

一种针-环结构大气压氦气等离子体射流特性研究

林德锋¹, 罗书豪¹, 廖广凡¹, 侯世英², 邓庆³

(1. 国网四川省电力公司检修公司, 四川 成都 610042;

2. 重庆大学输配电装备及系统安全与新技术国家重点实验室, 重庆 400044;

3. 雅砻江流域水电开发有限公司锦屏水力发电厂, 四川 凉山 615000)

摘要: 为研究电极位置的改变对大气压氦气等离子体射流特性的影响, 设计并制作了一种针-环结构的射流装置。通过实验研究了接地电极位置对放电发展、放电功率及射流长度的影响, 在此基础上, 对各现象的物理机理进行分析。实验结果表明: 随着外部电压的不断升高, 且接地电极与喷口间距 D 为 28 mm 时, 可以实现稳定的正向电流“三脉冲”、负向电流“单脉冲”放电, 而当 D 值减小为 18.8 mm 时, 在电流正向只能实现“两脉冲”放电, 而负向依然只有一个电流脉冲, 但电流脉冲的清晰度更为明显; 当 D 值分别为 28、18.8 mm 时, 放电由伪辉光进入丝状模式的电压分别为 6、6.2、8 kV, 呈上升趋势; 在固定电压下, 气流的变化对于 APPJ 的功率几乎没有影响, 但随着 D 值的增大, 功率却不断减小; 在同一电压下, 随着外部气流量的增加, 射流长度首先上升至最大值, 随后经一过渡阶段, 最终趋于平稳长度, 当 D 值增大时, 射流长度呈现出减小趋势。

关键词: 针-环结构; 多脉冲; 电极位置; 射流长度; 功率

Abstract: In order to investigate the influence of changing electrode position on the characteristics of helium plasma jet at atmospheric pressure, a plasma jet with needle-ring configuration is designed. In the experiment, the discharge process, dissipated power and jet length are studied through position changing of grounding electrode. Based on the experiment, the physical mechanism of the phenomenon is analyzed. The experiment results show that stable positive current "three pulses" and negative "single pulse" can be realized with the rising of applied voltage when the distance between grounding electrode and nozzle is equal to $D = 28$ mm. When D is reduced to 18.8 mm, the positive can only appear "two pulses", and there is still only one negative current pulse, but the definition of the current pulse is more obvious. When the value of D separately equal to 28, 18.8 mm, the applied voltage makes pseudo glow into filamentous discharge mode is 6, 6.2 and 8 kV that is on the rising, respectively. The dissipated power of the jet is almost unchanged though the variation of airflow under fixed voltage, but it decreased as D is increased. With the increasing of gas flow, the jet length will becomes longer at the first stage, then gets shorter, and a permanent length to the end. At the same time, the jet length becomes shorter with the increase of D .

Key words: needle-ring configuration; multi-pulses; electrode position; jet length; dissipated power

中图分类号: TM89 文献标志码: A 文章编号: 1003-6954(2015)05-0056-08

DOI:10.16527/j.cnki.cn51-1315/tm.2015.05.013

0 引言

一直以来, 人们利用气体放电产生低温等离子, 并将其用于材料表面改性^[1]、等离子体刻蚀^[2]、环境工程^[3]以及等离子体医学^[4]等领域。传统意义上的低气压放电大多是在 0.1~500 Pa 的密闭腔体内完成, 也有少数的应用压强达 104 Pa [5], 但昂贵的气压设备不但增加了系统体积, 提高了整体运行成本, 而且给操作带来了很大不便。更为重要的是, 并不是所有的物品都能进入到真空环境^[6]。在这

个背景下, 大气压等离子体射流(atmospheric pressure plasma jet, APPJ)应运而生, 在兼顾低温等离子体自身的温度低、绿色化的特点之外, APPJ 可工作在敞开的大气环境下, 无需真空设备, 直接通过强气流将等离子体“吹出”放电腔, 具有更加广阔的应用前景。为此, 对 APPJ 的放电特性进行研究是很有意义的。

目前, 针对 APPJ 的设计及其电特性的研究, 国内外已有许多报道。大体上来说, APPJ 可分为基于微孔阴极原理和介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)两大类(单电极 APPJ 除外), 而 DBD

