

多针电晕增强大气压辉光放电稳定性研究^{*}

齐 冰 任春生 马腾才 王友年 王德真[†]

(大连理工大学物理系, 三束材料改性国家重点实验室, 大连 116023)

(2005 年 3 月 30 日收到, 2005 年 5 月 23 日收到修改稿)

利用多针电晕增强放电装置, 在无气流和存在高速气流的情况下都得到了稳定的大气压辉光. 通过纪录发光图片、电流-电压波形和伏安特性曲线的方法对影响放电稳定性的因素做了细致地研究, 发现了在从电晕放电到辉光放电的过程中存在着过渡阶段, 表现为出现带有直流成分的 Trichel 脉冲. 气流速度、极板间距以及针尖锥度和凹坑曲率半径的匹配程度都对放电的稳定性和电流密度有着重要的影响.

关键词: 大气压辉光放电, 多针电晕, 等离子体

PACC: 5256, 5150, 5235P

1. 引 言

在大气压条件下, 试验室中用来产生非平衡等离子体的装置主要有电晕和介质阻挡放电装置. 电晕放电属于高压尖端放电, 电流弱, 放电效率低, 并且很容易从电晕过渡到火花甚至电弧, 而介质阻挡放电虽然可以得到大体积均匀放电, 但是就目前来讲, 能够产生辉光的工作气体主要集中在惰性气体和氮气中, 在空气中实现辉光依然是一件非常困难的事情, 这无疑严重地限制了介质阻挡放电在工业上的广泛应用, 所以寻求一种在空气中能够产生大体积均匀放电的装置就具有十分重要的意义.

由于在自持放电的过程中, 最大电场强度通常出现在阴极位降区, 这里也是电离率最高的区域, 所以辉光向弧光的转化多由此区域内的电压涨落引发. 为了减小这种影响, 最初的做法是把阴极分成许多小的区域, 每一个小区域都串接阻值很大的电阻^[1], 这样就可以有效地抑制电弧的产生. 这种思路的进一步发展就是把阴极做成针尖, 或者用阻性材料^[2]或半导体材料^[3-5]甚至是水^[6,7]做成阴极. 另一种影响放电稳定性的因素是在放电过程中产生的热量会引起局部气体的膨胀, 导致约化电场 E/N (E 是电场强度, N 是中性气体密度) 增加, 引起电离率

的增加, 形成正反馈机理, 导致放电的不稳定. 这种由热量引发的不稳定性的发生时间常数通常在 ms 量级^[8], 因此可以利用吹风的方法加以抑制.

多针电晕增强放电装置在空气中可以实现稳定的大体积辉光, 由于使用直流电源, 因此具有较高的效率, 在聚合物表面改性, 环境保护以及杀菌消毒等方面有着广阔的应用前景. 1993 年, Akishev 等人^[9]利用多针-平板放电装置, 在大气压下气体流动的条件下得到直流辉光, 并利用该装置进行了废气处理. 他们对场强分布也进行了测量, 得到的结果显示场强和电压成线性关系. 2000 年, Li 等人^[10]发现如果把针尖-平板装置改成针尖-凹坑装置更加有利于放电的稳定; 到了 2001 年, Akishev 等人^[9]进一步发展了他们的放电装置, 把电极的形状改成了圆点-凹坑, 圆点和凹坑的曲率半径吻合, 极大地改善了放电的稳定性, 提高了辉光电流密度.

对于单针系统放电稳定性的研究, Akishev 等人^[9]也做了大量的工作. 研究表明, 由于针尖附近区域的伏安特性曲线的斜率为正, 而漂移区域的电场强度相对很低, 因此阳极位降区对放电不稳定性影响是最大的. 在辉光放电的过程中, 阳极附近会由负离子区域形成阳极位降区, 表现出负的伏安特性, 所以容易在阳极表面引发阳极亮斑的形成, 并进而亮斑处积聚能量, 从而形成火花. 因此, 阳极

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 50177002, 10275010)资助的课题.

