

无气流作用的大气压空气中弥散射流特性研究

李冠一¹, 姜慧^{1*}, 刘海波², 邓鸿飞¹, 孙伟铭¹, 徐耀宗¹

- (1. 输配电装备及系统安全与新技术国家重点实验室(重庆大学), 重庆市沙坪坝区 400044;
2. 陆军工程大学通信士官学校, 重庆市沙坪坝区 400035)

Characteristics of Diffuse Jet Without Airflow in Atmospheric Air

LI Guanyi¹, JIANG Hui^{1*}, LIU Haibo², DENG Hongfei¹, SUN Weiming¹, XU Yaozong¹

- (1. State Key Laboratory of Power Transmission Equipment & System Security and New Technology(Chongqing University), Shapingba District, Chongqing 400044, China;
2. Communication Sergeant School, Army Engineering University, Shapingba District, Chongqing 400035, China)

ABSTRACT: Atmospheric pressure plasma jet has large application prospects in many fields such as surface treatment, biomedicine and so on, but its application is limited because of the complexity of the airflow control system. In this paper, based on a traditional single-needle jet structure and appropriate configuration design, a diffuse plasma jet without airflow was produced, and the influences of tube diameter and air gap spacing were investigated. Moreover, the development process of the diffuse jet was also discussed. It is shown that the diffuse jet is generated by the interaction of external electric field, surface charge and space charge. The length of jet and the current amplitude decrease with the increase of air gap spacing. In the case of small tube diameter, the diffuse jet presents a gradual process of “corona → jet generation → jet development → channel formation” with the increasing voltage amplitude, and the negative discharge could be observed. The diffuse jet is generated as a sudden process of “corona → channel formation” under a large tube diameter condition. The two unique phenomena and the development processes of diffuse jet are explained based on the dielectric surface process theory. A simple plasma jet device was provided in this paper which can be helpful in improving the application field of plasma jet.

KEY WORDS: diffuse jet without airflow; discharge mode transition; surface charge; dielectric surface process

摘要: 大气压等离子体射流在表面处理、生物医学等诸多领域具有广泛的应用前景,但复杂的气流控制系统限制了其应

用。该文基于传统的单针射流结构,通过合理的结构参数设计,实现无气流作用的弥散等离子体射流,并研究了管口内径和气隙间距对弥散射流的影响,分析弥散射流的发展过程。结果表明,无气流弥散射流是外电场、表面电荷及空间电荷共同作用的结果;射流长度和电流幅值随气隙间距增大而减小;管口内径较小时,放电状态随电压幅值增长表现为“电晕—射流产生—射流发展—通道贯穿”的渐变过程,且存在负向放电现象;管口内径较大时,放电状态随电压幅值增长表现为“电晕—通道贯穿”的突变过程;结合介质表面过程理论分析了射流发展过程,并解释了射流状态随电压幅值增长出现的渐变和突变两种独特现象。研究结果提供一种更简易的等离子体射流装置,对拓展射流应用领域有重要意义。

关键词: 无气流弥散射流; 放电模式转变; 表面电荷; 介质表面过程

0 引言

大气压等离子体射流(atmospheric pressure plasma jet, APPJ)在表面处理^[1-2]、生物医学^[3-4]、环境治理^[5-6]等众多领域有广泛的应用前景。已有的射流研究中大多采用氦气、氩气等稀有气体作为工作气体^[7-9];一些学者采用固定成分比例的混合气体产生等离子体射流,降低了成本^[10-11]。然而,无论是采用单一稀有气体还是混合气体,都需要引入气体供给系统和流量控制系统,使整个射流装置及其操作变得相对复杂,射流的实用性及便携性受到影响。因此,研究如何在无气流条件下于大气压空气中产生等离子体射流,可以使装置结构得到简化,对进一步拓展等离子体射流的应用具有重要意义。

近几年来,陆续有学者致力于对无气流作用的

基金项目: 国家自然科学基金项目(51607018); 中央高校基本科研业务费(2020CDJQY-A023)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (51607018); Fundamental Research Funds for the Central Universities (2020CDJQY-A023).

等离子体射流的研究。Wu 等^[12-13]以自制直流电源作为激励，在针电极尖端产生直径 1.4 mm 的单丝状无气流等离子体射流，并实现了对粪肠球菌的有效灭活；Sosin 等^[14-15]发现，在一定条件下使等离子体通道弯曲，在通道弯曲处会生成长度达 60mm，径向宽度约 2.3mm 的等离子体射流，并将此现象命名为 apokampic 放电；Liu 等^[16-17]基于针环结构，采用增大针电极尖端电场与侧向电场间差值的方法，产生径向宽度约 0.5mm 的辉光型大气压等离子体射流。上述方法产生的无气流射流均呈单根细丝状，其作用范围较小，不适用于大面积处理，应用上受到一定的限制。虽然 Liu 等^[17]采用的等离子体射流阵列方式有效增大了作用范围，但阵列中各个射流单元之间存在相互影响；Fang 等^[18]对一维等离子体射流阵列的电学特性和光学特性进行了比较，由于离子间库仑力及外电场的作用，阵列中相邻射流单元间存在相互干扰，使等离子体射流发生偏转，阵列的均匀性受到影响。通过射流阵列来实现大面积均匀放电仍较困难。

总的来说，无气流作用条件下，在大气压空气中产生大面积均匀等离子体射流仍较难实现，且目前关于无气流射流特性和发展过程关注较少。本文基于传统的单针射流结构，设置合理的针电极位置，得到无气流条件下具有弥散特性的等离子体射流，并对不同管口内径和气隙间距下的弥散射流特性进行实验研究，结合介质表面过程理论分析了无气流射流的形成过程，对等离子体射流的应用具有一定的参考意义。

1 实验系统

本文实验在大气压空气中进行，图像在暗室中采集，实验装置和测量系统如图 1 所示。放电装置中，高压电极为直径 1mm 的铜针，固定于石英玻璃管的轴心位置，铜针尖端距管口中心位置 3mm，曲率半径为 0.3mm。所采用的石英玻璃管相对介电常数 6.3，尾端内径为 8 mm，管壁厚 1mm，管口内径为 d ，实验中 d 分别取 2、4、8mm。将尺寸为 100mm×100mm×1mm 的石英玻璃片放置于距离管口前端 g 处作为阻挡介质，在阻挡介质背面镀上一层氧化铟锡导电膜作为地电极。高压电极、石英玻璃管轴线、阻挡介质及地电极的中心处在同一水平面。