形式的 APPJ 因更易实现均匀放电,且功率适中,备受学者们的青睐。在国际上,韩国的 Hong Y C 小组利用超细绝缘管,实现了 60 cm 的超长等离子体射流^[7]。美国的 Laroussi M 课题组通过增强型电荷耦合器件(intensified charge coupled device, ICCD)对等离子体的运动状态进行拍摄,发现以圆环形状存在的等离子体“子弹”运动速度高达 106 m/s,并认为电压及气体流量是影响射流长度的两个重要因素^[8]。德国的 Teschke M 认为 APPJ 是一种电现象,指出电场的分布对于等离子体的发展起着至关重要的作用^[9]。英国的 Kong M G 教授团队在进行环-板结构氦气等离子体射流的发展过程研究时,首次报道了射流型等离子体中的混沌现象^[10],同时他们通过发射光谱诊断了粒子成分,并系统揭示了脉冲电源在 APPJ 中的优越性^[11]。国内在这方面的研究虽然起步较晚,但也有不少成果报道。华中科技大学的卢新培教授课题组在单针电极方面做了大量的工作^[12-13],详细探讨了脉冲电压幅值、频率、脉宽时间、气体流量以及喷口直径对射流长度的影响^[14],制作的针-环氦气 APPJ 装置射流长度达 11 cm^[15]。大连理工大学的任春生教授团队在进行氦气等离子体射流时,发现了 APPJ 的“自组织模式”,从机理上对放电模式的演化进行解释^[16-17]。清华大学蒲以康教授课题组借助于电子倍增电荷耦合器件(electron-multiplying charge coupled device, EM-CCD),讨论了喷口外部气体环境对 APPJ 长度的影响^[18]。西安交通大学张冠军教授通过实验与仿真相结合的方法,探讨了气流对 APPJ 长度的影响^[19]。中科院物理所江南教授发现了外表面两电极 APPJ 的“电荷溢流”现象,探讨了 APPJ 的传输机理及影响其长度的实验参数^[20]。尽管如此,但前述研究工作都是在固定电极位置的条件开展的,虽然对影响 APPJ 特性的各种因素都进行了研究,如外加电压类型、气体种类、气流速率等,可这些研究并没有提及电极位置的变化对 APPJ 特性的影响,其机理的解释还没有做深入研究,缺乏相关结论。同时,对于 APPJ 发展过程中出现的正向电流“多脉冲”、负向电流“单脉冲”放电形式还没有报道。

针对该问题,设计并制作了一种针-环结构的氦气等离子体射流装置,在 10 kHz 正弦波交流电压源的驱动下,通过改变两电极的相对位置,来研究电极相对位置对放电发展、放电功率、射流长度的影

响,并从机理上对实验现象加以解释,为针-环式等离子体射流的应用及理论分析提供了相关依据。

1 实验装置

1.1 电极结构

图 1 给出了针-环结构等离子体射流示意图及照片,该装置主体部分为长 100 mm 的石英管,外径 O_D 内径 I_D 分别为 8.5.39 mm,进气口距离喷口约 44 mm。在石英管的上游端口处插入直径为 1.64 mm 不锈钢针,为了确保针电极与石英管同轴,采用自制的绝缘塞子将其固定,并施以密封。接地电极为铜皮绕制,宽度 $W = 12.76$ mm,实验选用上海济阳科技有限公司生产的氦气作为放电气体,其纯度为 99.999%。在实际操作中,主要利用喷口以外的等离子体进行应用,为此,从喷口处开始测量等离子体射流长度 L ,图 1 中 D 为接地电极与喷口的距离,实验主要通过改变 D 值,对射流特性进行对比分析。

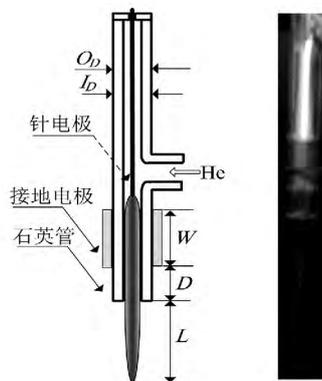
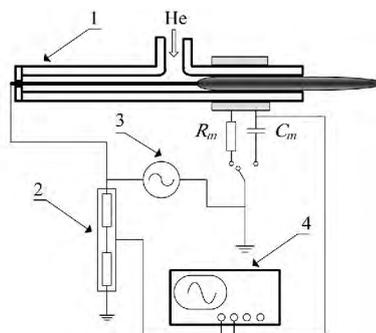


图 1 针-环结构等离子体射流示意图及照片



1.射流装置;2.高压探头;3.高压电源;4.示波器

图 2 实验系统示意图

1.2 测量系统

图 2 为实验系统示意图。射流的驱动电源选用南京苏曼电子有限公司的 CTP-2 000 K 低温等离子

体电源,其输出电压有效值范围是0~30 kV,输出频率调节范围为5~20 kHz,电源中心频率10 kHz。RIGOL DS1102D 数字示波器记录放电时的电压电流波形图,图2中 R_m 、 C_m 分别为50 Ω 的无感电阻、0.47 μF 的电容,用于测量放电电流及放电电荷。

1.3 功率计算

本实验选用较为有效的 $Q-U$ 李萨如图法对等离子的放电功率进行测量。主要通过将放电回路低压端串入测量电容 C_m ,利用其积分特性,在时间上对微放电电流信号进行积分,转化为放电所传输的电荷量 Q ,回路中的电流可表示为

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{d(C_m U_m)}{dt} = C_m \frac{dU_m}{dt} \quad (1)$$

式(1)中 U_m 为电容两端电压值,它与电荷量 Q 成正比,此时放电功率计算公式为

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{T} \int_0^T U I dt = \frac{C_m}{T} \int_0^T U \frac{dU_m}{dt} dt \\ &= \frac{C_m}{T} \int_0^T U dU_m = f C_m \oint U dU_m \end{aligned} \quad (2)$$