[†] E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

亮斑的形成是从辉光过渡到火花的一个必要条件.

2. 实验装置

图 1 是多针电晕增强装置示意图. 实验装置可以分成 4 部分, 即电源、放电室、吹风系统和测量系统. 实验中采用的电源是负直流电源, 可以提供 0—40kV 的直流电压, 最大输出功率为 2kW. 放电室由

不锈钢制成, 长方体(20cm × 12cm × 17cm). 电极采用针板-凹坑结构, 上极板为金属阳极, 上面均匀分布着直径为 0.8cm 的半球形凹坑, 坑的中心点之间的距离为 1cm. 在每一个坑的中心点垂直正下方对应阴极的一根针, 针尖的锥度为 45°, 共有 13 根, 分成 3 排, 一、三排 4 根, 二排 5 根. 每一根针的尾部都串接一个阻值为 2MΩ 的电阻用以防止电弧的产生. 针尖和阳极的间距(针尖到凹坑中心的距离)在 0—5cm 范围内连续可调. 一个鼓风机产生的气流经过喷嘴产生流速为 102m/s 的平行气流进入放电室. 放电室侧面是石英窗口, 一台数码相机用来拍摄放电图片. 一个阻值为 100Ω 的电阻与阳极相连, 产生的电流信号输入到示波器的一个通道, 示波器的带宽为 500MHz. 电压波形则通过高压探头(1000:1)输入到示波器的另一个通道.

3. 结果与分析

图 2 是在极板间距为 1.5cm, 无气流和空气流速为 102m/s 时的发光图片. 从图中可以看出, 无论有无气流存在, 当外加电压逐渐升高时, 放电都将依次经历三个阶段, 即电晕阶段、辉光阶段和火花阶段. 当外加电压为 6kV 时, 为电晕放电阶段, 此时只有针尖附近发光(图 2(a) 和 (a')), 说明此时只有针尖附近的电离区场强最高, 电离和激发都发生在这一区域. 在辉光放电阶段, 在有气流和无气流时的放电

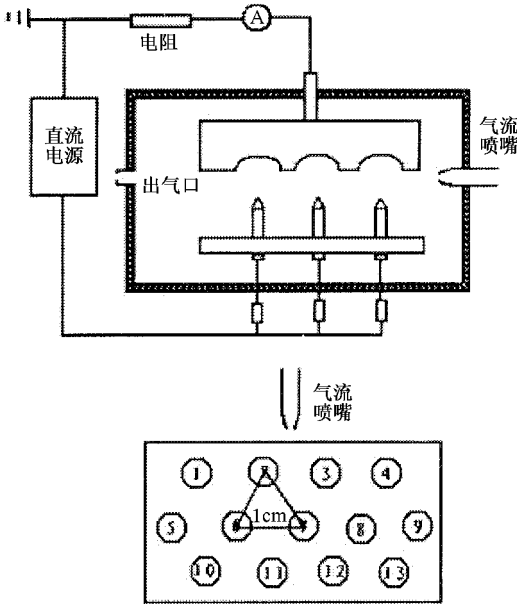


图 1 放电装置图(下图为阴极极板俯视图)

