仿真结果与实验结果吻合. 2021 年, 赵大帅等^[17] 针对 50—150 μm 间隙流注放电进行了实验与分形仿真, 发现分形维数与电压和间隙距离成正比. 2022 年, 耿江海^[18] 建立了 3 m 棒板正极性放电关于放电路径分形分布和先导发展规律的仿真. 可见分形理论已成为研究流注放电的一个重要手段.

本文搭建 100—500 μm 间隙的针-板放电系统, 对正极性与负极性流注放电进行击穿电压和放电图像的采集, 利用计盒维数法计算图像分形维数, 通过不同间隙、不同极性下的流注击穿电压与图像分形维数显示的极性效应来揭示亚毫米间隙流注放电特性; 使用 Matlab 建立 500 μm 间隙下基于 WZ 模型的正负极性流注放电分形仿真, 利用极性效应进一步讨论分形维数与放电发展概率指数的联系, 为亚毫米间隙流注放电分析打下理论基础.

2 亚毫米间隙放电实验与结果分析

2.1 实验装置与原理

实验装置由针-板放电系统与信号采集系统两部分组成, 其中针-板放电系统主要由针板支架、直流高压电源、微米升降台、针电极 (钨钢针)、不锈钢板电极组成, 如图 1 所示; 信号采集系统由耦合 CCD 光学显微镜、XYZ 三向微动位移台、Nikon 27719 3X 镜头、示波器、高压探头及计算机组成, 如图 2 所示.

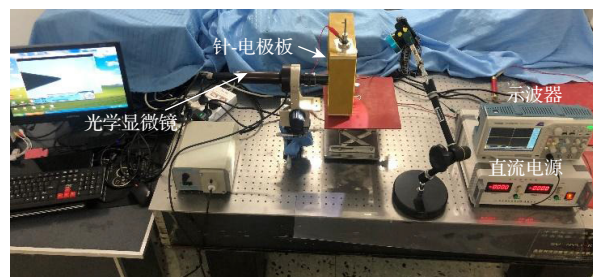


图 1 实验装置图

Fig. 1. Experimental device diagram.

直流高压电源使用东文 DW-SA502 型高压充电电源, 能提供 ± 5000 V 直流高压; 微米升降台控制不锈钢板电极的垂直升降, 控制精度为 1 μm ; 针电极使用由深圳市佳用电子科技有限公司出产的 WG-38-2.0 型号的钨钢针, 针尖曲率半径为 2 μm ,

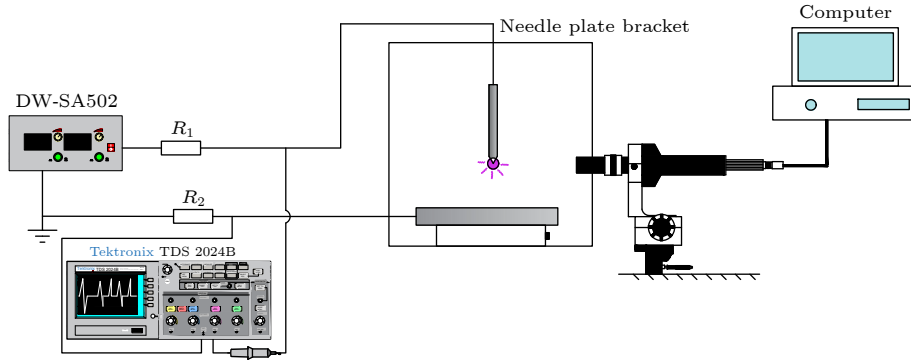


图 2 实验原理图

Fig. 2. Experimental schematic diagram.

可耐受多次高压放电并保持针尖曲率基本无变化;板电极由不锈钢板组成并固定在微米升降台上,通过调节微米升降台调整针板电极间距。

耦合 CCD 光学显微镜使用 SONY XC-555P 工业高速彩色摄像机,搭配 Nikon 27719 3X 镜头可观测到 $666 \mu\text{m} \times 480 \mu\text{m}$ 范围内的放电图像(图 3);摄像机的调焦由 XYZ 三向微动位移台辅助完成;高压探头与示波器实时采集针-板两端的施加电压。

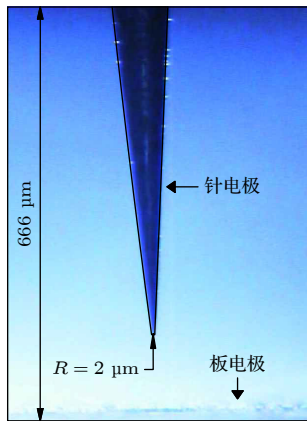


图 3 针-板放电系统图像

Fig. 3. Image of needle-plate discharge system.

2.2 分形维数计算与实验图像

分形维数是分形学中的重要参数,它能对放电通道曲直和分支密集程度等不规则特征进行定量描述,在研究气体击穿图像表征方面有着广泛应用。常见的分形维数计算方法有关联维数法、Hausdorff 法和计盒维数法^[19]等。由于计盒维数法适用性强且便于计算,所以本文借助 Matlab 软件采用计盒维数法计算分形维数。

设集合 F 是 R_n 域上一个非空的有界子集, R_n

域由直径为 r 的集合 R 组成,则 $N_r(F)$ 为覆盖集合 F 所需的至少集合 R 的数量,满足:

$$N_r(F) \propto r^{-D}. \quad (1)$$

则集合 F 的分形维数 D 为

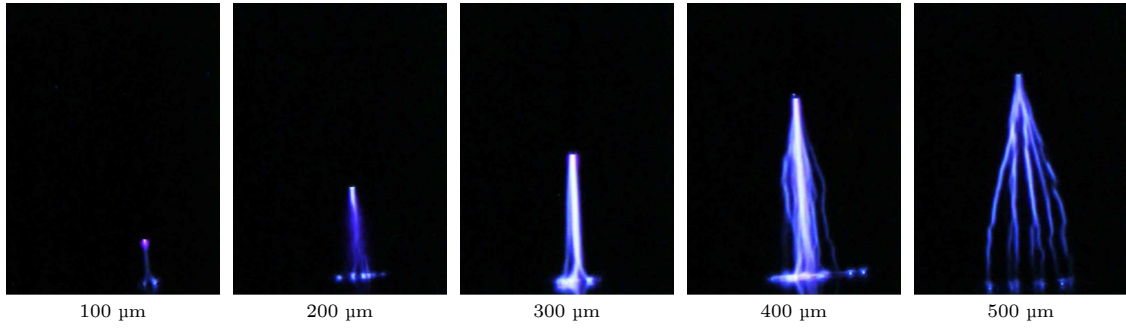
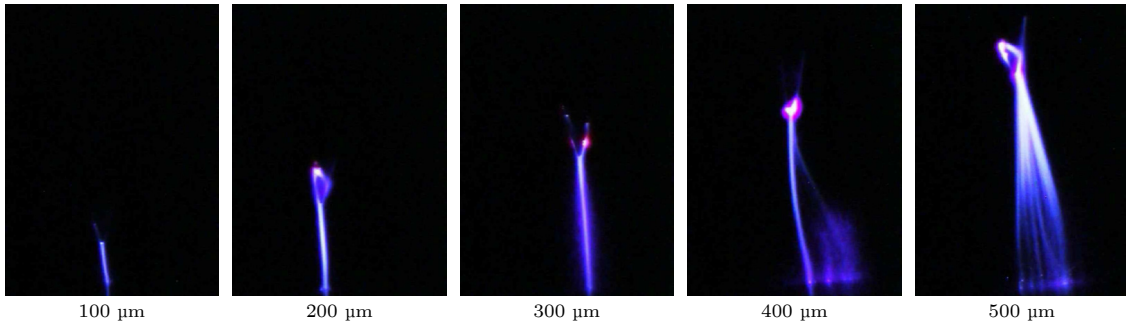
$$D = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\ln N_r(F)}{-\ln r}. \quad (2)$$

由于所拍摄到的放电图像是彩色图像,所以在计算分形维数前需要对图像进行灰度处理,随后使用 CANNY 算子^[20]检测图像边缘,选择合适的双阈值可以在不丢失图像真实边缘的情况下消除图片噪声。之后对图像进行二值化处理,选取不同的 r ($r = 2, 3, 4, \dots, 110$) 对二值图进行划分,统计不同 r 时图形矩阵包含像素值为 1 的格子数,记作 $N(r)$,从而得到数据组 $(r, N(r))$ 。对上述数据点在双对数坐标中进行最小二乘法线性拟合,拟合得到的直线的斜率即为所求的计盒维数 D 。

实验采集以 IEC60270 标准^[21],将放电过程中观察到现象的最低电压定义为各间隙下的流注起始电压 U_i 。100—500 μm 间隙下正负极性起始流注击穿时的放电图像如图 4 和图 5 所示。

图 4 中使用计盒维数法测得正极性流注放电图像的分形维数,结果从 100—500 μm 排列分别为 1.2600, 1.3404, 1.4007, 1.5403, 1.6179;图 5 中使用计盒维数法测得负极性流注放电图像的分形维数,结果从 100—500 μm 排列分别为 1.2755, 1.3308, 1.3696, 1.4867, 1.5275。

从实验图像中可以看出针-板间隙下正、负极性流注放电通道形态有明显的区别,呈现出明显的极性效应。正极性流注击穿图像在 100—500 μm 间隙下都有明显分叉,分叉密集度与曲折程度也随着间隙变大而变大,放电都从针尖开始向下蔓延

图 4 100—500 μm 正极性流注起始击穿图像Fig. 4. Initial breakdown image of 100—500 μm positive polarity streamer.图 5 100—500 μm 负极性流注起始击穿图像Fig. 5. Initial breakdown image of 100—500 μm negative polarity streamer.

至板, 且针尖上方无放电通道; 负极性流注击穿图像相较正极性更加笔直, 在 100—200 μm 间隙下放电通道分叉程度更小, 300—500 μm 间隙下才能观察到明显分叉, 但该间隙范围下负极性流注通道的分叉密集度与曲折程度依旧小于正极性流注, 负极性流注通道不仅发生在针尖与板之间, 在针尖上方也能明显观察到正流注通道. 正、负极性流注放电图像所呈现出的极性效应与两者放电原理不同有关.

毫米间隙下正、负极性流注放电原理在文献 [22] 中已经有了详细的描述, 从图 4 正极性流注放电图像可以看出, 亚毫米间隙下正极性流注放电原理与毫米间隙下基本一致. 亚毫米间隙正极性流注放电原理如图 6 所示, 图 6(a) 阶段, 当正极性电压施加在针-板两端时, 间隙内因宇宙背景辐射所产生的电子从负板极开始加速向正针极加速运动, 当电子速度达到一定程度, 其本身的能量已足够与空气中的气体分子发生碰撞电离. 由于空气中氮气含量占 78%, 因此电子主要与氮气分子发生碰撞电离, 碰撞电离会产生次级电子与正离子, 次级电子会与原来的电子一起重新加速并与其他氮气分子发生碰撞电离, 此过程循环往复, 使得电子与正离子的

数量呈指数上涨, 此时主电子崩形成. 图 6(b) 阶段, 由于电子与正离子荷质比相差较大, 在主电子崩中电子总是聚集在电子崩头部, 正离子总是聚集在尾部, 且电子会先一步进入正针极, 使得空间中遗留下大量正离子形成正离子团以相对缓慢的速度向负板极移动并畸变电场. 图 6(c) 阶段, 电子除了电离氮气分子外还会激发氮气分子 [5], 由于激发态无法长久保持, 被激发的氮气分子很快会回到未激发的状态并释放大量光子. 由于氮气分子的部分激发能高于氧气分子的电离能, 氮气分子退激发所释放出的部分光子会与氧气分子发生光电离产生光电子与正离子, 新产生的电子又会在电场作用下与新的氮气分子发生碰撞电离形成子电子崩. 由于正离子团已经畸变电场, 增强其与负板极之间的电场, 削弱其与正针极之间的电场, 子电子崩会朝向正离子团运动, 并且更容易在正离子团与负板极之间产生, 子电子崩头部电子汇入正离子团后, 会在其后部留下正离子通道, 当正离子团发展到此区域时就会与其连接形成流注通道, 由于光辐射的方向是随机的, 所以子电子崩产生的位置也是随机的, 这就导致流注通道呈现曲折形态, 如图 6(d) 阶段所示.