式(2)中: P 为放电产生的功率; f 为外施电压频率; U 为外施电压值。由式(2)可以看出,气体放电在一个周期内的功率正比于李萨如图所围成的面积,图3给出了一典型李萨如图,通过Matlab拟合计算,可以得到等离子射流的放电功率。

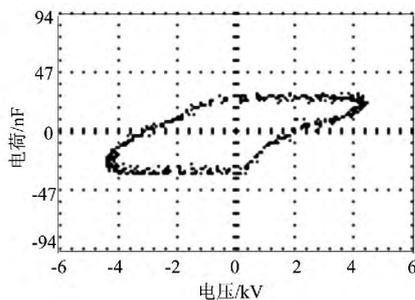


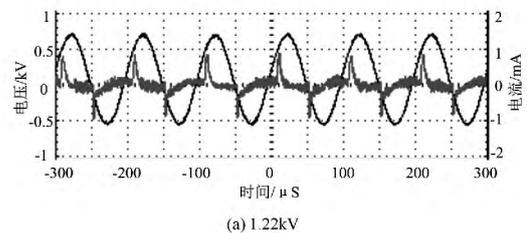
图3 典型的 $Q-U$ 李萨如图

2 实验结果与讨论

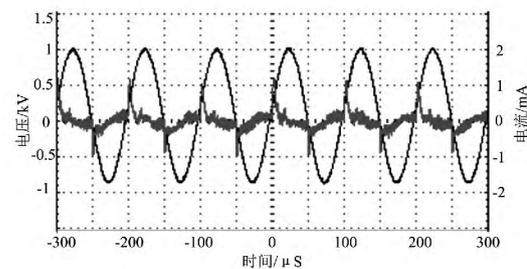
2.1 放电发展

图4给出了接地电极与喷嘴间距 D 为28 mm时的外施电压与放电电流波形图,电源输出频率固定为10 kHz,氦气流量 $Q=60$ L/h。实验中观察到,外加电压为1.22 kV时,开始在针电极尖端附近出现发光,同时在两电极间也有微弱光,但管内其他地方并无放电现象,为未放电迁移区,图4(a)为该时

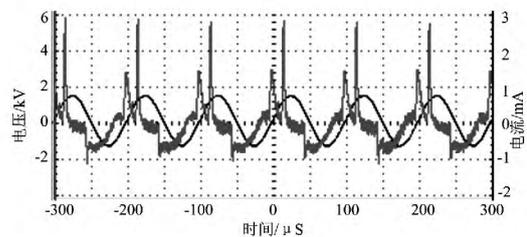
刻的电压、电流波形图,可以看出,放电较为稳定,在每个半周期内,仅有一个电流脉冲,每个电流脉冲均由电流鼓包与电流脉冲组成,且总出现在电压上升时刻。正向电流脉冲持续时间为9 μs 、幅值0.84 mA,电流脉冲出现时刻对应的正向电压值为440 V;负向脉冲持续时间约4 μs 、幅值0.88 mA,电



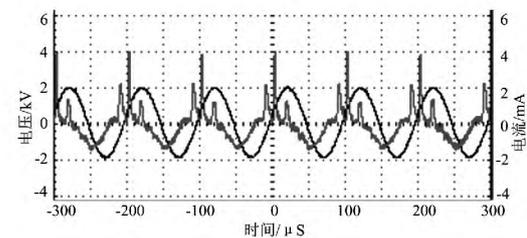
(a) 1.22kV



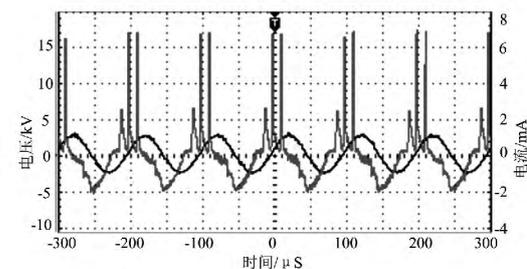
(b) 1.94kV



(c) 3.04kV



(d) 3.84kV



(e) 5.6kV

图4 $D=28$ mm时放电电压电流波形图
流脉冲出现时刻对应的电压值为-148 V,这主要是

由于针-环射流结构的极不对称所造成,当电压处于正负半周时,空间电荷与介质上的积累电荷分布不对等,其对外部电场的抑制作用各不相同,使得电流在各半周体现出不同的放电特性。

当外加电压 1.94 kV 时,开始在电流正半周期出现第 2 个电流脉冲(幅值很小),如图 4(b) 所示,正负向脉冲电流值分别增至 1.16、0.94 mA。同时,电流脉冲出现时刻比外加电压 1.22 kV 时有所提前,相应地,正向电流脉冲出现时刻对应的电压值由 440 V(图 4(a) 所示)降为 240 V,而负向电压值也由 -148 V(图 4(a) 所示)降为 -100 V。