实验中激励电源为高频高压源 CTP-2000K，输出的正弦电压幅值为 0~30kV，频率 5~20kHz 可调，

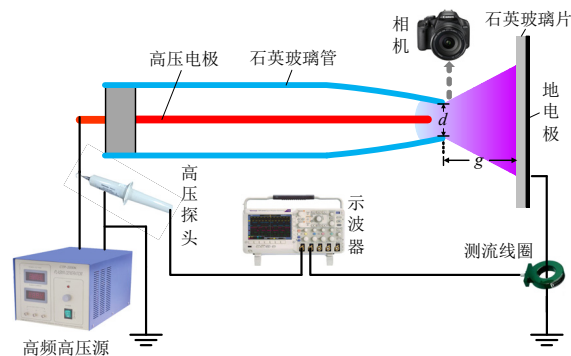


图 1 无气流射流实验平台

Fig. 1 Experimental setup of jet without airflow

本文实验中频率固定为 8kHz。外加电压和放电电流分别由 Tektronix P6015A 高压探头和 Pearson Current Monitor 2877 线圈测量，电压电流波形由 Tektronix DPO2024 示波器记录。放电图像由 Canon EOS 5D Mark III 采集，实验中相机曝光时间为 0.5s，光圈值为 4.0，ISO 为 6400。

2 实验结果

2.1 典型弥散射流特性

典型无气流射流图像如图 2，外加电压幅值为 18kV，石英玻璃管管口内径 d 为 4mm，气隙间距 g 为 10mm。图 2(a)为放电的侧面图像，高压电极尖端向石英管壁延伸出明亮的等离子体通道，到达管壁后，通道沿石英管内壁向管口发展；在管外，放电表现为由管口喷出的等离子体射流，射流前端到达阻挡介质表面，贯穿整个气隙，且无明显放电细丝。图 2(b)为放电正面图像，由高压电极端部向管内壁辐射出多个放电通道，产生等离子体的径向尺寸可达 12mm。整体上看，石英玻璃管外部的放电区域呈圆台状，作用范围较大。图 2(c)、(d)分别为对应 10 个周期(曝光时间 1/800s)放电的侧面和正面图像，由于 10 个周期的放电亮度较弱，因此对图像色度和对比度略做调整。可见，短曝光时间下，管口至介质板的气隙空间内仍没有放电细丝，放电始终表现为由管口喷射而出、贯穿整个气隙的等离子体射流，呈现出扩散的大面积的形态，具有弥散放电的特性，这与 Shao 等^[19-20]在大气压空气中管板结构产生的弥散放电形貌极为相似，因此将这种射流称为弥散射流(diffuse jet)。典型弥散射流的电流波形如图 3 所示，放电电流表现为多个幅值约为几十毫安的脉冲，集中分布在电压由负极性向正极性转变的过零点附近，每个周期脉冲的重复性较好，放电模式较为稳定；单个电流脉冲呈双极性震

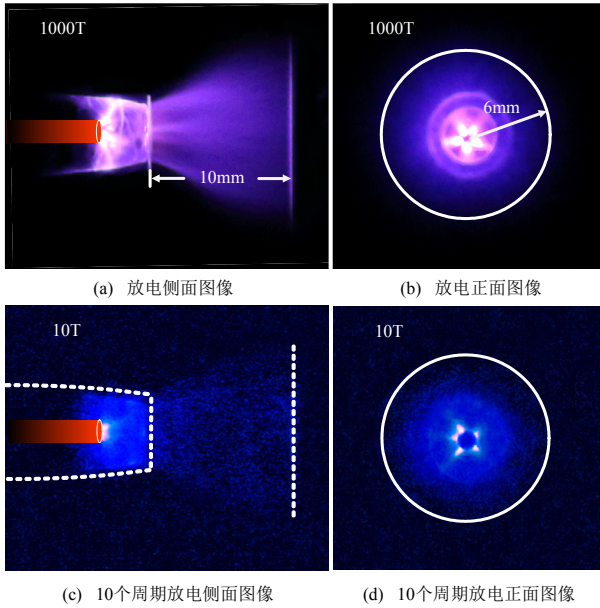


图2 典型弥散射流放电图像

Fig. 2 Typical discharge images of diffuse jet

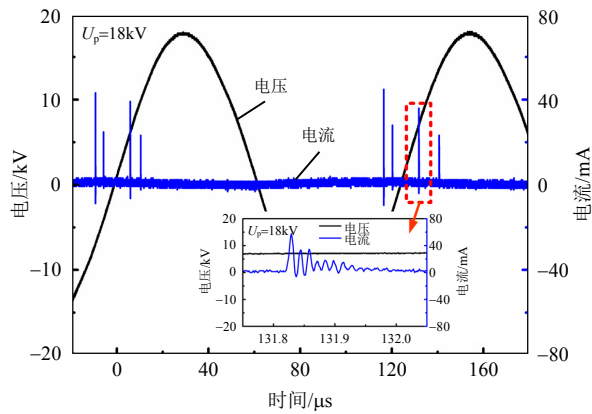


图3 典型放电电压电流波形

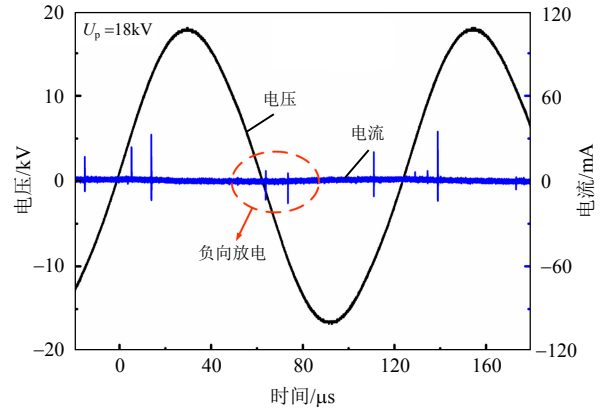
Fig. 3 Typical discharge waveform of diffuse jet