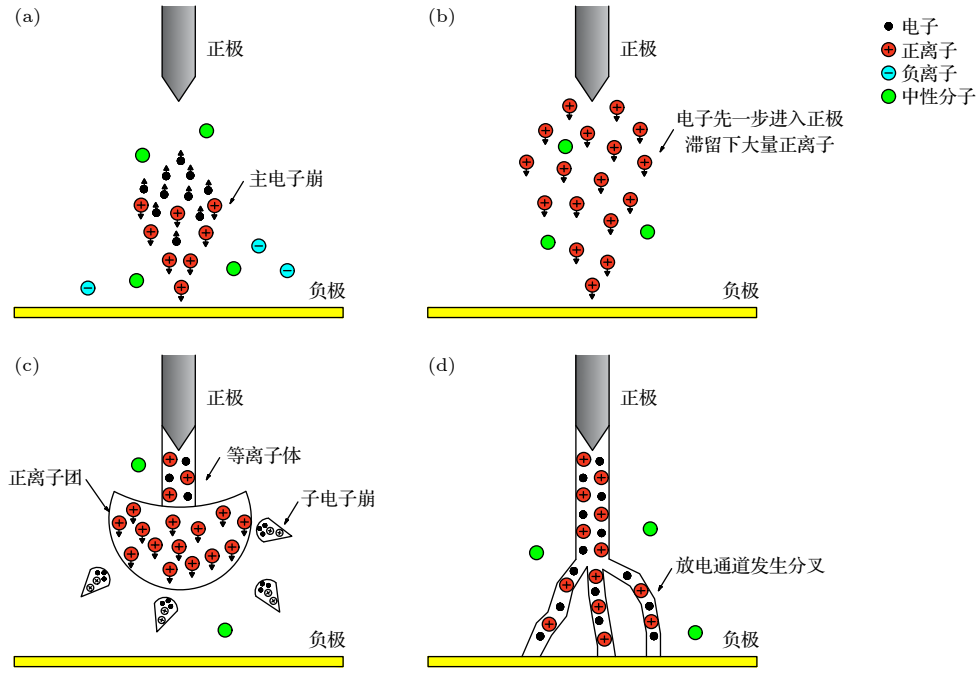


图 6 亚毫米间隙正极性流注原理图

Fig. 6. Schematic diagram of positive polarity streamer with submillimeter gap.

但在负极性流注放电原理方面,从图 5 负极性流注放电图像可以看出,亚毫米间隙与文献 [22] 所示毫米间隙的负流注放电图像存在明显不同,相比毫米间隙,亚毫米间隙的负极性流注放电在图像方面能够明显地观察到针-板间负流注分叉与针尖上方的正流注通道,这表明在亚毫米间隙下负极性流注放电过程中光电离虽然相对微弱 [23],但由其所引起的子电子崩对放电通道的发展起着不可忽略的作用.亚毫米间隙负极性流注放电原理如图 7 所示,图 7(a) 阶段依旧是主电子崩的产生过程,但是在图 7(b) 阶段由于主电子崩是往电场减小的方向发展,所以随着电子崩的发展,电子的移动速度在碰撞后会逐步减慢,头部电子团更能够容易四散也更容易与氮气分子发生吸附形成负离子,在正板极附近形成负电荷团.负针极附近由于正离子的荷质比较低,移动速度较慢,会在负针极附近集聚大量正离子,形成正离子团,这使得负极性流注的空间电荷呈现双极性,不过由于头部电子向外空间流散,负电荷团对电场的畸变能力相比正离子团要小很多.图 7(c) 阶段与正极性流注类似,电子激发氮气分子,激发的氮气分子回到基态的过程会产生大量光子,这些光子与氧气分子发生光电离产生的光电子将引起发生位置与方向都随机的子电子崩.负极性流注的正离子团会增强其与负针极之间的电

场,使得该区域的电子更容易产生子电子崩,这些子电子崩会向着正板极的方向汇入正离子团形成正流注通道,并在正离子团尾部形成等离子体;此外,负电荷团会与其前方的子电子崩尾部连接,形成负流注通道,在负电荷团后部也形成等离子体,这样就形成中间等离子体向正负两极同时发展的放电通道.不过由于正离子团还会削弱其与正板极之间的电场,使得该区域的子电子崩较难发生,子电子崩的数量减少,所以负流注相比正流注通道的曲折度要小,如图 7(d) 阶段所示.

2.3 实验结果分析

实验过程对正负极性流注放电起始击穿电压 U_i 与图像进行采集,击穿电压与击穿图像各重复实验 10 次,起始流注击穿电压 U_i 实验数据见图 8.

由图 8 可知,100 μm 间隙下正负极性流注击穿电压相差很小,只有 100 V 左右差距,100—500 μm 范围内,同一间隙下的负极性流注击穿电压高于正极性流注击穿电压,这与长间隙下的针-板放电电压的极性效应现象 [22,24] 相同,说明极性效应在亚毫米间隙依旧存在;随着间隙的增大正负极性流注击穿电压的差值越大,且 100—300 μm 间隙下正负极性流注击穿电压增长趋势明显大于 300—