对于这种现象,可以用“记忆电压”来解释^[21],当气体击穿并到达稳定放电时,在每半个放电周期结束之后,均有一定数量的异号电荷堆积在介质的表面,用于抵消外部电场,使得总的合成电场小于气隙电场,促使放电截止。由于外部施加的是交流电压,在下半周期到来时,由上一次放电截止时异号电荷产生的电场此时起到了加强合成电场的作用,外部施加相对较小的电压值就开始放电。为此可以看出,1.94 kV 时由管壁堆积电荷产生的电场明显强于 1.22 kV 时的电场,前者(1.94 kV)不管是在正向还是负向,放电起始电压均比后者(1.22 kV)低。另外,由于外部电压一直加载在两电极之间,电压在 1.22 kV 时管内已经放电,由残留电荷与亚稳态活性粒子提供的“种子电子”也会导致气隙电压降低,使得后面的放电更加容易进行。

随着外加电压不断升高,正向电流幅值不断增大,图 4(c) 为 3.04 kV 时电压、电流波形图,可以看出,在负向电压反向瞬间,首个正向电流脉冲已经出现,其电流幅值增至 1.48 mA,第 2 个电流脉冲幅值增至 2.88 mA,两脉冲的时间间隔为 6 μs ,且持续时间也较 1.94 kV 时有所增长,而负向电流脉冲幅值几乎不变,只是位移电流鼓包变得更宽。

然而,当继续升高电压至 3.84 kV 时,电流负向已不再显示电流脉冲,其正向脉冲出现于电压极性反向之前的特性更为明显,且此时在正向已经出现第 3 个电流脉冲。如图 4(d) 所示,第 1 个、第 2 个和第 3 个脉冲电流幅值分别为 2.2、3.94、1.28 mA,第 1、第 2 个电流脉冲时间间隔为 3 μs ,第 2 个、第 3 个电流脉冲时间间隔为 9 μs 。当电压为 5.6 kV 时,可以实现较为稳定的正向三脉冲放电。如图 4(e) 所示,第 1、第 2 个电流脉冲时间间隔仍为 3 μs ,第

2、第 3 个电流脉冲时间间隔缩短至 3 μs 。另外,3 个电流脉冲的幅值分别为 2.8、6.8、6.8 mA,但在电流波形负半周,仍然没有电流脉冲出现。

对于这种正向电流“多脉冲”,负向电流“单脉冲”的放电特性,主要是由射流装置的电极结构所造成的。当外部电压处于正半周时,由于石英管壁紧挨接地电极侧,而在高压电极附近没有任何介质覆盖,在这种情况下,由于电子质量较轻,会高速向瞬时阳极(针电极)移动,而正离子因质量相对较大,虽然会缓慢向瞬时阴极(接地电极)靠拢,但相对于电子来说,其几乎静止于瞬时阳极(针电极)附近,这使得针电极附近正的空间电荷浓度很高,有利于加强针电极附近的电场强度,加之前半周在介质表面的积累电荷形成的电场与此时的电场同向,使得外加较小的电压就会形成放电,甚至在极性反向之前就已发生放电(如图 4(d)、(e) 所示)。另外,外部电场仍在加强,在时间上允许气隙被多次击穿,使得电流正向出现多个电流脉冲。但当电子进一步向瞬时阳极靠拢、正离子进一步往瞬时阴极移动时,反向空间电场的强度不断增大,促使合成电场小于气隙击穿电场,使得正向放电截止。而当外部电压处于负半周时,由于接地电极被介质覆盖,电子在电场作用下高速向接地电极处的介质表面运动(此时接地电极为瞬时阳极),并不断在其表面积累成电荷,而正离子质量相对较大,其运动状态对于电子来说,仍有部分静止于放电空间内。此时外部电场与累积电荷产生的电场正好相反,恰好抑制了管内的合成电场,使得微放电在负向仅出现一次电流脉冲(如图 4(a)~(c) 所示),甚至在负半周就不显示出电流脉冲(如图 4(d)~(e) 所示)。这一方面可能是因为此时外加负向电压相对较高,使得针电极附近正的空间电荷浓度过高,导致合成场强始终低于气隙击穿场强,微放电虽然可以持续,但在负向并不显示电流脉冲;而在另一方面,可能是因为放电间隙太短,在时间和空间上没能允许空间电荷在相对合理的范围内移动,导致形成的空间电场主要利于正向放电的发生,进而抑制了负向放电。而当电压为 6 kV 时,开始过渡到丝状放电模式。

综上所述可以看出,当气体被击穿后,首先在正负半周均会出现电流脉冲,随着外加电压逐步升高,正负向的电流脉冲幅值均有所增强,且出现时刻也会提前,但当电压加至一定程度以后,正向电流的脉冲个

数增至2个、甚至是3个,而负向已不再出现电流脉冲。对于这种规律性较强的放电形式,是由于射流装置电极参数配置的特殊性所引起,该放电特性的出现与两电极的相对位置是否有着密切的关系,还是对于该类针-环结构的放电装置所共有的,需要进一步的研究。

因此,为了确定该放电特性的发生与两电极位置的关系,在该放电装置上,由于高压电极和气体入口的位置已经固定,而接地电极的调整相对容易,通过调节接地电极离喷口的距离,来改变两电极的相对位置,进一步对这种放电形式进行研究。