荡衰减，正向幅值较负向幅值大。

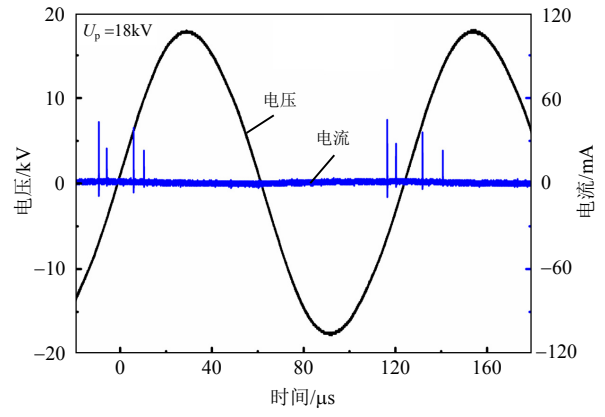
2.2 管口内径的影响

不同管口内径下的放电电流波形如图4所示，外加电压幅值为18 kV，气隙间距 g 为10mm，石英玻璃管管口内径 d 分别为2、4、8mm。可见，不同管口内径下的放电电流均表现为离散的电流脉冲，且管口内径越大，电流脉冲的幅值越大。这是由于管口内径较小时，等离子体放电通道分布更加密集、放电区域更为集中造成的^[21]。值得注意的是， $d=2\text{mm}$ 时，放电电流中电压由正半周向负半周转变时产生了负向放电，而在 $d=4\text{mm}$ 和 $d=8\text{mm}$ 条件下无此现象。此独特现象将在3.2节中作进一步讨论。

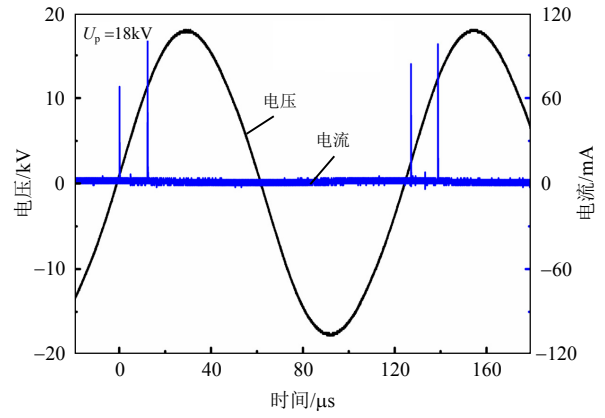
不同管口内径下的放电图像如图5所示，管口内径对弥散射流的作用范围有显著影响。管口内径 $d=8\text{mm}$ 时，射流的径向尺寸约为16.5mm，而



(a) $d=2\text{mm}$



(b) $d=4\text{mm}$



(c) $d=8\text{mm}$

图4 不同管口内径的放电电压电流波形

Fig. 4 Discharge waveforms under different tube diameters

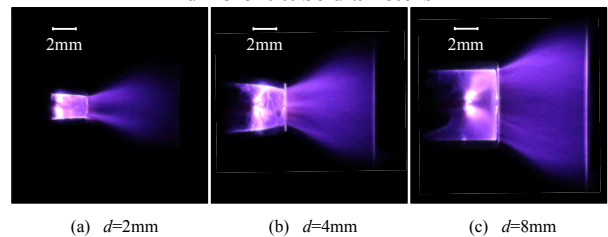


图5 不同管口内径的放电图像

Fig. 5 Discharge images under different tube diameters $d=2\text{mm}$ 时，射流的径向尺寸仅为3.2mm。可见，在本实验条件下，其他参数不变时，弥散射流的作用面积随管口内径的增大而增大。

不同电压下 $d=2\text{mm}$ 和 $d=8\text{mm}$ 时的放电图像如图 6 所示，气隙间距 g 仍取 10mm 。在外加电压幅值较低(8kV)时，不同管口内径下的放电均表现为电极尖端电晕。 $d=2\text{mm}$ 条件下，当电压幅值上升至 13kV 时，管口处开始产生射流，射流长度随电压幅值增大而继续增加，最终贯穿管口与阻挡介质间气隙通道，即射流发展随外加电压幅值增大呈现出“电晕—射流产生—射流发展—通道贯穿”状态的渐变过程。 $d=8\text{mm}$ 时，外加电压增至 17kV 过程中，尖端电晕增强，但未能形成弥散射流；当电压幅值由 17kV 增至 18kV 时，尖端处的放电变得剧烈，气隙中突然产生弥散射流并贯穿整个间隙，放电模式转变在较小的电压变化范围内发生，射流发展随

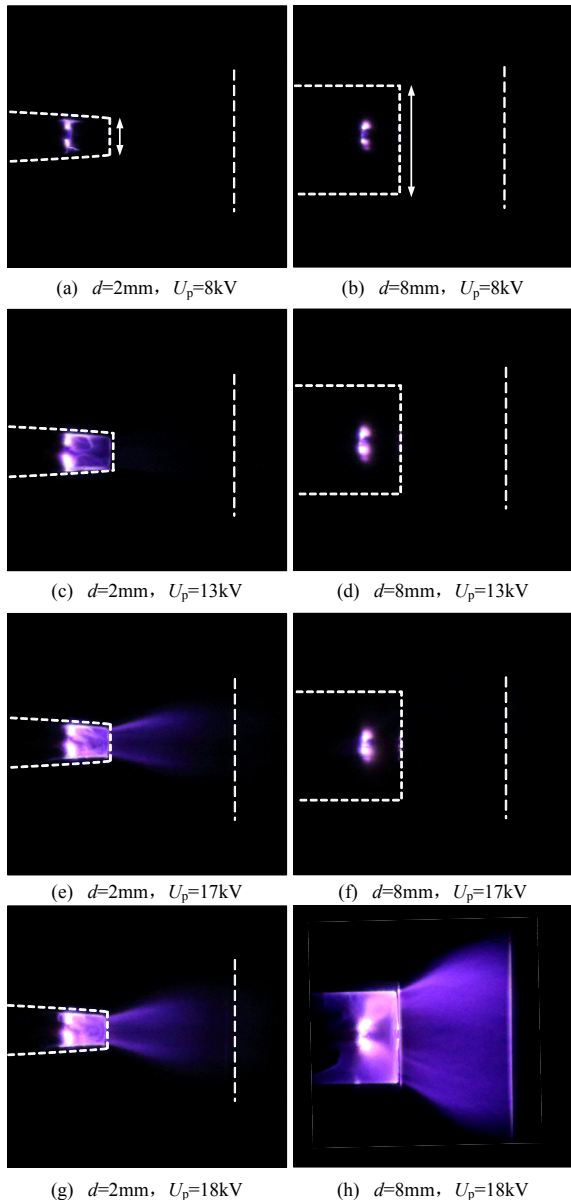


图 6 $d=2\text{mm}$ 和 $d=8\text{mm}$ 时不同电压下放电图像
Fig. 6 Discharge at different applied voltage, with tube diameter of 2 mm and 8 mm