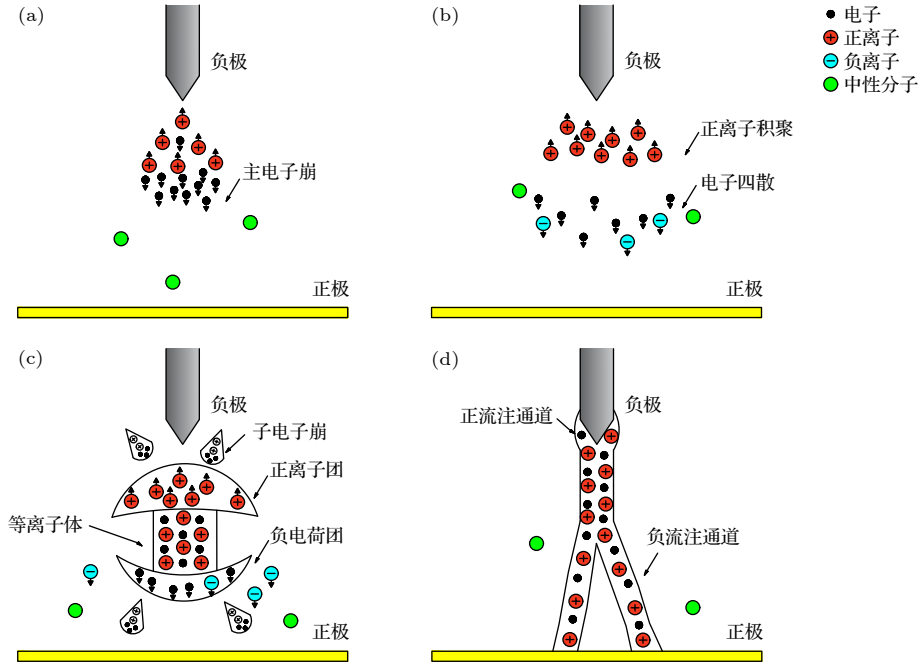


图 7 亚毫米间隙负极性流注原理图

Fig. 7. Schematic diagram of negative polarity streamer with sub-millimeter gap.

500 μm 间隙下两者的增长趋势. 流注理论中空间电荷与光电离对放电通道产生的影响越大, 放电通道相比汤森理论就更易产生, 击穿电压就越小, 其增长斜率就相对更小, 这说明流注理论中空间电荷与光电离对击穿电压的影响在 100—500 μm 间隙下随着间隙增大而不断增大, 且在 300 μm 处发生跃变.

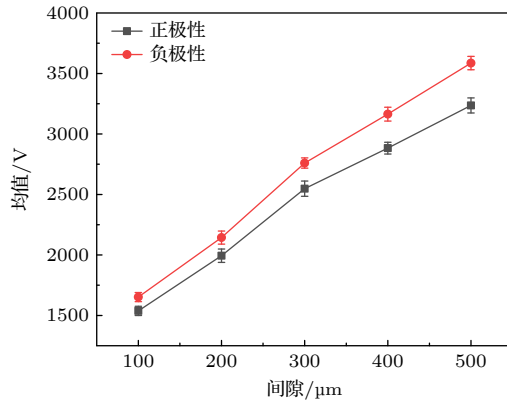

 图 8 实验所得 100—500 μm 正负极性起始流注击穿电压平均值

 Fig. 8. Average breakdown voltage of 100—500 μm streamer with positive and negative polarity obtained by experiment.

对 10 次实验所得的正负极性流注起始击穿图像使用计盒维数法测得相应的分形维数, 如图 9 所示. 由图 9 可以很明显地发现 100 μm 间隙下正、

负极性流注放电图像的分形维数相差很小, 并且由图 8 可知两者的击穿电压差值也很小, 说明在 100 μm 间隙下流注理论中空间电荷与光电离对放电通道发展的影响很小, 这与文献 [17] 所得结论相符. 100—500 μm 间隙下正极性流注击穿图像的分形维数一直高于负极性流注击穿图像的分形维数, 两者的差值也随着间隙的增大而增大, 且都在 300 μm 处发生跃变.

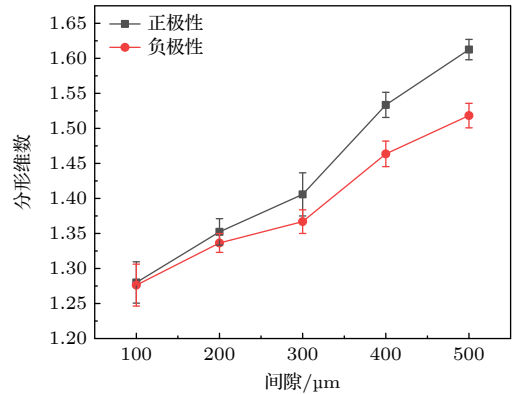

 图 9 实验所得 100—500 μm 正负极性流注击穿图像分形维数平均值

 Fig. 9. Average fractal dimension of 100—500 μm experimental streamer breakdown images with positive and negative polarity.

说明在负极性流注放电过程中, 100—300 μm 间隙下空间电荷与光电离对放电通道影响较小, 虽

然负针极上端存在着正流注放电通道,但是其所覆盖的区域较小且随着间隙变大其覆盖范围变化不大,而正离子团畸变电场使得其与正板极之间的负流注通道难以形成. 这导致 100—300 μm 间隙下的负极性流注下端通道形态基本接近笔直,所以 100—300 μm 区域内影响分形维数的主要因素为负针极下端直通道的长度,而针尖上端的正流注通道范围大小为次要因素,使得该区域内随着间隙变大分形维数近似呈现线性增长. 300—500 μm 间隙下空间电荷与光电离的影响开始变大,正离子团与正板极之间的负流注通道开始出现些许分叉. 而相比于正离子团与正板极之间的负流注分叉通道,正离子团与负针极之间的正流注通道覆盖范围对分形维数的影响就要小很多,所以在 300—500 μm 区域内分形维数的大小主要与下端负流注通道的分叉数量有关. 相比固定长度的直放电通道与小范围的正流注通道,分叉裂变的负流注通道对分形维数的影响要更大,这使得 100—300 μm 分形维数的增长斜率要小于 300—500 μm 分形维数的增长斜率.