当把 D 值调为18 mm时发现,将外部电压调至1.22 kV时,高压电极的尖端并没发光,同时也不出现放电电流脉冲,直至电压为3.6 kV时,可以实现较为稳定的放电,图5(a)为此时的放电波形,其正向电流脉冲幅值可达2.16 mA,而负向仅出现较弱的持续电流,即负极性电晕放电的“无脉冲电晕”阶段。当电压升至4.6 kV时(图5(b)),正负向电流脉冲幅值均有明显增加,幅值分别为4.4、0.7 mA。当外加电压4.8 kV时,开始在正向出现第2个电流脉冲,且负向电流脉冲个数仍为1个,只是幅值略有增加,但正向第2个电流脉冲的稳定性相对较差,直至电压为5.0 kV,放电变得相对稳定,图5(c)为此时的电压电流波形图。然而,倘若继续升高电压,正负向电流脉冲的个数并不发生任何变化,只是电流幅值及其持续时间有所改变,图5(c)中的正向电流脉冲幅值分别为0.96、2.72 mA,负向为1.1 mA,而图5(d)则增至1.52、3.08 mA、负向1.44 mA。当电压升至6.2 kV时,开始进入丝状放电模式。

通过对比图4与图5可以发现, D 值的减小使得出现不规则丝状放电的电压由6 kV变为6.2 kV,同时只能观察到含2个正向脉冲的放电电流波形,但在稳定的多脉冲放电阶段, D 为18 mm时的负向脉冲电流的形状比 D 为28 mm时显得更为明显。然而,倘若 D 值进一步减小,这种放电特性会有所改变吗?

针对该问题,进一步将 D 值减为8 mm,此时仍可以观察到放电伊始时,正向电流幅值大大超过了几乎为0的负向电流。外加电压5 kV时,在负向的电流脉冲才开始不稳定出现,图6(a)为外加电压7.2 kV时的稳定放电波形图,在该电压下,进一步将其与 $D=28、18$ mm时的放电状态相比,它们($D=28、18$ mm)

在该电压下已经出现了不规则的丝状放电。而在电压继续上升的过程中,当电压为7.4 kV时可以观察到电流正向的第2个电流脉冲,如图6(b)所示,而在其负向,电流脉冲的形状较前两种情况时更为清晰,但个数仍为1个。类似的,该情况下仍会出现丝状放电,只是此时的电压已提升至8 kV。

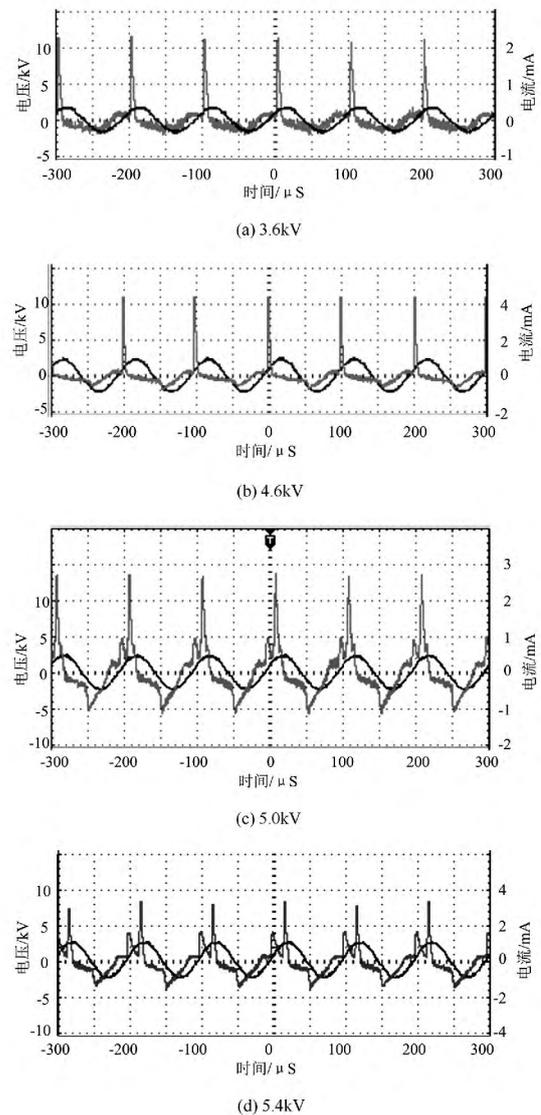


图5 $D=18$ mm时放电电压电流波形图

再次对比图4、图5及图6可以发现:在一方面,当 D 值由28 mm变为18、8 mm时,开始进入丝状放电的电压由6 kV变为6.2、8 kV,同时,对比图4(e)、图5(d)及图6(b)可明显看出,在放电模式转换之前, $D=28$ mm时的正向多脉冲的出现时刻更为提前了,在电压极性反向之前,第1次电流脉冲已经发生;另一方面, D 值的减小使得正向电流脉冲的个数由3个变为2个,同时使得负向电流脉冲的出现变得更为明显,而在进入丝状放电模式之前,稳