电压幅值增大呈现出“电晕—通道贯穿”的状态突变过程。

2.3 气隙间距的影响

不同气隙间距下的放电电流波形如图 7 所示，管口内径 d 为 8mm ，保持电压幅值 20kV ，分别取气隙间距 g 为 $10, 15, 20, 30, 50\text{mm}$ 以及 ∞ (即无地电极)。由电流波形可知，随着气隙间距的增大，放电起始时刻延迟，这是由于在相同电压作用下，气隙间距增大导致针电极尖端电场强度减小，从而激发电离的时刻延迟。同时，由于气隙间距增大，单个放电周期内电流脉冲数减少，脉冲幅值降低。

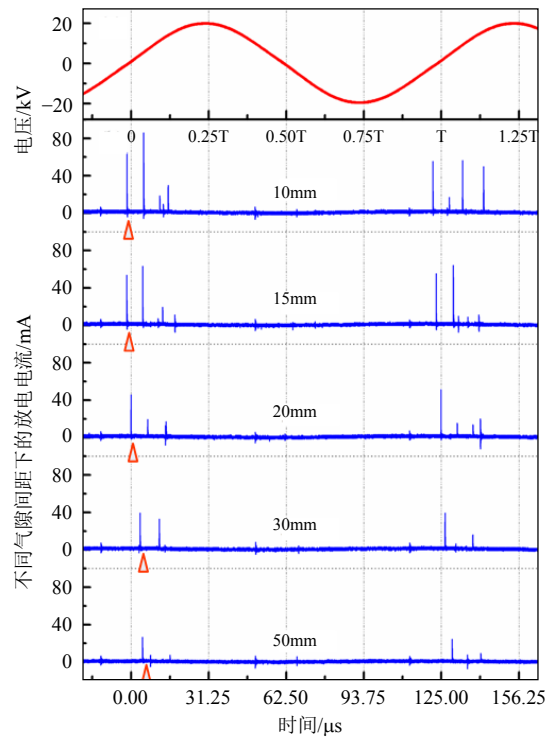


图 7 不同气隙间距下的放电特性

Fig. 7 Discharge waveforms under different air gaps

不同气隙间距下放电图像如图 8，由于地电极前阻挡介质的存在，并未出现文献[20]中由气隙间距变化而引起的放电模式转变，且放电电流幅值变化不大，放电始终表现为弥散状态，产生等离子体羽的稳定性质较好。 $g=10\text{mm}$ 和 $g=15\text{mm}$ 时，射流贯穿整个气隙。随着气隙间距增大，在气隙空间中，弥散射流的长度和发光强度都逐渐减弱，但仍保持较好的弥散特性；管内部放电的剧烈程度明显减弱。此外， $g=\infty$ 时无地电极，放电结构变为典型的单针射流。文献[22]采用单针射流结构分别在 $1\text{L}/\text{min}$ 空气和 $1\text{L}/\text{min}$ 氮气的作用下得到了具有扩散性质的等离子体射流，而本文在无气流作用时也得到了类似的结果。

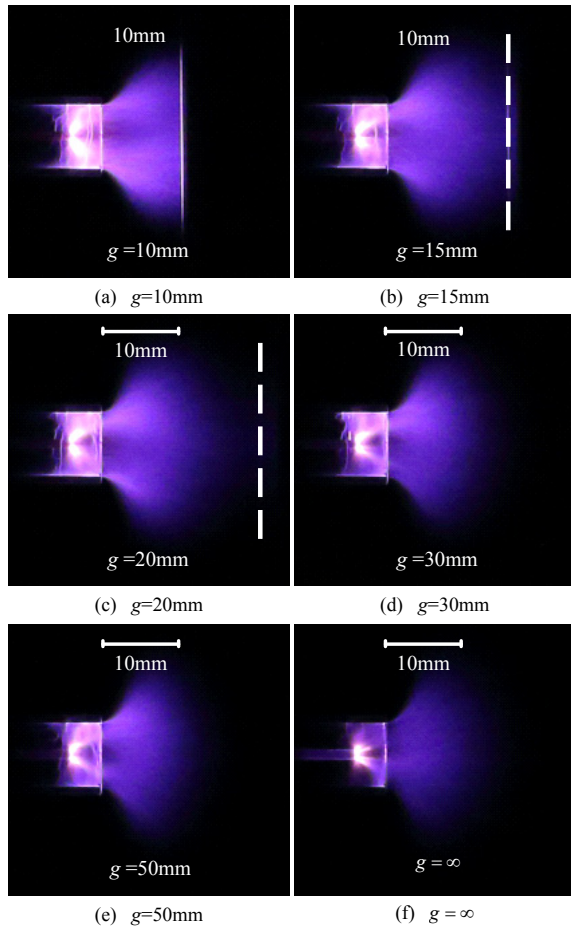


图8 不同气隙间距下的放电图像

Fig. 8 Discharge images under different air gaps

3 分析与讨论

3.1 弥散射流产生与发展过程

有无石英玻璃管时的放电图像如图9所示,电压幅值均为18kV, $g=10\text{mm}$ 。无石英玻璃管时,放电仅发生在电极端部附近,与图6中外加电压较低时的现象类似,表现为端部向周围空间发出的电晕并未产生前述的弥散射流。可见,石英玻璃管在弥散射流的产生中起着关键作用。

气体放电理论表明,较高的外电场更利于激发放电^[23],而放电过程中的空间电场则包括外电场和

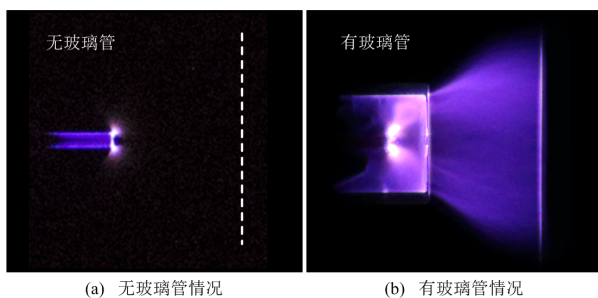


图9 有无玻璃管时的放电图像对比

Fig. 9 Comparison of discharge images with and without glass tube

放电产生的空间电荷电场。为了验证石英玻璃管对外电场分布的作用,基于Laplace方程对图9中两种条件进行外电场仿真计算,计算结果如图10所示。可见,石英玻璃管的存在降低了针电极尖端附近的外电场强度,因此,石英玻璃管对外电场强度的影响不是弥散射流的主要原因,继而可以认为石英玻璃管对空间电荷的影响在放电发展过程中起重要作用。