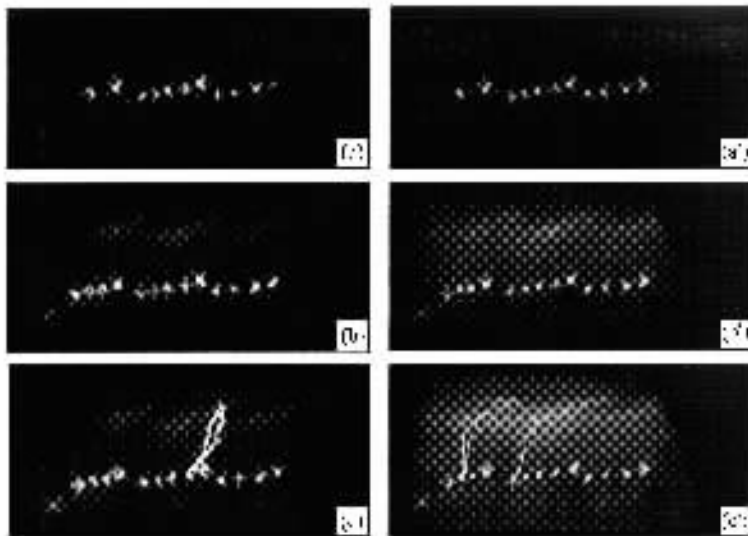


图 2 极板间距为 1.5cm, 外加电压逐渐增加时, 无气流(左)和气流速度为 102m/s(右)的发光图

发展过程有着明显的区别.在没有气流条件下,当外加电压为 8kV 时出现阳极辉区,发光区域主要存在于针尖和阳极附近,而中间区域是暗的(图 2(b)).在有气流的条件下,当外加电压超过 8kV 时,阳极辉区形成以后,其厚度会随着电压的增加不断扩展,最终凹坑与针尖之间形成圆锥状的发光区域(图 2(b')).说明在有气流时,放电间隙中部的场强也能达到较高的数值,从而在这一区域也出现较强的激发和电离过程.此外,从辉光向火花过渡的过程,二

者也有着明显的不同.在没有气流的情况下,从辉光向火花过渡的阈值电压为 9kV,过渡的过程中观察不到阳极亮斑的形成过程(图 2(c)),这说明阳极亮斑存在的时间非常短暂,几乎是一形成就立刻进入火花放电.而在有气流的条件下,过渡的阈值电压为 10kV,在阳极凹坑周围可以观察到明显的亮斑形成(图 2(c')),说明了气流对亮斑的发展过程有着明显的抑制作用,亮斑形成以后不会马上过渡到火花,因此才可以在更高的电压下得到发光更强的图片.