正极性流注击穿图像的分形维数增长趋势与负极性流注击穿图像相同,但是决定分形维数大小的影响因素不同. 在 100—300 μm 间隙下空间电荷与光电离对分形维数影响较小,正极性流注图像的分叉数目较少且都集中在负板极附近,在该区域内影响分形维数的主要因素也依旧是通道长度,而流注分叉为次要因素,导致该区域随着间隙变大分形维数也近似呈现线性增长. 但是由于正极性流注放电过程中,正离子团畸变电场会增大其与负板极之间的电场,使得子电子崩汇入导致的通道分叉相比负极性流注放电更易形成,100—300 μm 间隙下正极性流注击穿图像的分形维数大于负极性. 300—500 μm 间隙下空间电荷与光电离的影响开始变大,正极性流注放电的分叉产生位置提高,使得分叉通道的曲折度与覆盖范围增大,此时影响分形维数的主要因素是分叉的数量与曲折程度,使得 100—300 μm 分形维数的增长斜率也同样要小于 300—500 μm 分形维数的增长斜率. 由于在正、负极性流注击穿过程中正离子云畸变电场所产生影响不同,且在 300—500 μm 间隙下流注理论中的空间电荷与光电离影响增大,这使得 300—500 μm 间隙下正极性流注击穿针-板间的分叉数与曲折

程度都明显高于负极性流注击穿,所以在 300—500 μm 间隙下,正极性流注放电图像的分形维数要远高于负极性.

以上实验数据表明,在亚毫米间隙下发生的流注放电依旧可以适用流注理论进行解释;且正、负极性流注放电也依旧存在极性效应,使得正极性流注击穿电压在 100—500 μm 间隙下都小于负极性流注击穿电压. 100—300 μm 间隙下流注理论中的空间电荷与光电离所产生的子电子崩对放电通道形态的影响较弱,且在 100 μm 时影响最小,这可能是两方面的综合影响: 首先,间隙较小时,所能提供的光电离空间有限,光电子的数量相对较少,因此其作用有限;其次,光电子在充当击穿/流注演化的种子电子时,需要经历雪崩过程,并逐渐发展为流注. 然而,间隙较小时,很难提供足够的距离,使得许多光电子无法演化成流注,因此其贡献有限. 所以在该间隙范围内影响正负极性流注放电分形维数大小的主要因素是通道的长度. 300—500 μm 间隙下流注理论中的空间电荷与光电离产生的子电子崩对放电通道形态的影响增强,空间内光电离产生的光电子的数量显著上升,加之间隙变长,能够演化为流注的光电子数量也显著上升,放电通道流注分叉增多,所以在该间隙范围内影响正负极性流注放电分形维数大小的主要因素是通道的分叉数与分叉的曲折程度. 同时由于极性效应,同间隙正极性流注起始击穿图像的分形维数都要大于负极性流注起始击穿图像.

3 亚毫米间隙分形仿真与结果分析

3.1 仿真模型与参数

模型方面, WZ 模型考虑了气体在极不均匀场下,其放电通道在发展过程中光电离所引起的子电子崩沿电势降落最快的方向发展的确定因素与子电子崩向各个方向发展的不确定因素的影响,能够较好地模拟流注放电分叉过程,所以本文使用 WZ 模型模拟正负流注放电通道的发展过程并计算其相应的分形维数,其放电概率与局部电场的幂函数关系式如下^[16]:

$$P = \begin{cases} \frac{|E_{i,j}|^n \cdot f}{Z}, & |E_{i,j}| > E_c, \\ 0, & |E_{i,j}| \leq E_c, \end{cases} \quad (3)$$

式中, $|E_{i,j}|$ 是待发展点 (i, j) 处电场强度; E_c 为阈值场强, 将模型中待发展点中电场强度大于 E_c 的点选为可能放电发展点; η 为放电发展概率指数, 表征放电发展对电场强度的依赖程度, η 越大则放电越依赖可能放电点的电场强度; $Z = \sum |E_{i,j}|^\eta$ 是所有待发展点处场强的概率指数的总和; f 是一个随机函数, 能生成 $(0, 1)$ 之间的均匀分布的随机数, 表征着放电过程中随机因素的影响.

本文运用 Matlab 软件仿真参数, 使用三角形网格划分放电区域, 如图 3 所示, 实验摄像机拍摄到的放电区域为 $666 \mu\text{m} \times 480 \mu\text{m}$, 所以仿真中放电区域面积也设置为 $666 \mu\text{m} \times 480 \mu\text{m}$; 本文模拟正极性与负极性 $500 \mu\text{m}$ 针-板间隙下的流注放电情况, 通过查询巴申曲线得知, 大气压 $500 \mu\text{m}$ 间隙下基础击穿电压约为 3100 V , 因此令阈值场强为 $6.2 \times 10^6 \text{ V/m}$; 针尖曲率设置为 $2 \mu\text{m}$, 通过测量实验中针的形状, 设置针上端直径宽度 $80 \mu\text{m}$; 网格使用自适应网格, 为减小计算量设置最大网格边长为 $6 \mu\text{m}$, 模型中网格节点数为 10151.

图 10 为仿真的针-板放电模型, 由于正负极性击穿通道的差异, 正极性流注击穿仿真放电设置从针尖开始, 放电区域设置为 $0-500 \mu\text{m}$, 施加电压为图 8 中的正极性 $500 \mu\text{m}$ 击穿电压平均值 $V_z = 3244 \text{ V}$. 虽然负极性流注通道形成过程呈现双极性, 但是 $500 \mu\text{m}$ 负极性流注放电的放电通道分叉起始端与针尖极其接近, 所以负极性流注击穿仿真放电设置也从针尖开始. 通过测量, 图 5 中 $500 \mu\text{m}$ 负极性流注放电的正流注区域约覆盖针尖上端 $100 \mu\text{m}$, 因此放电区域设置为 $0-600 \mu\text{m}$, 施加电

压为图 9 中的负极性 $500 \mu\text{m}$ 击穿电压平均值及 $V_F = 3588 \text{ V}$. 边界 1 是板电极边界, 其电势的边界条件为 0 V ; 边界 4, 5, 8, 9 是针电极边界, 其电势边界条件在正极性分形仿真与负极性分形仿真中分别为 V_z 与 V_F , 边界 2, 3, 6, 7 是零电荷边界条件, 其边界电势满足以下条件:

$$n \cdot (\nabla \phi) = 0. \quad (4)$$

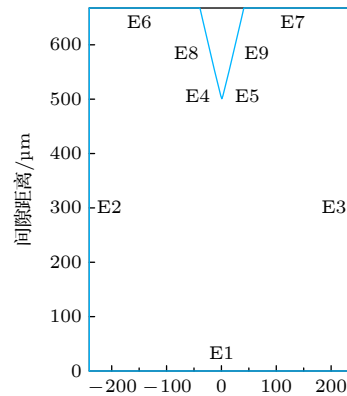


图 10 仿真放电模型

Fig. 10. Simulated discharge model.