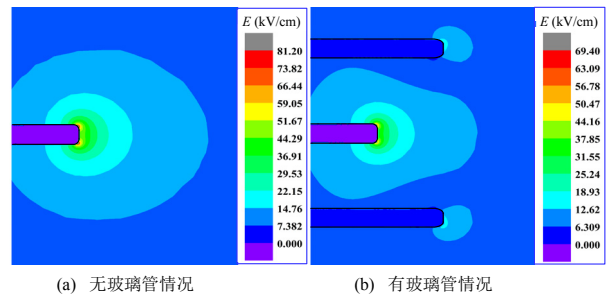


图10 有无玻璃管时的外电场分布

Fig. 10 External electric field distributions with and without glass tube

根据Golubovskii等^[24]提出的介质表面过程理论,介质表面存在一定数量的浅位阱,浅位阱的存在使介质表面具有俘获带电粒子的能力。对针电极施加高压时,电极尖端附近产生带电粒子,这些粒子在外电场 E_0 作用下向介质表面扩散,与介质表面接触时,一部分发生弹性碰撞回到气隙空间内,另一部分被介质表面的浅位阱俘获^[21]。电子的表面俘获机制类似于中性物质的物理吸附,其与介质表面的结合能很低,约为1eV(石英玻璃为0.63eV^[25]),这使得介质表面可频繁进行电子的俘获和释放。正离子的表面俘获机制是由于离子的轰击过程^[26-27],正离子轰击时,会夺走介质表面的电子成为中性粒子,并使原位置处产生一个空穴;对于俘获了电子的介质表面,正离子的轰击会使被俘获的电子得以释放,二者在介质表面处发生复合^[28],此时,若复合释放的能量远大于电子的结合能,还会使介质表面产生一个正空穴^[27]。这两种情况都可简单理解为介质内表面俘获了一个正空间电荷。被俘获的带电粒子暂时沉积在介质表面,并在介质表面处产生电场。当介质表面上沉积的带电粒子积累到可观的数量时,其产生的电场值足够大,从而改变气隙空间中的电场分布,对放电的发展造成影响。

基于上述介质表面过程理论,对弥散射流的产生原因和发展过程进行讨论。由于表面电荷消散的时间远大于放电周期^[29-30],因此忽略放电过程中因电荷消散所造成的影响。将单个放电周期分为A、

B、C、D 四个阶段，如图 11 所示，各阶段对应的时间节点、电流波形和发展过程在图中示出。图中下方虚线为旋转对称轴，阴影部分代表石英管壁，管壁凹陷处表示浅位阱。设 E_q 为介质表面俘获的电荷和气隙中的空间电荷所产生电场， E_0 为外加电压所产生的外电场， E_{th} 为产生弥散射流的阈值电场。其中， E_0 需高于空气临界击穿场强，以保证初始电晕放电的尺寸及产生的空间电荷量足以达到介质管内表面，继而进入介质表面过程。

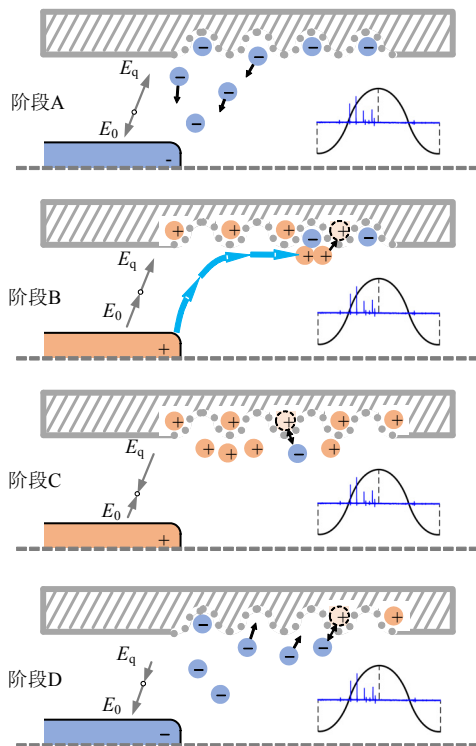


图 11 单周期放电发展过程

Fig. 11 Development process of a single discharge cycle

经过上个周期的放电，大量电子被石英管壁俘获或分布在气体空间中靠近管壁处，这些电子共同形成了与外电场 E_0 方向相反的电场 E_q ，最终 E_q 与 E_0 达到平衡^[31-32]。进入新的周期后，阶段 A 中，外加电压幅值负向减小，因此外电场 E_0 的绝对值减小，此时 $|E_q| > |E_0|$ ；由于空间中激发态分子与石英管壁碰撞以及管壁的热效应^[24]，部分被俘获的电子从浅位阱中脱陷，与空间中的电子一起，在合成电场的作用下移动，最终分布在距电极尖端较近的区域，阶段 A 结束。

进入阶段 B，电极上的电压极性由负变正， E_0 与 E_q 同向叠加。由于阶段 A 结束时，大量电子分布在针电极头部附近，因此 $|E_q|$ 较大，此时 E_0 与 E_q 的合成电场值大于产生弥散射流的阈值电场 E_{th} ，即

$$E_0 + E_q > E_{th} \quad (1)$$

在合成电场作用下，产生碰撞电离和空间光电离。由于阶段 A 提供了大量种子电子，多个电子崩会同时向针电极发展，相邻电子崩之间的路径相互交叠，并使二次电离产生的等离子体均匀性提高，使放电呈现出一种弥散状态^[20]，此后等离子体通道沿面发展，并观测到较为明显的电流脉冲。由于电场分布及正离子与电子迁移率的显著差异，沿面等离子体通道前端集中大量正离子^[33]；正离子轰击石英管表面，使浅位阱中的电子脱陷并发生复合，在石英管表面产生空穴，感应出正电位。随着等离子体通道的发展，空穴的数量增大， $|E_q|$ 不断减小；当空穴数量足够大时，合成电场已不足以维持通道继续发展，放电停止。最终，石英管表面的空穴和积累的正离子产生电场 E_q ，方向与 E_0 相反，阶段 B 结束。

