

一种大气压放电氦等离子体射流的实验研究*

江 南[†] 曹则贤

(中国科学院物理研究所, 北京 100190)

(2009 年 1 月 12 日收到; 2009 年 7 月 23 日收到修改稿)

大气压介质阻挡放电 (DBD) 等离子体射流获得了广泛的应用. 但是到目前为止, 人们对其形成机理仍不甚清楚. 为此, 本文对其进行了一系列的实验研究. 与其他采用高速 CCD 进行的研究不同, 本文研究的主要手段是两个带有狭缝的光电倍增管, 数码相机和电学测量. 虽然这些实验条件相对比较简陋, 但是本文仍然根据这些实验结果探讨了等离子体射流的形成机理, 传输特性, 以及影响等离子体射流长度的实验参数, 并发现了“电荷溢流”现象.

关键词: 介质阻挡放电, 电晕放电, 大气压等离子体射流, 电荷溢流

PACC: 5200, 5225F, 5280H

1. 引 言

大气压下放电产生非平衡等离子体在材料表面处理, 生物医学, 电子材料制备等方面获得了广泛的应用, 文献[1—7]是其中一些近年来在国际上发表的相关的综述性文章. 大气压非平衡等离子体射流(或通常文献中所称大气压等离子体射流, APPJ)可以直接射入大气中, 对各种材料的表面, 特别是非平面的表面, 进行局部处理. 由于这种高活性的射流几乎处于环境温度, 其在温度敏感材料(如生物材料)表面处理方面的能力被寄予了很高的期望^[1,8—10].

最早的 APPJ 装置采用同轴电极结构, 射频功率加在中心轴电极上, 外套电极接地, 工作气体在电极之间的环形间隙流过形成等离子体从喷口射出. 有两种此类装置, 一种直接采用金属电极^[11], 另一种则在外套电极内加了一层介质材料(石英管), 形成类似于 DBD 的结构^[12]. 国内也有类似装置的报道, 他们采用了较低频率的电源, 为典型的 DBD 放电^[13,14]. Kedzierski^[15], Teschke^[16]等在 2005 年发表了一种共轴双圆筒 DBD 结构的 APPJ. 有趣的是他们首次用高速 CCD 拍摄到的图像显示, 与用肉眼看到的呈细长圆锥形的辉光不同, 这种用 DBD 放电产生的等离子体射流是由“子弹”样的小光球形

成的, 这些等离子体“子弹”以 10^4 — 10^5 m/s 的速度从毛细管口射出. 这是一个非常有趣的物理现象, 目前已有许多实验室都对这种等离子体射流用高速 CCD 进行了观察和研究^[17—19]. 但是对于这种等离子体子弹的成因, 目前还没有得到一种令人信服的解释.

本文采用一种带有狭缝的光电倍增管 (PMT) 装置对上述的 DBD 等离子体射流进行了观察, 并辅以数码成像以及电学测量等手段对其进行了仔细的实验研究, 在实验结果的基础上对这种等离子体射流形成的机理给出了定性的解释.

2. 实验装置

如图 1 所示, 本文采用了与 Kedzierski 等^[15]的非常相似的试验装置. 石英管的外径 3.5 mm 内径 2 mm. 电极用 0.2 mm 厚的铝箔在石英管外卷绕而成, 再用 0.5 mm 厚的铜皮夹住与外电源连接. 大多数情况下, 铝箔电极的宽度为 5 cm, 但也采用了 2 cm 和 1 cm 宽的电极, 以便研究电极宽度效应. 电源为 17 kHz 的正弦波电源, 最大电压值 > 20 kV (本文所给电压值均指交流电压的平均峰—峰值). 工作气体为纯度 99.999% 的氦气, 流量通过一个体积流量计控制, 流量单位是 L/h (等效的空气流量). 从石英管流出的氦气直接射入实验室的大气中.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10675163) 资助的课题.