3.2 仿真结果与分析

由于仿真中添加了随机函数影响, 所以每次仿真重复运行 10 次, 结果见表 1 和表 2. 图 9 显示, 实验中正极性 $500 \mu\text{m}$ 起始流注击穿图像分形维数平均值的 95% 置信区间为 $1.5319-1.6931$. 表 1 表明在正极性流注放电的仿真结果中当发展概率指数 $\eta = 0.18-0.20$ 时, 仿真所得的分形维数在实验得到的分型维数的置信区间内.

表 1 正极性流注放电仿真分形维数

Table 1. Fractal dimension of positive streamer discharge simulation.

仿真次数	$\eta = 0.30$	$\eta = 0.21$	$\eta = 0.20$	$\eta = 0.19$	$\eta = 0.18$	$\eta = 0.17$	$\eta = 0.1$
1	1.5849	1.5613	1.5994	1.6176	1.5873	1.6211	1.6914
2	1.5884	1.6155	1.646	1.63	1.6268	1.6728	1.6663
3	1.5621	1.5735	1.6011	1.6053	1.6206	1.6123	1.6741
4	1.5682	1.6116	1.6181	1.6075	1.6163	1.5858	1.6555
5	1.5789	1.5929	1.5841	1.5903	1.5925	1.6484	1.6622
6	1.5263	1.6176	1.5756	1.6116	1.6288	1.6591	1.6314
7	1.6026	1.6219	1.6245	1.6009	1.6594	1.6038	1.6611
8	1.5504	1.6228	1.6321	1.6632	1.6523	1.6382	1.6605
9	1.5839	1.6297	1.604	1.5704	1.6654	1.6235	1.6744
10	1.5549	1.596	1.5976	1.6264	1.5959	1.6446	1.6181
均值	1.5701	1.6043	1.6083	1.6123	1.6245	1.631	1.6595
95%置信区间	[1.4916, 1.6486]	[1.5241, 1.6845]	[1.5278, 1.6887]	[1.5317, 1.6929]	[1.5433, 1.7058]	[1.5494, 1.7125]	[1.5765, 1.7425]

表 2 负极性流注放电仿真分形维数

Table 2. Fractal dimension of negative streamer discharge simulation.

仿真次数	$\eta = 0.5$	$\eta = 0.45$	$\eta = 0.44$	$\eta = 0.43$	$\eta = 0.42$	$\eta = 0.41$	$\eta = 0.4$
1	1.5312	1.4781	1.5484	1.5183	1.5366	1.5127	1.5607
2	1.4896	1.5559	1.5114	1.4996	1.5098	1.5177	1.5479
3	1.4376	1.5340	1.5087	1.5635	1.4537	1.5584	1.5257
4	1.4896	1.5277	1.5196	1.5344	1.5282	1.4970	1.4987
5	1.4839	1.5680	1.4784	1.461	1.5824	1.5003	1.5432
6	1.4708	1.511	1.5049	1.506	1.5222	1.5226	1.4779
7	1.5265	1.4753	1.5449	1.4963	1.4911	1.5190	1.5441
8	1.5140	1.4610	1.5194	1.5434	1.5344	1.5356	1.5306
9	1.5179	1.5242	1.5127	1.5615	1.5222	1.5711	1.5238
10	1.4975	1.5224	1.5222	1.5112	1.5434	1.5168	1.5284
均值	1.4959	1.5158	1.5171	1.5195	1.5224	1.5251	1.5281
95%置信区间	[1.4211, 1.5707]	[1.4400, 1.5915]	[1.4412, 1.5929]	[1.4435, 1.5955]	[1.4463, 1.5985]	[1.4489, 1.6014]	[1.4517, 1.6045]

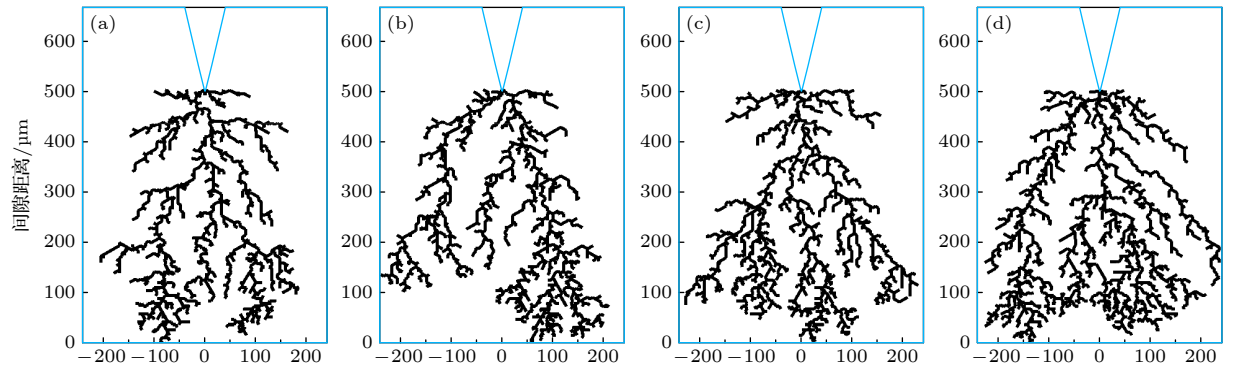


图 11 正极性流注分形仿真图 (a) $\eta = 0.30$, $D = 1.5789$; (b) $\eta = 0.20$, $D = 1.6011$; (c) $\eta = 0.19$, $D = 1.6167$; (d) $\eta = 0.10$, $D = 1.6663$
Fig. 11. Fractal simulation diagram of positive polarity streamer: (a) $\eta = 0.30$, $D = 1.5789$; (b) $\eta = 0.20$, $D = 1.6011$; (c) $\eta = 0.19$, $D = 1.6167$; (d) $\eta = 0.10$, $D = 1.6663$.