进入阶段 C，针电极上所加正极性电压幅值减小，外电场 E_0 随之减小，因此在合成电场的驱使下，石英管表面累积的正离子有向电极头部移动的趋势，但由于迁移率小，这些正离子仍分布在距电极尖端较远的区域^[23]；与之相比，电子的迁移是不可忽视的，在此阶段中，空间中部分电子会漂移至石英管壁表面，与部分空穴复合。基于以上 2 个因素， $|E_q|$ 的值较阶段 A 要小得多，阶段 C 结束。

进入阶段 D，电压极性反转，电子在针电极头部附近的强场区域发生碰撞电离形成电子崩。 E_0 与 E_q 同向叠加，但由于此时 $|E_q|$ 较小，合成电场值小于阈值电场 E_{th} ，不足以引起足够的碰撞电离；此外，在电子崩的发展过程中，大量正离子留在电极头部附近，它们虽加强了针电极表面附近的电场，但削弱了外围空间的电场，这也使得放电的发展变得困难。此时，放电表现为电晕模式，强度略大于针板结构时的电晕，故在此阶段，观察不到明显的电流脉冲。在电晕区外，由于场强变小，不能引起碰撞电离，但崩头的电子继续沿电场线向石英管壁表面运动，最早到达的电子与表面空穴复合，后到达的电子被表面的浅位阱捕获，或分布在石英管壁附近，实现电子在石英管表面的积累，从而影响下个周期放电的发展。至此，整个放电周期结束。

3.2 管口内径影响分析

图 4 中，在管口内径 $d=2\text{mm}$ 的条件下，电压由正极性向负极性转变时产生了负向放电电流，而 $d=4\text{mm}$ 和 $d=8\text{mm}$ 时无此现象。结合 3.1 节放电发展

过程的讨论可知,在阶段 C 结束时,石英玻璃管表面处会累积正离子;进入阶段 D, E_0 与 E_q 同向叠加。当 d 较小时,石英管壁与针电极间距离缩短,管壁表面附近累积的正离子在针电极尖端处产生的电场 $|E_q|$ 增大,合成电场值增大;当 d 足够小时,合成电场大于阈值电场 E_{th} ,从而引起负向放电过程,故在放电电流波形中可观测到负向放电电流。

图 6 中,在未产生弥散射流前,不同管口内径下的放电均表现为电晕模式,此时外电场 $|E_0|$ 对于激发气体放电起着决定作用。 $d=2\text{mm}$ 条件下,石英管壁与针电极间距离较小,气相放电长度较短,因此当外加电压较低、电晕范围较小时,石英管壁便可俘获带电粒子,此时外电场 $|E_0|$ 较小,且管壁俘获的粒子数量较少;然而由于石英管壁与针电极间距离较小,尽管俘获的粒子数量不多,但这些带电粒子形成的 $|E_q|$ 仍可对放电发展起促进作用,等离子体通道由电极尖端向管壁发展,并伴随着较长的沿面放电现象,沿面放电本身的电阻导致电极尖端与管口间存在较大的电势差,从而抑制了管外放电的强度^[29, 34]。因此, $|E_0|$ 与 $|E_q|$ 随电压幅值增大而逐渐增大,射流不断向地电极方向发展,最终贯穿整个气隙,射流状态随外加电压幅值增大表现为一个渐变过程。 $d=8\text{mm}$ 条件下,管内气相放电长度较长,只有当外加电压比较高、电晕范围很大时,石英管壁才能俘获带电粒子,此时外电场 E_0 很大,空间中气体强烈电离,大量带电粒子在极短时间被石英管壁俘获, $|E_q|$ 突然产生并增至很大,且由于此时沿面放电长度短,沿面放电本身电阻对管外放电的抑制作用弱,因此在 $|E_0|$ 与 $|E_q|$ 的共同作用下,产生直接到达介质板的弥散射流,故 $d=8\text{mm}$ 时弥散射流状态随外加电压幅值增加呈现为突变过程。

4 结论

本文在无气流条件下产生了具有较大作用范围的弥散等离子体射流,对管口内径和气隙间距的影响进行了实验研究,并对射流的发展过程进行了讨论,得到如下结论:

1) 基于传统的单针射流结构,通过合理的结构参数设计,可产生较大面积的无气流弥散等离子体射流。

2) 不同管口内径下弥散射流的发展呈现不同过程:管口内径较小时,存在负向放电现象,射流状态随着外加电压幅值增加表现为“电晕—射流产

生—射流发展—通道贯穿”的渐变过程;管口内径较大时,射流状态表现为“电晕—通道贯穿”的突变过程。

3) 放电起始时刻随气隙间距增大而延迟,气隙距离的增大导致外电场强度的减小,因此电流幅值、射流作用范围和发光强度均随着气隙间距增大而减小。

4) 不同管口内径下弥散射流的两种独特发展过程是空间外电场、介质表面俘获电荷及气隙中空间电荷共同作用的结果。

参考文献

- [1] 胡多,任成燕,章程,等. 等离子体射流处理对聚全氟乙丙烯薄膜沿面绝缘特性的影响研究[J]. 中国电机工程学报, 2019, 39(15): 4633-4641.
HU Duo, REN Chengyan, ZHANG Cheng, et al. Effect of deposited film on the surface insulation characteristics of FEP material by atmospheric pressure plasma jet[J]. Proceedings of the CSEE, 2019, 39(15): 4633-4641(in Chinese).
- [2] 崔超超,章程,任成燕,等. 大气压等离子体射流 Cu 表面改性抑制微放电[J]. 中国电机工程学报, 2018, 38(5): 1553-1561.
CUI Chaochao, ZHANG Cheng, REN Chengyan, et al. Surface modification of Cu by atmospheric pressure plasma jet for micro discharge inhibition[J]. Proceedings of the CSEE, 2018, 38(5): 1553-1561(in Chinese).
- [3] REUTER S, VON Woedtke T, WELTMANN K D. The kINPen—a review on physics and chemistry of the atmospheric pressure plasma jet and its applications[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2018, 51(23): 233001.
- [4] ZHANG Jishen, ZHANG Hao, LIU Dingxin, et al. Study on the anticancer area and depth of a He plasma jet based on 2D monolayer cells and 3D tumor spheroids[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(17): 175201.
- [5] 梅丹华,方志,邵涛. 大气压低温等离子体特性与应用研究现状[J]. 中国电机工程学报, 2020, 40(4): 1339-1358.
MEI Danhua, FANG Zhi, SHAO Tao. Recent progress on characteristics and applications of atmospheric pressure low temperature plasmas[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(4): 1339-1358(in Chinese).
- [6] 戴栋,宁文军,邵涛. 大气压低温等离子体的研究现状与发展趋势[J]. 电工技术学报, 2017, 32(20): 1-9.
DAI Dong, NING Wenjun, SHAO Tao. A review on the state of art and future trends of atmospheric pressure low temperature plasmas [J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2017, 32(20): 1-9(in Chinese).