[†] E-mail: jiangnan@aphy.iphy.ac.cn

试验中使用了两支滨松公司的光电倍增管 (PMT), 每支 PMT 的前面均设置了两个 1 mm 宽 20 mm 高, 相隔 100 mm 的狭缝, 这样可以限制其只能“看到”正前方石英管或其延长线上约 1.5 mm 的宽度上发射的光线. 同时记录下它们的光电流信号, 可以探测等离子体“子弹”经由该位置的时间和强度, 以及它传播的速度和方向. 数据采集采用了 Tektronix 公司的 PDO4104 型号的示波器, 其响应频率为 1 GHz, 有四个通道, 可以同时记录两个光电信号以及放电电压和电流信号. 电流信号通过接地线上串联的 330 Ω 电阻获得, 电压信号由 Tektronix P6105 探头直接从高压电极连线上获得.

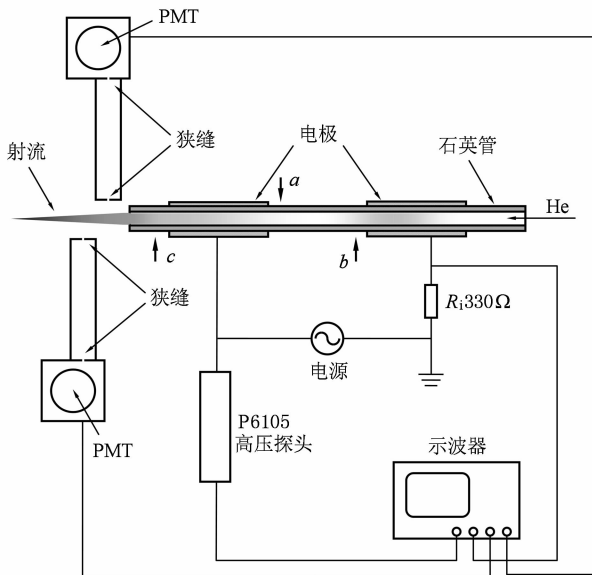


图 1 实验装置示意图(图中的 a , b , c 三个箭头表示实验时 PMT 所处的位置)

数码相机被用来记录各种放电条件下的等离子体射流的宏观图像. 所用数码相机为佳能 30 D, 镜头焦距 50 mm. 这些照片的曝光时间均为 1 s, 因此是放电等离子体射流的时间积分图像.

3. 实验结果与讨论

3.1. 共轴型 DBD 放电的特点

DBD 主要分为两种类型, 即空间放电型和沿面放电型. 这两种类型的放电都已获得了广泛的研究, 其中典型的例子可以参考文献[20]. 将图 1 所示的共轴 DBD 结构沿圆周展开成平面, 则可以看作是一个共面的沿面放电结构, 但是电极间距比传统

的沿面放电大得多. 我们首先对放电的基本情况进行了一些测试.

图 2 是对应于小、中、大三个不同电压条件下放电所拍摄的典型的数码照片. 为了更好地观察放电辉光的情况, 我们采用了 2 cm 宽的电极, 电极间距仍为 3 cm, 高压电极置于气流的下游, 电极边缘距石英管出口 1 cm, He 气流量 150 L/h 从图的右边流入左边流出, 各照片对应的外加电压在图注中给出.

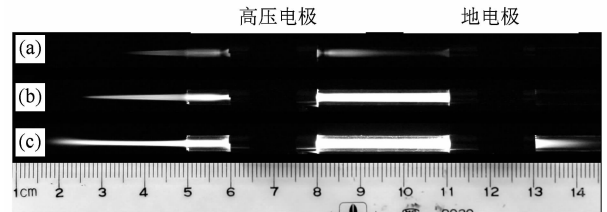


图 2 三种不同外加电压条件下形成的等离子体射流的数码照片. 放电时所加的电压 (a) 4 kV, (b) 7 kV, (c) 11 kV (本文所给电压值均指交流电压的平均峰—峰值); He 气从图的右边流入左边流出

根据图 2 中的照片可以看出当外加电压由小到大变化时, 放电出现了三种典型的情况.

1) 电压较小时 放电产生的辉光主要发生在高压电极的两边; 地电极内侧有比较微弱的辉光, 而地电极外侧则看不见辉光.

2) 电压中等大时 放电电极之间充满了辉光, 高压电极外形成等离子体射流, 而地电极外看不见辉光.