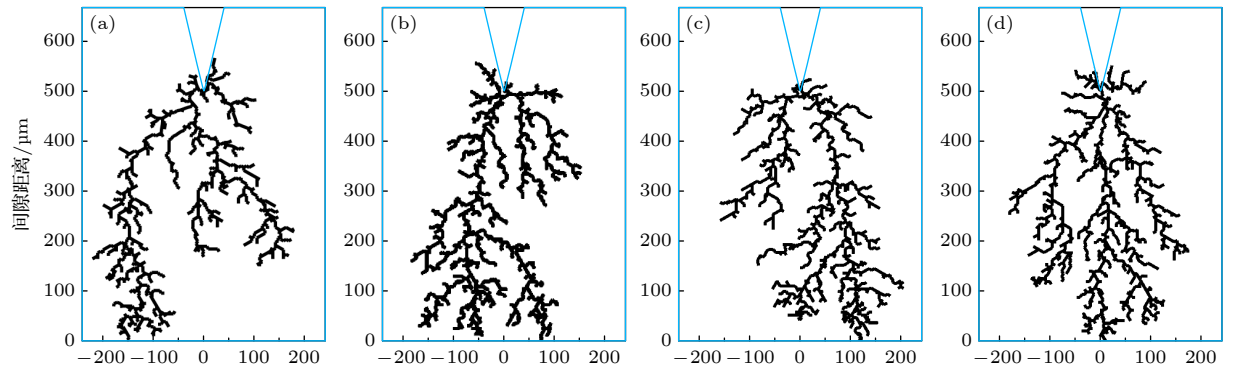


图 12 负极性流注分形仿真图 (a) $\eta = 0.50$, $D = 1.4975$; (b) $\eta = 0.45$, $D = 1.5110$; (c) $\eta = 0.43$, $D = 1.5183$; (d) $\eta = 0.40$, $D = 1.5284$
Fig. 12. Fractal simulation diagram of negative polarity streamer: (a) $\eta = 0.50$, $D = 1.4975$; (b) $\eta = 0.45$, $D = 1.5110$; (c) $\eta = 0.43$, $D = 1.5183$; (d) $\eta = 0.40$, $D = 1.5284$.

如图 9 所示, 负极性 500 μm 起始流注击穿图像分形维数平均值的 95% 置信区间为 1.4423—1.5942, 表 2 表明在负极性流注放电的仿真结果中当发展概率指数 $\eta = 0.42$ —0.44 时, 仿真所得的分形维数在实验得到的分型维数的置信区间内。

图 11、图 12 为正、负极性流注仿真图, 从图中可知正、负极性流注放电分形维数大小与放电发展概率指数呈负相关, η 越大, 仿真分形维数就越小; 同间隙下起始正极性流注放电的发展概率指数小于负极性流注放电, 说明正极性流注放电通道由光

电离产生的子电子崩在数量上相比负极性要更多, 且其在产生的位置范围上也相比负极性要更加宽广, 导致正极性流注放电分叉的分叉数和扩散范围更大, 分形维数更大. 这与实验现象、原理分析结果一致.

4 结 论

本文搭建了 100—500 μm 的亚毫米间隙放电系统, 采集正负极性流注击穿电压与起始击穿时的放电图像, 并通过计盒维数法计算了放电图像的分形维数, 从流注理论和极性效应的角度对正负极性流注放电特性进行分析. 利用 Matlab 软件基于分形理论的 WZ 模型搭建了 500 μm 正负极性流注击穿的分形仿真, 分析了放电发展概率指数与分形维数的关系, 以及正负极性流注放电图像分形维数在放电发展概率指数上的不同. 以下是本文得出的结论.

1) 100 μm 间隙下正极性与负极性流注起始击穿电压、图像的分形维数相差很小, 说明在该间隙下流注理论中空间电荷与光电离对放电通道形成有影响, 但是其影响较微弱, 这与文献 [17] 所得结论相符.

2) 从放电图像来看, 100—500 μm 间隙下的流注放电依旧可用流注理论解释, 且该间隙下正极性流注起始击穿电压始终小于负极性流注击穿电压, 两者差值随着间隙增大而增大, 并在 300 μm 处发生转折, 表明在 100—500 μm 间隙范围内极性效应依旧存在, 且随着间隙增大而增大;

3) 100—500 μm 间隙下正极性起始流注放电图像的分形维数始终高于负极性, 且两者的差值随着间隙增大而增大, 并在 300 μm 处发生跃升, 说明流注理论中空间电荷与空间光电离对放电通道的影响随着间隙增大而增大, 并在 300 μm 处其影响力发生跃升.

4) 500 μm 正、负流注击穿的分形仿真发现分形维数随着放电发展概率指数的上升而下降, 仿真分别得到了与实验所得正负极性流注放电图像分形维数相符合的放电发展概率指数 η , 发现正极性流注仿真符合实验的放电发展概率指数 η 要小于

负极性, 其放电相比负极性流注放电更加不依赖放电点的电场强度.