- [7] 田思理, 王瑞雪, 章程, 等. 氦等离子体射流子弹及活性粒子时空分布特征研究[J]. 中国电机工程学报, 2018, 38(1): 330-336.
TIAN Sili, WANG Ruixue, ZHANG Cheng, et al. Temporal and spatial study of plasma bullet and reactive species in a helium plasma jet[J]. Proceedings of the CSEE, 2018, 38(1): 330-336 (in Chinese).
- [8] 张波, 汪立峰, 刘峰, 等. 交流和纳秒脉冲激励氦气中等离子体射流阵列放电特性比较[J]. 电工技术学报, 2019, 34(6): 1319-1328.
ZHANG Bo, WANG Lifeng, LIU Feng, et al. Comparison on discharge characteristics of the helium plasma jet array excited by alternating current and nanosecond pulse voltage[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2019, 34(6): 1319-1328(in Chinese).
- [9] 任富强, 汲胜昌, 祝令瑜, 等. 基于同轴直管和倒置锥形管的氩气压等离子体射流放电形态的实验和仿真[J]. 电工技术学报, 2017, 32(8): 95-102.
REN Fuqiang, JI Shengchang, ZHU Lingyu, et al. Experiment and simulation on the discharge modality of atmospheric pressure plasma jets in argon based on coaxial straight tube and inverted tapered tube[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2017, 32(8): 95-102(in Chinese).
- [10] HENERAL A A, AVTAEVA S V. Atmospheric pressure plasma jets generated by the DBD in argon-air, helium-air, and helium-water vapour mixtures[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, 53(19): 195201.
- [11] LAI Chengchun, DENG Yongxin, LIAO Yinghao. A study on the influence of gas mixtures on the property of plasma-activated water[J]. Plasma Processes and Polymers, 2020, 17(02): e1900196.
- [12] WU Shuqun, CHENG Wenxin, HUANG Guowang, et al. Positive streamer corona, single filament, transient glow, dc glow, spark, and their transitions in atmospheric air[J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(12): 123507.
- [13] WU Shuqun, LU Xinpei, XIONG Zilan, et al. A touchable pulsed air plasma plume driven by DC power supply[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2010, 38(12): 3404-3408.
- [14] SOSNIN E A, PANARIN V A, SKAKUN V S, et al. Apokampic discharge: Formation conditions and mechanisms[J]. Russian Physics Journal, 2019, 62(7): 1289-1297.
- [15] SOSNIN E A, SKAKUN V S, PANARIN V A, et al. Phenomenon of apokamp discharge[J]. JETP Letters, 2016, 103(12): 761-764.
- [16] LIU Wengzheng, LI Zhiyi, ZHAO Luxiang, et al. Study on formation mechanism of atmospheric pressure glow discharge air plasma jet[J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(8): 083505.
- [17] LIU Wengzheng, ZHENG Qingtian, HU Mingchao, et al. Study of generation characteristics of glow-type atmospheric-pressure plasma jet based on DC discharge in air[J]. Plasma Science and Technology, 2019, 21(12): 125404.
- [18] WAN Meng, LIU Feng, FANG Zhi, et al. Influence of gas flow and applied voltage on interaction of jets in a cross-field helium plasma jet array[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(9): 093514.
- [19] SHAO Tao, TARASENKO V F, ZHANG Cheng, et al. Runaway electrons and x-rays from a corona discharge in atmospheric pressure air[J]. New Journal of Physics, 2011(13): 113035.
- [20] SHAO Tao, TARASENKO V F, ZHANG Cheng, et al. Diffuse discharge produced by repetitive nanosecond pulses in open air, nitrogen, and helium[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(09): 093301.
- [21] ZHAO Z, HUANG D D, WANG Y N, et al. Volume and surface memory effects on evolution of streamer dynamics along gas/solid interface in high-pressure nitrogen under long-term repetitive nanosecond pulses[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(1): 015016.
- [22] NIU Zheng, SHAO Tao, ZHANG Cheng, et al. Atmospheric-pressure plasma jet produced by a unipolar nanosecond pulse generator in various gases[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2011, 39(11): 2322-2323.
- [23] 徐学基. 气体放电物理[M]. 上海: 复旦大学出版社, 1996: 87-117.
XU Xueji. Gas discharge physics[M]. Shanghai: Fudan University Press, 1996: 87-117(in Chinese).
- [24] GOLUBOVSKLL Y B, MAIOROV V A, BEHNKE J, et al. Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2002, 35(8): 751-761.
- [25] 王新新, 刘凯, 罗海云, 等. 热刺激电流测量装置及其用于介质阻挡均匀放电的研究[J]. 高电压技术, 2015, 41(1): 245-250.
WANG Xinxin, LIU Kai, LUO Haiyun, et al. Measurement device of thermally stimulated current and its use in uniformity research of dielectric barrier discharge[J]. High Voltage Engineering, 2015, 41(1): 245-250(in Chinese).
- [26] BONITE M, FILINOV A, ABRAHAM J W, et al. Towards an integrated modeling of the plasma-solid interface[J]. Frontiers of Chemical Science and Engineering, 2019, 13(2): 201-237.
- [27] BRONOLD F X, FEHSKE H, HEINISCH R L, et al.