3) 电压再大时 地电极外也出现了类似等离子体射流的辉光.

图 3 是在电压较小和中等大时用 PMTs 和示波器记录的电极间的辉光以及电压和电流波形曲线. 电极参数与图 2 稍有不同, 为的是与 Kedzierski 等^[14]的电极参数一致: 电极宽度 5 cm, 电极间距 3 cm, 高压电极边缘距石英管出口 2 cm, He 气流量 200 L/h. 两支 PMTs (T_2 和 T_1) 分别距高压电极和地电极 5 mm 处(图 1 中的位置 a 和 b).

随着外加电压升到一定的值后(通常约 20 kV 左右), 放电被触发. 本文不讨论初始触发问题, 仅考虑放电稳定后的放电波形. 调整外加电压可以观察到放电有几个相对稳定的区域. 图 3(a) 显示了对应于较小电压条件下一个周期放电时的光信号、放电电流和外加电压的时域变化曲线. 图中可见, 对应于电压的正半周, 光信号首先出现在高压电极

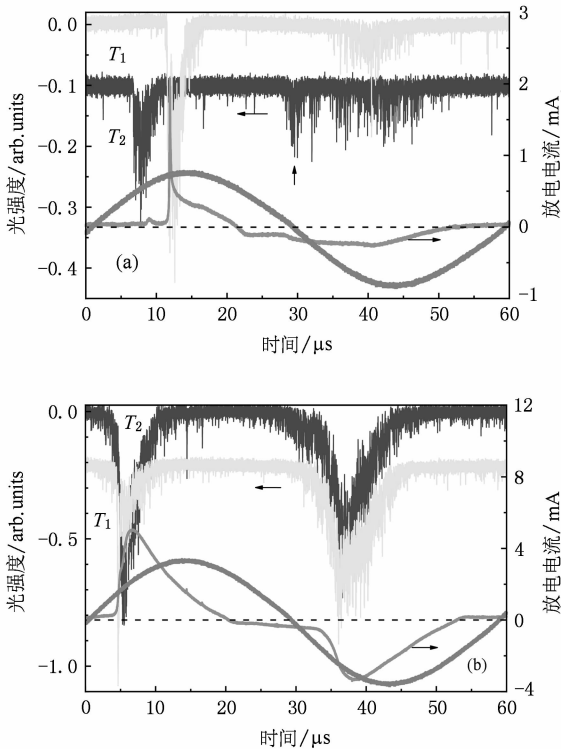


图3 (a) 6 kV 条件下放电时, 电极间电极附近的光信号, 及放电电压、电流的时域变化曲线; (b) 10 kV 条件下放电时的光信号、放电电压、电流的时域变化曲线 (T_1 , T_2 分别代表距地电极和高压电极 5 mm 处的光信号)

(阳极)附近; 延迟了约 $5 \mu\text{s}$ 后在地电极(阴极)附近观察到更大的光信号峰, 并几乎同时出现放电电流的尖脉冲. 再增加电压后得到另外一组相应的曲线(图 3(b)). 这时的光信号与放电电流之间的关系发生很大的变化, 高压电极与地电极附近的光信号几乎同时出现, 但是在电压的正半周, 地电极附近的光信号有一个初始的尖脉冲, 这与电流的初始尖脉冲所对应. 与图 3(a) 不同, 在电流尖脉冲后形成一个类似正弦的宽峰. 另外, 地电极附近的光强比高压电极附近的弱. 在电压的负半周, 两个管子光信号曲线几乎重合.

根据图 3(a) 中的光信号和电流曲线, 可以看到对应于电压的正半周, 电极间发生了类似正流注(positive streamer)的现象^[21, 22]: 放电首先在高压电极(这时处于阳极电位)附近触发, 然后向阴极传播, 并且伴随着明显的电子雪崩过程(即光信号明显增强). 当等离子体传播到阴极附近时在阴极回路感应出雪崩电流. 空气中的流注是以尖端放电的形式运行的, 其锋面为直径很小的球面, 最终形成细长的圆柱形放电通道^[21]. 而毛细管 DBD 放电可