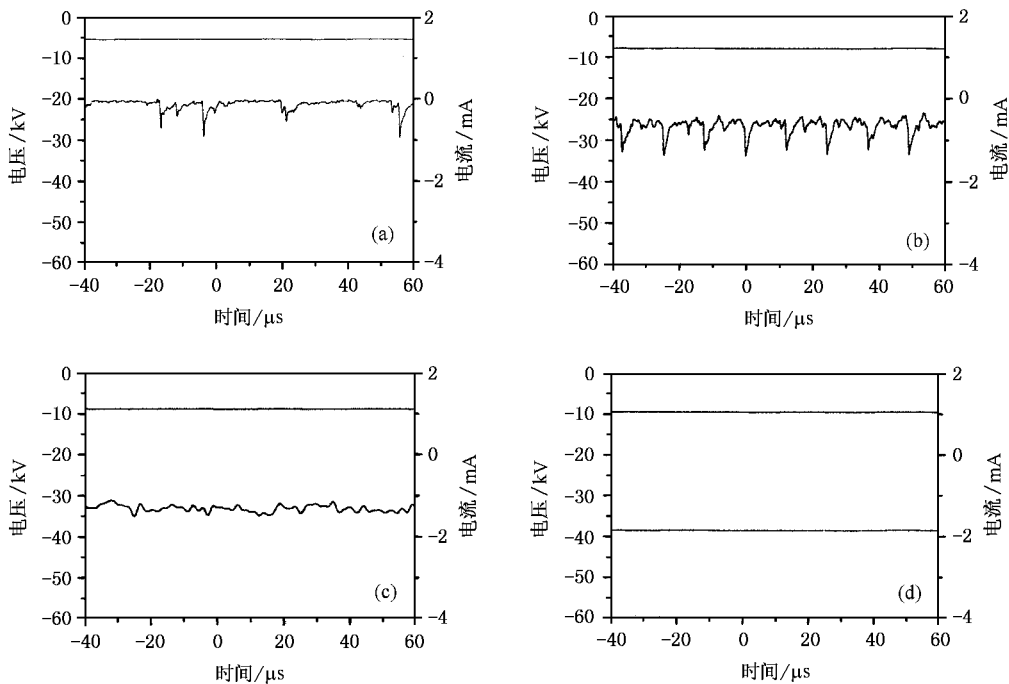


图 3 从电晕放电向辉光放电过渡的电压-电流波形图

图 3 是在极板间距为 1.5 cm,气体流速为 102m/s 时的电晕和辉光电压-电流波形图,在这里没有记录火花放电的波形图是因为火花放电会产生很大的电流脉冲,容易损坏测量设备.图 3(a)是电晕放电阶段,对应发光图片图 2(a'),电流波形是典型的 Trichel 脉冲,脉冲的频率低,不包含直流成分.图 3(b)和(c)是从电晕向辉光过渡的中间阶段,电流在脉冲的基础上出现直流成分,同时随着电压的增加,脉冲的频率变高,幅值降低.当电压增加到 9.6kV,脉冲成分消失,电流完全变成直流,放电进入到辉光阶段,如图 3(d)所示,此波形与图 2(b')对应.对于 Trichel 脉冲现象,一些作者已经做了研究^[11-13].在本实验中出现的存在直流的 Trichel 脉冲现象,我们认为基于以下的过程:在电晕放电中,电离区域存在着很高的电场,而漂移区域电场强度却很低,这样

由尖端电离产生的电子,在漂移区的低场条件下会被 O_2 吸附,形成 O_2^- .而 O_2^- 在漂移区低场中缓慢的漂移速度会引起 O_2^- 的积聚,使局部电势降低,在尖端附近形成反向电场,使合场强降低.当合场强低于击穿电场时,放电就会截止,从而形成电流脉冲.只有尖端附近的 O_2^- 迁移走一部分,使合场强升高到高于击穿电场时,下一个脉冲才能开启.随着外加电压的升高,电离率增加,同时漂移区的电场有所增强, O_2^- 的迁移速度增加,导致了电流脉冲频率增加.对于直流成分的出现,我们认为与阳极位降区的形成有关. O_2^- 离子在电场的驱动下,漂移到阳极附近,形成阳极位降区,在阳极位降区内部的电场可以达到比较高的程度,使得吸附电子被剥离,形成电子流,同时,这一区域较强的电场也可以直接引发激发和电离过程,从而形成直流成分,但是由于此时针

尖附近的 O_2^- 的屏蔽效应依然存在,所以会产生直流与脉冲并存的状态.随着电压的增加,根据 Akishev 等人^[8]的计算结果,会导致放电空间内的电场强度线性增加,所以场强从阳极附近向阴极扩展,使得靠近阳极更大范围的放电空间中的 O_2^- 被剥离,同时产生激发和电离.当电压增加到 9.6kV 时,在整个圆锥状放电空间内已经不能存在 O_2^- ,因此屏蔽效应消除,电流的脉冲成分消失,变成完全直流,放电进入辉光阶段.