- Wall charge and potential from a microscopic point of view[J]. Contributions To Plasma Physics, 2012, 52(10): 856-863.
- [28] MONREAL R C. Auger neutralization and ionization processes for charge exchange between slow noble gas atoms and solid surfaces[J]. Progress in Surface Science, 2014, 89(1): 80-125.
- [29] HUANG Bangdou, ZHANG Cheng, IGOR Adamovich, et al. Surface ionization wave propagation in the nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: the influence of dielectric material and pulse repetition rate[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(4): 044001.
- [30] 谢庆, 刘利珍, 陈艺丹, 等. 空气中不同表面粗糙度 PMMA 表面电荷动态特性研究[J]. 绝缘材料, 2018, 51(1): 36-43.
XIE Qing, LIU Lizhen, CHEN Yidan, et al. Dynamic characteristics of surface charges on PMMA with different roughness in air[J]. Insulating Materials, 2018, 51(1): 36-43(in Chinese).
- [31] WINTERS C, PETRISHCHEV V, YIN Zhiyao, et al. Surface charge dynamics and OH and H number density distributions in near-surface nanosecond pulse discharges at a liquid/vapor interface[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2015, 48(42): 424002.
- [32] DENG Junbo, MATSUOKA S, KUMADA A, et al. The influence of residual charge on surface discharge propagation[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, 43(49): 495203.
- [33] KUMADA A, OKABE S, HIDAKA K. Residual charge distribution of positive surface streamer[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, 42(9): 095209.
- [34] 白晗, 黄邦斗, 邱锦涛, 等. 基于场致激光二次谐波产生原理的纳秒脉冲电场非介入测量方法研究[J]. 中国电

机工程学报, 2020, 40(17): 5700-5706.

BAI Han, HUANG Bangdou, QIU Jintao, et al. Investigation on non-intrusive measurement of nanosecond-pulsed electric field based on electric field induced second harmonic generation[J]. Proceedings of the CSEE, 2020, 40(17): 5700-5706(in Chinese).



李冠一

在线出版日期: 2021-02-24.

收稿日期: 2020-11-02.

作者简介:

李冠一(1997), 男, 硕士研究生, 主要从事大气压等离子体射流及材料改性研究, 20191102057t@cqu.edu.cn;

*通信作者: 姜慧(1985), 女, 博士, 硕士生导师, 主要从事高压气体放电机理及等离子体应用方面的研究, jianghui@cqu.edu.cn;

刘海波(1985), 男, 博士, 主要从事气体放电中混沌状态下信号处理与研究, liuhaibo20061985@126.com;

邓鸿飞(1998), 男, 硕士研究生, 主要从事 SDBD 等离子体特性研究, 202011021043@cqu.edu.cn;

孙伟铭(1996), 男, 硕士研究生, 主要从事高压放电等离子体特性研究, 201911021047@cqu.edu.cn;

徐耀宗(1998), 男, 硕士研究生, 主要从事高压放电等离子体特性研究, XuYao_Zong@163.com.

(责任编辑 李婧妍)

Characteristics of Diffuse Jet Without Airflow in Atmospheric Air

LI Guanyi¹, JIANG Hui^{1*}, LIU Haibo², DENG Hongfei¹, SUN Weiming¹, XU Yaozong¹

(1. State Key Laboratory of Power Transmission Equipment & System Security and New Technology (Chongqing University);

2. Army Engineering University)

KEY WORDS: plasma jet without airflow, discharge mode transition, surface charge, dielectric surface process

Atmospheric pressure plasma jet (APPJ) has broad application prospects in many fields such as surface treatment, biomedicine, and so on. But its application is limited by a complex gas supply and flow control system. Based on a single-needle jet structure and appropriate configuration design, a diffuse plasma jet without airflow is produced, and its electrical and optical characteristics are studied. The influences of tube diameter and air gap are investigated in this paper. Moreover, based on surface process theory, the development process of the diffuse jet is discussed.

The experiments are conducted with a typical needle-tube-plate structure. The high voltage (HV) electrode is made of a copper needle which is placed on the axis of a quartz tube and the tip is 3 mm away from the center of its nozzle. The thickness of the quartz tube is 1 mm, and the inner diameter of the nozzle is d mm. A quartz plate is placed g mm in front of the nozzle as a barrier medium with a ground electrode at the back. Discharge characteristics of d and g are investigated by an AC power supply. The electrical parameters in the experiment are measured by a high voltage probe and a current probe. Discharge images are captured by a Canon camera. All these experiments are operated in open air.

The typical discharge images are shown in Fig. 1. It's shown that the plasma jet is ejected from the nozzle through the air gap under the action of applied voltage. The discharge is characterized by a large area of

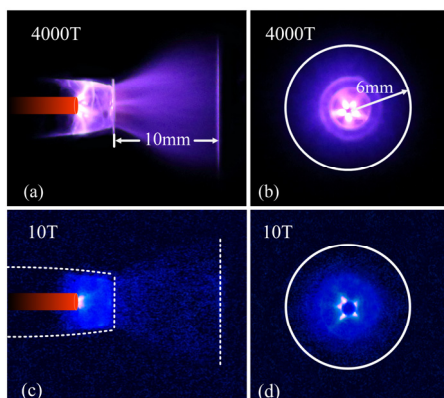


Fig. 1 Typical discharge image of diffuse jet

diffusion and there are no obvious filaments can be observed in the air gap. The radial range of the generated plasma plume is up to 12mm. The current irregularly exhibits several spikes of amplitude of about tens of mA and these spikes are mainly distributed in the positive half cycle, which indicates that a stronger discharge occurs in this stage. The plasma plume length and current amplitude decrease with the increase of air gap spacing g due to the decline of external electric field. The diffuse jet is generated as a sudden process of “corona → channel formation” under a large nozzle diameter condition, while the diffuse jet presents a gradual process of “corona → jet generation → jet development → channel formation” in the case of small nozzle diameter d , and the negative discharge can be observed. The two unique phenomena and the development processes of diffuse jet (shown in Fig.2) are explained based on the dielectric surface process theory. The analysis indicates that the diffuse jet is generated by the interaction of external electric field, surface charge and space charge. This paper will be helpful in enlarging the applications of plasma jet.

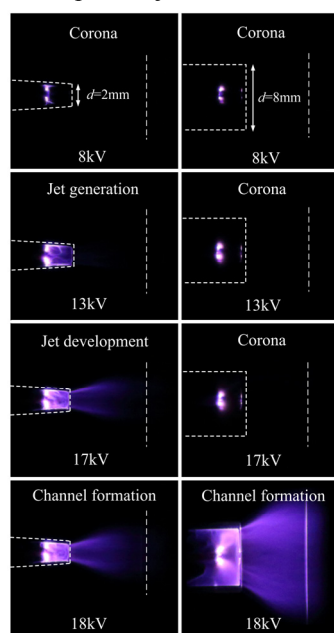


Fig. 2 Discharge at different applied voltage, with tube diameter of 2 mm and 8 mm