以看作是沿石英管内壁的沿面放电. 按照 Gibalov 等^[20]的研究结果, 沿面放电会形成许多垂直于电极边缘的微小放电通道, 这些微小通道在外加电压的作用下以步进方式向前推进. 由此可以设想, 沿石英管内壁的所有这些微小放电通道的头部组成了一个环形的向阴极传输的“大流注”的锋面. 当然, 由于各个通道发展的不平衡, 这个环形锋面可能不在一个平面内, 即各个通道的长短参差不齐. 这也就是为什么通过 PMT 观察到的对应于石英管上的光信号是由许多随机发生的小脉冲组成的(图 3, 图 4), 而 Kedzierski 等^[15]沿轴向拍摄的射流的照片有一与石英管内壁对应的环形亮圈. 另一方面, 由介质表面电荷组成的等离子体的阻抗比气体等离子体的阻抗大, 因此其流注的传输速度比空气中流注的速度小. 由图 3(a) 中的数据可以估算石英管中的流注速度约为 $4 \times 10^3 \text{ m/s}$, 比我们在空气中测得速度小几乎一个数量级.

在电压向负方向运行阶段, 即图 3(a) 中 $30 \mu\text{s}$ 左右, 高压电极附近又观察到一组光脉冲信号, 但是这次没有发生向地电极传输的流注. 这可以通过对地电极附近的光信号以及电流曲线的分析得到证实. 如果我们仔细分析不同电压条件下石英管内壁电荷的分布情况就不难理解这个不对称的放电现象. 在正流注发生前, 高压电极介质上沉积的是正电荷. 随着电压的升高, 这些正电荷从表面脱附下来. 但是由于正电荷的迁移率低, 在电压升到击穿电压前这些正电荷几乎没有变动位置, 因此起到了增强局部电场的作用, 帮助了击穿过程. 而在高压电极的第二个光脉冲($30 \mu\text{s}$ 左右)发生前, 高压电极介质上沉积的是负电荷, 即电子. 随着电压向负方向运行, 电子从表面脱附. 与离子不同, 这些电子的迁移率大得多. 在空间电场还比较小时, 电子向沉积在管壁的离子运动, 发生复合反应; $30 \mu\text{s}$ 左右在地电极附近观察到的光信号即反映了这种情况. 随着外加电压进一步向负的最大值运行, 电极间的空间电场转强, 进一步脱附的电子引发了电子雪崩过程, 产生了整个电极间的辉光放电. 在 $40 \mu\text{s}$ 左右可以看到这时在两个电极附近的光信号是同步的, 电流曲线上也有相应的峰; 只是由于外加电压幅度比较小, 放电比较弱. 需要注意的是, 地电极的电位是固定的, 因此其作用是被动的, 不能产生类似于高压电极附近发生的正流注现象.

图 3(b) 是当电压进一步提高后的光和电信号

曲线. 在电压的正半周仍可以看到放电初始阶段的流注现象(图中的 T_1 和电流曲线), 但是很快就被辉光放电取代. 这说明在较高的电压条件下, 由于管内壁沉积的电荷密度增加, 放电首先在地电极附近触发, 并在电极间形成导电通道转变为辉光放电. 而在电压的负半周, 基本上是辉光放电的特征曲线, 没有了电压较小时的电子-离子复合现象. 这一方面反映了管内壁沉积的电荷密度增加了, 另一方面也反映电压变化的速度大了, 辉光放电过程变得更容易形成了.

3.2. 等离子体射流的成因

将 T_1 移到高压电极外 5 mm(图 1 中的位置 c), T_2 不变仍处于高压电极内 5 mm(图 1 中的位置 a), 放电条件与前一节相同. 图 4(a) 是较小电压放电时的光信号和电压、电流的时域变化曲线. 图中可见, 两条光信号的曲线在正半周和负半周都几乎是重合的, 并超前电流脉冲信号约 $5 \mu\text{s}$. 这个结果明确地显示出, 射流区的等离子体不是由电极间放电产生的等离子体经由气流裹挟而出的, 因为电极两侧的辉光信号没有时间差; 或者说高压电极两端各自独立地产生了气体击穿.