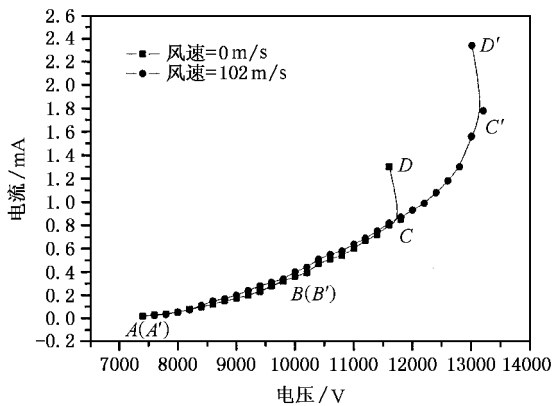


图 4 极板间距为 2.4cm 时的伏安特性曲线

图 4 是在间距为 2.4cm,无气流和空气流速为 102m/s 时的多针伏安特性曲线.由于从电晕向辉光转化的临界点 (B 和 B') 从上图中很难看出,因此这两点的确定是根据波形图中产生直流成分时的电压值来标定的.从图中可以看到,两条曲线都可以分成三个阶段: $A-B$ 和 $A'-B'$ 是电晕放电阶段,电流随着电压的增加而缓慢增加; $B-C$ 和 $B'-C'$ 是辉光放电阶段,曲线的斜率逐渐增大,在这两个阶段里,呈现正电阻特性,放电稳定; $C-D$ 和 $C'-D'$ 是火花放电阶段,曲线斜率急剧上升,出现负电阻特性,放电稳定性被破坏,这一阶段在测量过程中由于电流表的指针抖动剧烈,很难得到精确的数值,存在较大的误差,因此只取了一个点.从图 4 可以看到,两条曲线在 $A-C$ 段几乎完全重合,说明了气流对这段电压区间的电流强度没有显著的影响.但是在没有气流的情况下,辉光的电压区间是从 10kV 到 11.8kV,远远小于有气流时的从 10kV 到 13.8kV.气流还会使从辉光向火花转化的阈值电流 I_c 增加.在无气流状态下, I_c 是 0.85mA,在有气流的状态下, I_c 可以达到 1.78mA,增加了 2.1 倍.因此,气流对放电的最大影响就是增加了从辉光向火花转化的阈值电

压和电流,在更大电压范围内得到了更大电流强度的辉光.这是因为从辉光向火花的过渡首先是从形成阳极亮斑开始的.阳极亮斑的形成,会导致这一点电离率的增加,并产生大量的热量,而热量又会引起气体体积的膨胀,从而使约化电场 E/N 增加,这样进一步引起电离率的增加,从而形成了一个正反馈的过程,引起放电从辉光过渡到火花.由于这一过渡过程所需的时间常数在毫秒量级^[8],因此高速气流会带走大部分的热量,阻止了正反馈过程的形成,对亮斑的发展有着显著的抑制作用,使得从辉光向火花过渡的阈值电流值有了明显的提高,这同时解释了在有气流的情况下能观察到阳极亮斑形成的原因(图 4 C')).

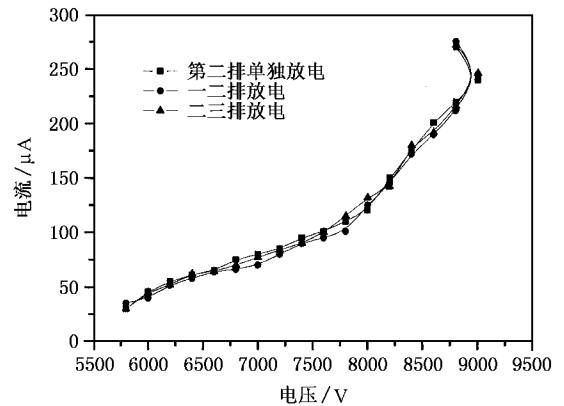


图 5 在气体流速为 102m/s,极板间距为 1.2cm 时,7 号针在第二排单独放电、一二排放电和二三排放电的伏安特性曲线

在多针电晕系统中,我们比较关心的一个问题是在有气流的条件下,多针之间是否会产生相互影响.为了避免在测量过程中不同的针和上极板间距的微小差异带来的误差,在放电过程中仅对第二排中间的 7 号针进行测量.图 5 是在极板间距为 1.2cm,空气流速为 102m/s 时,分别在第二排单独放电,一二排放电以及二三排放电时 7 号针的伏安特性曲线.从图中可以看出,三条曲线是基本重合的.这说明了无论在电晕阶段还是辉光阶段,第一和第三排的放电,即使在有气流的条件下,也不会对第二排产生明显的影响.表明了,在放电过程中,产生的热量较低,被气流带走后不足以引起后一排气体的有效膨胀而导致电离率的增加;放电过程中产生的带电粒子会受到电场的有效约束,即使是在电场相对较弱的正柱区,径向电场力也大于气流对离子的拖曳力,因此在放电过程中,前排放电产生的离子不会被气流带走,从而引起后排放电的增强.