参考文献

- [1] Ouyang J T, Zhang Y, Qin Y 2016 *High Voltage Eng.* **42** 673 (in Chinese) [欧阳吉庭, 张宇, 秦宇 2016 高电压技术 **42** 673]
- [2] Meng G D, Cheng Y H, You X G, Wu K 2012 *J. Xi'an Jiaotong Univ.* **46** 106 (in Chinese) [孟国栋, 成永红, 西小广, 吴锴 2012 西安交通大学学报 **46** 106]
- [3] Meek J M 1940 *Phys. Rev.* **57** 722
- [4] Liu D, Xia S G 2015 *High Volt. Eng.* **41** 282 (in Chinese) [刘典, 夏胜国 2015 高电压技术 **41** 282]
- [5] Cheng W X 2018 *M. S. Thesis* (Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics) (in Chinese) [程文馨 2018 硕士学位论文 (南京: 南京航空航天大学)]
- [6] Wang C J, Tu M L, Fang Y Y, Shen S L, Li Y S 2019 *Insul. Mater.* **52** 57 (in Chinese) [王成江, 涂鸣麟, 方洋洋, 沈书林, 李亚莎 2019 绝缘材料 **52** 57]
- [7] Ono R, Komuro A 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 035202
- [8] Starikovskiy A Y, Aleksandrov N L 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 075004
- [9] Sosnin E A, Panarin V A, Skakun V S, Baksht E Kh, Kuznetsov V S, Sorokin D A 2022 *Russ. Phys. J.* **65** 1194
- [10] Zhao Z H, Wei X L, Yao Y H, Zhu B, Nie H Y, Li Y H 2022 *Chin. Soc. Electr. Eng.* **43** 4034 (in Chinese) [赵志航, 魏新芳, 姚远航, 朱博, 聂洪岩, 李毅恒 2022 中国电机工程学报 **43** 4034]
- [11] Jiang X L, Wu J G, Ren X D, Hu J L, Zhang Z J 2023 *High Voltage Eng.* **49** 1743 (in Chinese) [蒋兴良, 吴建国, 任晓东, 胡建林, 张志劲 2023 高电压技术 **49** 1743]
- [12] Niemeyer L, Pietronero L, Wiesmann H J 1984 *Phys. Rev. Lett.* **52** 1033
- [13] Wiesmann H J, Zeller H R A 1986 *J. Appl. Phys.* **60** 1770
- [14] Amarasinghe D, Sonnadara U 2009 *J. Sci.* **6** 57
- [15] Xue F M 2012 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin University of Science and Technology) (in Chinese) [薛福明 2012 学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨理工大学)]
- [16] Zheng D C, Ding N, Shen X D, Zhao D W, Zheng Q P, Wei H Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 024703 (in Chinese) [郑殿春, 丁宁, 沈湘东, 赵大伟, 郑秋平, 魏红庆 2016 物理学报 **65** 024703]
- [17] Zhao D S, Sun Z, Sun X, Sun H D, Han B 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 205207 (in Chinese) [赵大师, 孙志, 孙兴, 孙怀得, 韩柏 2021 物理学报 **70** 205207]
- [18] Geng J H, Wang Q S, Liu X M, Wang P, Lü F C, Ding Y J 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 095402
- [19] Wang J T, Yang J M 2013 *Complex Syst. Complex. Sci.* **10** 1 (in Chinese) [王江涛, 杨建梅 2013 复杂系统与复杂性科学 **10** 1]
- [20] Canny J 1986 *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* **8** 679
- [21] *High Voltage Test Techniques-Partial Discharge Measurements* p3 (in Chinese) [高电压试验技术 局部放电测量 第 3 页]
- [22] Zhang Q Z, Zhang L, Yang D Z 2021 *Plasma Processes and Polym.* **18** 200234
- [23] Zhang Y, Wang H, Zhang Y, Bogaerts A 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 54002
- [24] Yu L 2005 *M. S. Thesis* (Chongqing: Chongqing University) (in Chinese) [于亮 2005 硕士学位论文 (重庆: 重庆大学)]

Discharge characteristics of positive and negative polarity streamers with submillimeter gap based on fractal theory^{*}

Shao Zhuo-Kai¹⁾ Sun Zhi^{1)†} Liu Kun¹⁾ Wang Chen¹⁾

Zhou Ying-Xu¹⁾ Sun Wei-Feng²⁾

1) (*Cultivation Base of State Key Laboratory of Dielectric Engineering, Institute of Electrical and Electronic Engineering, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China*)

2) (*School of Electrical & Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapore 639798, Singapore*)

(Received 4 June 2023; revised manuscript received 17 July 2023)

Abstract

In order to study the characteristics of streamer discharge in sub-millimeter gap, an experimental system and an image acquisition system of positive and negative polarity streamer discharge in the gap of 100–500 μm at atmospheric pressure are built, and the initial breakdown voltages and breakdown images of positive and negative polarity streamer discharge in a gap range of 100–500 μm are collected, and the fractal dimension of the experimental discharge images is calculated by Matlab. The experimental analysis shows that the air breakdown discharge in the gap range of 100–500 μm still conforms to the stream theory, and the polarity effect between the breakdown voltage of positive and negative streamers and the fractal dimension of the discharge image is obvious. The influence of space charge and photoionization on the meandering degree and coverage of the discharge channel in stream theory increase with the increase of the gap, and jump at 300 μm . The fractal simulation of positive and negative streamer discharge with a gap of 500 μm is established by using WZ (Wiesmann-Zeller) model based on fractal theory in Matlab. It is found that the development probability index η is inversely proportional to the fractal dimension, and that the η is smaller in positive streamer than in negative streamer under the same discharge condition.

Keywords: submillimeter gap, stream theory, polarity effect, fractal dimension

PACS: 47.53.+n, 52.80.Mg, 52.20.-j, 52.20.Fs

DOI: [10.7498/aps.72.20230937](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230937)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51607048).

[†] Corresponding author. E-mail: sunzhimems@163.com

基于分形理论的亚毫米间隙正负极性流注放电特性

邵茁凯 孙志 刘坤 王宸 周盈旭 孙伟峰

Discharge characteristics of positive and negative polarity streamers with submillimeter gap based on fractal theory

Shao Zhuo-Kai Sun Zhi Liu Kun Wang Chen Zhou Ying-Xu Sun Wei-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 194702 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230937

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230937>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于分形理论的微间隙空气放电

Micro gap air discharge based on fractal theory

物理学报. 2021, 70(20): 205207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210362>

纳米颗粒聚集形态对纳米流体导热系数的影响

Effect of aggregation morphology of nanoparticles on thermal conductivity of nanofluid

物理学报. 2019, 68(5): 054401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181740>

针-板空气间隙流注放电起始过程的三维PIC/MCC仿真研究

Three-dimensional PIC/MCC numerical study on the initial process of streamer discharge in a needle-plate electrode in atmospheric air

物理学报. 2018, 67(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172309>

同轴枪正、负脉冲放电等离子体特性的对比

Comparative study of positive and negative pulsed discharge plasma characteristics of coaxial gun

物理学报. 2020, 69(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191321>

光电离速率影响大气压空气正流注分支的机理研究

Influence of photoionization rates on positive streamer branching in atmospheric air

物理学报. 2019, 68(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190060>

基于Julia分形的多涡卷忆阻混沌系统

Julia fractal based multi-scroll memristive chaotic system

物理学报. 2018, 67(9): 090502 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172761>