定放电时正向多脉冲的最大幅值是随着 D 值的减小而减小。对于这种现象,可以根据气体放电理论对其进行解释:当 $D = 28 \text{ mm}$ 时,两电极间的相对距离较近,此时的气隙间距也就更短,加之氦气为非电负性气体,外加相对较小的电压就很容易将其电离致气隙击穿,一方面在电流波形的正向便会出现电流脉冲,另一方面在接地电极处的石英管壁上已在不断堆积电荷,阻止放电的进一步发展,而相同时间内,易在短间隙内积累更多数目的电荷,利于气体上压降的增大,促使放电电流幅值的增加^[22];而当 $D = 18.8 \text{ mm}$ 时,两电极间的气隙的间距变得 longer,气隙完全击穿所需的电压变得更高。对于 $D = 28 \text{ mm}$ 且外加电压为 $3.84 \sim 5.6 \text{ kV}$ 之间时,电流波形的正向却出现了第2、第3个电流脉冲,这主要是由于在第1个电流脉冲出现以后,虽然在介质表面积累的电荷可以形成一定强度的反向电场,且带电粒子的存在会对气隙在下一次的击穿产生影响^[23],但此时外加电压仍在继续上升,由于二者的合成电场强度仍然大于气隙击穿所需的电场,所以会在正向继续形成电流脉冲。但当电压超过 5.6 kV 并达 6 kV 时,并没有再出现第4个甚至是更多的电流脉冲,这主要是因为电压过高时,电子在管内的运动更为频繁,能够从电场中可获取到更多的能量,其与气体的碰撞也会变得更为剧烈,但此时很容易引起气体的局部过热,使得这种过热超过热传导本身所具有的

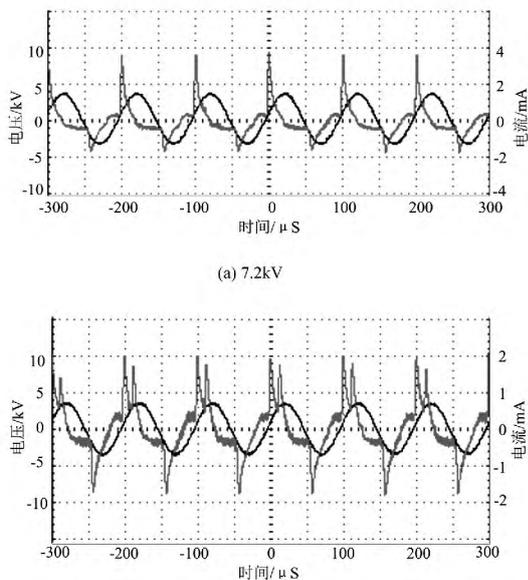


图6 $D = 8\text{mm}$ 时放电电压电流波形图

稳定作用,导致气体温度上升,放电时发出更多的焦耳热,促使放电的稳定性变差,最终过渡至丝状放电

模式^[24],在电流波形上便会出现持续时间为纳秒量级的放电细丝。

2.2 放电功率

图7为不同气流量时放电功率图,电源输出频率 $f = 10 \text{ kHz}$ 、 $D = 8 \text{ mm}$ 。从图中可以看出,当外加电压 8.8 kV 时,功率基本上在 0.5902 W ($Q = 140$) 与 0.6092 W (Q 为 80) 间波动;同样地,电压为 10 kV 时,功率大致在 1.0703 W (Q 为 60) 与 1.133 W (Q 为 200) 之间。由此可以看出,在固定电极位置的情况下,外部气流的变化对于针-环结构 APPJ 的功率影响甚小,电压对于功率的变化起着极为重要的作用。

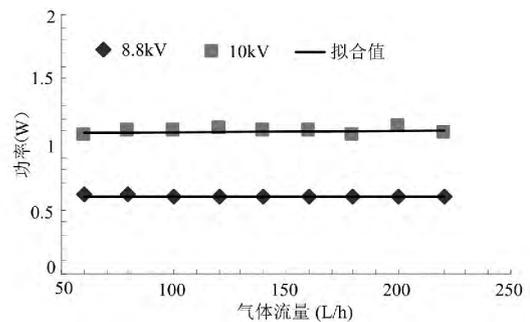


图7 不同气流时的放电功率

为此,固定气体流量 Q 为 60 L/h ,在同一电压下比较不同 D 值时的放电功率,图8为放电功率图。可以看出,随着电压的上升,功率不断增大,这主要是因为电压的升高加强了管内电场,带电粒子从电场获取了更多的能量,其功率就会更大,这与图7的测试结果也是相符的;而在同一电压下, D 值越小,放电功率越大,这主要是由于 D 值较小时,两电极间隙相对较大,此时的电压足以将气隙完全击穿,电场的有效区域变得更宽,高能粒子的数目也就更多,功率自然更大。