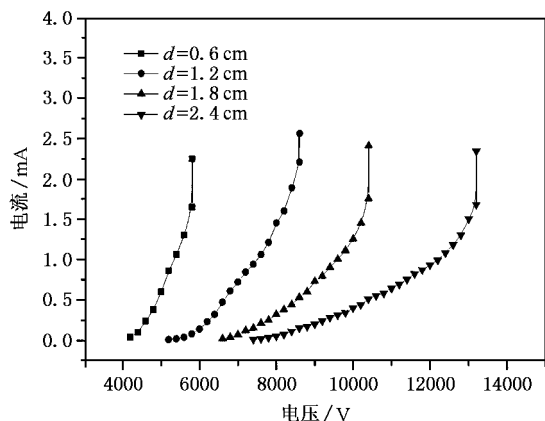


图6 气流流速为 102m/s 不同极板间距时的伏安特性曲线

图6是在气流流速为 102m/s 时对应不同间距的多针伏安特性曲线.从图中可以看出,随着间距的增加,辉光区间的电压范围逐渐增加.在 $d = 0.6\text{cm}$ 时,基本是一条直线,看不到明显的辉光区间.在 d 增加到 2.4cm 时,辉光区间的电压范围扩展到了 3.2kV.因此大的极板间距更有利于稳定辉光的产生.这是因为在极板间距很小的时候,针尖和其正对的阳极上的凹坑中心点很近,电场分布类似于针尖-平板结构,符合 Warburgian^[14]分布,针的中心轴向方向电场最强,离子密度也最高,因此很小的电压增加就会导致凹坑中心产生阳极亮斑,从而过渡到火花放电.随着极板间距的增加,针尖和凹坑之间能够形成较好的匹配关系,此时的电场分布不再符合 Warburgian 分布,电场分布在阳极附近更加趋于均匀,从而能够得到更大的辉光区间,放电也更加稳定.

图7是在气流流速为 102m/s 时,极板间距与辉光到火花的阈值电流 I_c 的关系曲线.从图中可以看出, I_c 的最大值出现在 $d = 1.2\text{cm}$ 处,这稍稍大于我们设计的针尖与凹坑最佳匹配时的间距值($d = 1\text{cm}$).这是因为,随着间距的增加,电场分布已经不再符合 Warburgian 分布,最大场强不在凹坑的中心.根据 Goossens 等人^[15]的实验结果,在极板间距大于 1cm 的情况下,凹坑边缘的电流密度要逐渐超过凹坑中心,并且这一结果与总电流强度无关.还由于气流流过凹坑边缘的速度要稍稍大于流过中心的,考虑气流对阳极亮斑发展的抑制作用,凹坑周围可以

容纳更大的电流密度,因此 I_c 的最大值出现在稍稍大于最优优化电场分布的极板间距处.从图中还可以看到,间距的进一步增加,超过 1.2cm 时, I_c 会减小.我们认为有两点原因:一是极板间距的进一步增加会导致凹坑周围的电流密度进一步超过凹坑中心部分的,所以当凹坑周围形成亮斑并达到向火花过渡的阈值时,凹坑中心的电流密度还处在相对较低的水平,使得 I_c 减小.二是极板间距的增加会使相邻的放电区域在阳极附近互相重叠,从而使重叠部分的电流密度增加,导致阳极亮斑容易形成而过渡到火花,这也会导致 I_c 减小.

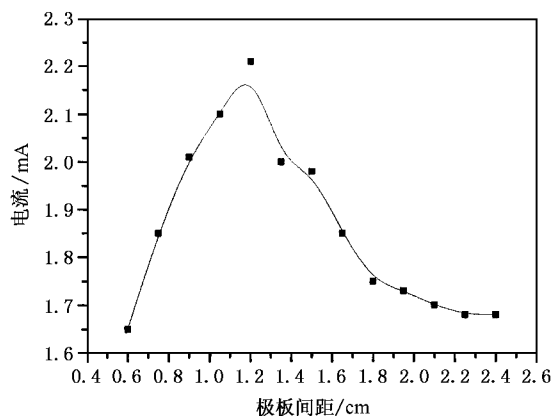


图7 辉光向火花转化的阈值电流强度 I_c 与极板间距的关系

4. 结 论

本文通过发光图片、波形图以及伏安特性曲线等方法分析了影响多针电晕增强装置放电稳定性的因素.通过实验发现存在从电晕向辉光转化的过渡过程,表现为出现带直流成分的 Trichel 脉冲.这种现象的出现与阳极辉区的形成有着密切的关系,并随着电场强度的增强脉冲成分消失. O_2^- 分子对电子的吸附和剥离在这一过程中起着重要的作用.由于气流能够带走亮斑内部产生的热量,因此能够抑制阳极亮斑的发展,使从辉光向火花转化的阈值电流 I_c 极大的提高.大的极板间距更加有利于辉光的稳定,可以在更大的电压范围内实现辉光. I_c 的最大值是由针尖的锥度、凹坑曲率半径、极板间距以及气流速度共同决定的.



- [1] Beaulieu A J 1970 *Appl. Phys. Lett.* **16** 504
- [2] Slade P D , Serafetinides A 1978 *IEEE J. Quantum Electron* **13** 801
- [3] Gibson A F , Hall T A , Hatch C B 1977 *IEEE J. Quantum Electron* **13** 801
- [4] Radehaus C , Kardell K , Baumann H , Jager D , Purwins H G 1987 *Z. Phys.* **65** 515
- [5] Anmelt E , Schweng D , Purwins H G 1993 *Phys. Lett.* **83** 56
- [6] Cserfalvi T , Mezel P , Apai P 1993 *J. Phys. D : Appl. Phys* **26** 2184
- [7] Dong L F , Li X C , Yin Z Q , Wang L 2002 *Chin. Phys.* **51** 10
- [8] Akishev Yu , Goossens O , Callebaut T , Leys C 2001 *J. Phys. D :* *Appl. Phys.* **34** 2875
- [9] Akishev Yu , Deryugin A A , Kochetov I V , Napartovich A P , Rushkin N I T 1993 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **26** 1630
- [10] Li Er-ning , Mac J M K 2000 *IEEE Trans.* **7** 725
- [11] Morrow R 1985 *Phys. Rev.* **32** 1799
- [12] Van Brunt R J 1991 *IEEE. Electr. Insulation* **5** 902
- [13] Napartovich A P , Akishev Yu S , Deryugin A A , Kochtov I V , Pan ' kin M V , Trushkin N I 1997 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **30** 2726
- [14] Warburg E 1899 *Ueber die Spitzenentladung Wied. Ann.* **67** 69
- [15] Goossens O 2000 *Thesis Ghent University* , Belgium

Stabilization of the multi-pin to multi-sphere plane negative corona discharge^{*}

Qi Bing Ren Chun-Sheng Ma Teng-Cai Wang You-Nian Wang De-Zhen

(*State Key Laboratory of Materials Modification by Laser , Ion and Electron Beams ,
Department of Physics , Dalian University of Technology , Dalian 116023 , China*)

(Received 30 March 2005 ; revised manuscript received 23 May 2005)

Abstract

In a multi-pin to multi-sphere plane DC negative corona discharge configuration at atmospheric pressure , stable and diffuse glow discharge has been obtained. The effect of the air flow velocity , the gap distance and the electrode structure on the discharge mode transition and the stabilization of the glow discharge is investigated by means of electric measurements and emission recording. The stabilization mechanism of the glow discharge is discussed. It is found that there is a transition phase characterized by Trichel pulse with DC component between corona and glow discharge.

Keywords : atmospheric pressure glow discharge , multi-pin to multi-sphere plane corona discharge , plasma

PACC : 5256 , 5150 , 5235P

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50177002 and 10275010).