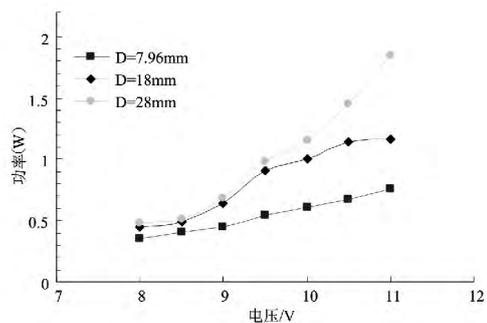


图8 不同 D 值下电压与功率

2.3 射流长度

图9为不同 D 值时,射流长度与外部气流的关系

系曲线。很明显地看出,随着气流的增加,射流长度首先上升至最大值,然后经过一过渡阶段,最后趋于平稳长度。同时可以看到 D 值越小,射流长度越大,这种特性也是由电极结构所致,由于高压电极内置于管内,接地电极置于喷口附近且单独形成电场。此时,促使射流发生的电场主要分布在两电极之间,电离崩头也是从该区域获取能量, D 值较小时,该区域的体积变得更大,电离崩头的数目增多,且能量下降的速率变得更慢,在喷向管外时形成的射流体长度也会更长。但当气体流量 $Q < 100$ L/h,并不符合这种变化趋势,一方面可能是因为射流管内径过大,加之气体流量很小,影响了气流在管内的分层流动,另一方面可能是因为实验在开放的大气环境中进行,存在外部气流扰动。

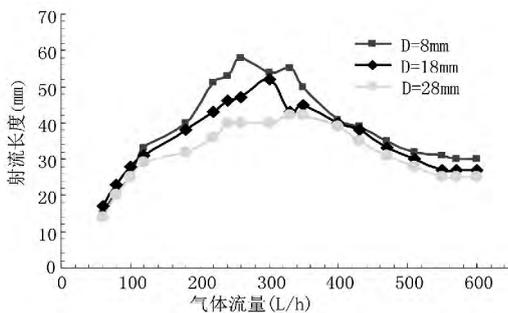


图9 不同 D 值下气流与射流长度

3 结论

通过改变接地电极的位置,来研究两电极相对位置对针-环结构 APPJ 放电发展、放电功率及射流长度的影响,并对各现象的物理机理进行分析,主要结论如下:

1) 随着外部电压的不断升高,且接地电极与喷口间距 $D = 28$ mm 时,可以实现稳定的正向电流“三脉冲”、负向电流“单脉冲”放电,而当 D 值减小为 18、8 mm 时,在电流正向只能实现“两脉冲”放电,而负向依然只有一个电流脉冲,但电流脉冲的清晰度更为明显;当 D 值分别为 28、18、8 mm 时,放电由伪辉光进入丝状模式的电压分别为 6、6.2、8 kV,呈上升趋势。

2) 在固定电压下,气流的变化对于 APPJ 的功率几乎没有影响,但随着 D 值的增大,功率却不断减小。

3) 在同一电压下,随着外部气流量的增加,射流长度首先上升至最大值,随后经一过渡阶段,最终趋于平稳长度,当 D 值增大时,射流长度呈现出减小趋势。

参考文献

- [1] Cao Z, Walsh J L, Kong M G. Atmospheric Plasma Jet Array in Parallel Electric and Gas Flow Fields for Three-dimensional Surface Treatment [J]. Applied Physics Letters 2009, 94(2): 1501-1503.
- [2] Ichiki T, Taura R, Horiike Y. Localized and Ultrahigh-rate Etching of Silicon Wafers Using Atmospheric-pressure Microplasma Jets [J]. Journal of Applied Physics, 2004, 95(1): 35-39.
- [3] Fridman A, Chirokov A, Gutsol A. Non-thermal Atmospheric Pressure Discharges [J]. Journal of Physics D: Applied Physics 2005, 38(2): R1-R24.
- [4] Lu X P, Cao Y G, Yang P, et al. An RC Plasma Device for Sterilization of Root Canal of Teeth [J]. Plasma Science, IEEE Transactions on 2009, 37(5): 668-673.
- [5] Laimer J, Störi H. Recent Advances in the Research on Non-Equilibrium Atmospheric Pressure Plasma Jets [J]. Plasma Processes and Polymers 2007, 4(3): 266-274.
- [6] Stoffels E. “Tissue Processing” with Atmospheric Plasmas [J]. Contributions to Plasma Physics 2007, 47(1-2): 40-48.
- [7] Hong Y C, Cho S C, Kim J H, et al. A Long Plasma Column in a Flexible Tube at Atmospheric Pressure [J]. Physics of Plasmas 2007, 14(7): 074502.
- [8] Mericam-Bourdet N, Laroussi M, Begum A, et al. Experimental Investigations of Plasma Bullets [J]. Journal of Physics D: Applied Physics 2009, 42(5): 055207.
- [9] Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E, et al. High-speed Photographs of a Dielectric Barrier Atmospheric Pressure Plasma Jet [J]. Plasma Science, IEEE Transactions on 2005, 33(2): 310-311.
- [10] Walsh J L, Iza F, Janson N, et al. Three Distinct Modes in a Cold Atmospheric Pressure Plasma Jet [J]. Journal of Physics D: Applied Physics 2010, 43(7): 075201.
- [11] Walsh J L, Shi J, Kong M G. Contrasting Characteristics of Pulsed and Sinusoidal Cold Atmospheric Plasma Jets [J]. Applied Physics Letters 2006, 88(17): 171501.

[12] Wu S Q, Lu X P, Xiong Z L, et al. A Touchable Pulsed Air Plasma Plume Driven by DC Power Supply [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2010, 38(12): 3404 - 3407.

[13] Lu X P, Xiong Z, Zhao F, et al. A Simple Atmospheric Pressure Room - temperature air Plasma Needle Device for Biomedical Applications [J]. Applied Physics Letters, 2009, 95(18): 181501.

[14] Xiong Q, Lu X, Ostrikov K, et al. Length Control of He Atmospheric Plasma jet Plumes: Effects of Discharge Parameters and Ambient air [J]. Physics of Plasmas, 2009, 16(4): 043505.

[15] Lu X P, Jiang Z H, Xiong Q, et al. An 11 cm long Atmospheric Pressure Cold Plasma Plume for Applications of Plasma Medicine [J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(8): 081502.

[16] Nie Q Y, Ren C S, Wang D Z, et al. A Simple Cold Ar Plasma jet Generated With a Floating Electrode at Atmospheric Pressure [J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(1): 011503.

[17] Nie Q Y, Ren C S, Wang D Z, et al. Self - organized Pattern Formation of an Atmospheric Pressure Plasma Jet in a Dielectric Barrier Discharge Configuration [J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(22): 221504.

[18] Zhu W C, Li Q, Zhu X M, et al. Characteristics of Atmospheric Pressure Plasma Jets Emerging Into Ambient Air and Helium [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, 42(20): 202002.

[19] 邵先军, 张冠军, 詹江杨, 等. 气体流速对大气压氩气等离子体射流影响的实验与仿真 [J]. 高电压技术, 2011, 37(6): 1499 - 1504.

[20] Jiang N, Ji A L, Cao Z X. Atmospheric Pressure Plasma Jets Beyond Ground Electrode as Charge Overflow in a Dielectric Barrier Discharge Setup [J]. Journal of Applied Physics, 2010, 108(3): 033302.

[21] 冉俊霞, 罗海云, 王新新. 大气压氩气介质阻挡放电研究 [J]. 高电压技术, 2011, 37(6): 1486 - 1492.

[22] 王艳辉, 王德真. 大气压下多脉冲均匀介质阻挡放电的研究 [J]. 物理学报, 2005, 54(3): 1295 - 1300.

[23] 郝艳捧, 王晓蕾, 阳林. 大气压氩气介质阻挡多脉冲辉光放电的形成条件 [J]. 电工技术学报, 2009, 24(9): 28 - 32.

[24] Radu I, Bartnikas R, Czeremuszkin G, et al. Diagnostics of Dielectric Barrier Discharges in Noble Gases: Atmospheric Pressure Glow and Pseudoglow Discharges and Spatio - temporal Patterns [J]. Plasma Science, IEEE Transactions on, 2003, 31(3): 411 - 421.

作者简介:

林德锋 (1982) 工程师, 研究方向为高压放电及电力系统继电保护;

罗书豪 (1988) 硕士, 助工, 研究方向为高压放电及电力系统继电保护;

廖广凡 (1985) 研究方向为高压放电及电力系统继电保护;

侯世英 (1962) 博士, 教授, 博士生导师, 研究方向为高压放电等离子体及应用, 电力系统电能质量;

邓庆 (1985) 研究方向为电力生产管理。

(收稿日期: 2015 - 06 - 16)

(上接第37页)

面最大电场强度随分裂半径的增加而减小, 且变化趋势逐渐变缓; 3) 分裂导线子导线半径、电晕笼尺寸相同的条件下, 导线表面最大电场强度随分裂数的增加而减少; 4) 在导线半径、分裂数、分裂间距等相同的条件下, 导线表面最大电场强度随电晕笼宽度的增加而减小; 5) 导线表面最大电场强度与导线上施加电压成近似正比的关系。所做分析对直流输电线路电晕放电现象的研究有一定的参考价值。

参考文献

[1] 刘琴, 谢雄杰, 石岩. 电晕笼内多分裂导线电晕损耗 [J]. 中国电力, 2011, 44(12): 32 - 35, 45.

[2] 关志成, 麻敏华, 惠建峰, 等. 电晕笼设计与应用相关问题的探讨 [J]. 高电压技术, 2006(11): 74 - 77.

[3] 甘运良, 卢铁兵. ±800 kV 直流输电线路分裂导线表面电场强度计算 [J]. 南方电网技术, 2009, 3(6): 44 - 46.

[4] 刘云鹏, 曾文芳, 尤少华, 等. 在小电晕笼中分裂导线交流电晕的起始电压分析 [J]. 高电压技术, 2011, 37(9): 2302 - 2307.

[5] 冯天佑, 卞志文, 崔忠宁, 等. 基于特高压电晕笼的多分裂导线交流电晕特性研究 [J]. 高压电器, 2011, 47(9): 50 - 56.

作者简介:

徐渝淇 (1982) 工程师, 从事换流站运行与维护工作。

(收稿日期: 2015 - 07 - 27)