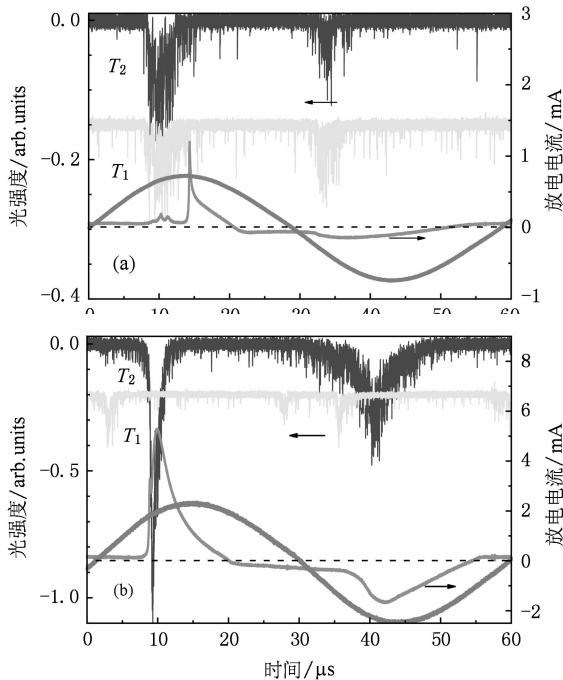


图 4 (a) 4.5 kV 条件下放电时, 高压电极两侧的光信号, 及放电电压、电流的时域变化曲线; (b) 9 kV 条件下放电时的光信号、放电电压、电流的时域变化曲线. T_1 , T_2 分别代表高压电极外侧和内侧 5 mm 处的光信号

图 4(b) 是在电压加大到约 9 kV 后的相关曲线. 根据前一节的结果(图 3(b)), 这时电极间的放电进入辉光放电, 地电极与高压电极附近的辉光信号几乎同步. 但是图 4(b) 显示高压电极外侧的光信号保持了类流注放电的特征, 没有进入类辉光放电. 这进一步说明, 高压电极两边的等离子体是互相独立产生和传播的.

前面已经指出, 本文涉及的放电系统实际上可以看作是一个共面的 DBD 系统, 而且电极厚度小而间距非常大, 因此电极间的电场分布是非均匀的. 这样的电极结构, 在发生放电前, 地电极对高压电极附近的电场分布不会产生重要的影响, 可以看作是在无穷远处. 当在较小电压下放电时, 放电流注几乎不能或刚刚抵达地电极, 形成了在图 2(a) 和图 3(a) 中显示的类流注放电. 而当电压进一步加大后, DBD 电极间流注形成的导电通道增强了导电能力, 形成了图 2(b) 和图 3(b) 中显示的类辉光放电.

而在高压电极的外侧情况就不一样了, 高压电极与远处地电极构成放电回路, 在我们的实验条件下所加的电压远不能形成如此长的流注从而建立高压电极与地之间的导电通路, 因此不能产生射流部分的辉光放电.

通过以上的分析, 我们知道等离子体射流实际上是由高压电极边缘的强电场击穿气体产生的, 与 DBD 无关, 这暗示等离子体射流很可能是一种电晕(corona)放电机理形成的, 因为电晕放电是通过高压电极附近强烈的非均匀场形成的. 而且电晕放电通常是单电极放电, 放电电流通过带电粒子的扩散过程与远处的地构成回路. 为了证明这个假设, 我们将图 1 所示的放电结构中的地电极去掉, 构成了一个单高压电极的电晕放电结构. 结果如图 5(b) 所示, 仍然实现了类似的等离子体射流, 可见我们的分析是正确的. 事实上, 文献中已有人采用单电极放电产生等离子体射流^[10,19], 虽然他们还没有明确地意识到这是一种电晕放电. 对于电晕放电, 电极上的介质也是多余的. 为此我们设计了一个金属电极(厚 0.5 mm 的金属片), 为了不影响气流, 电极中间开了一个略大于毛细管内径的开口(直径 2.5 mm). 将该电极置于毛细管的出口处, 加上高压后得到了与 DBD 或单电极结构非常类似的等离子体射流. 图 5 比较了这三种不同结构放电的等离子体射流的数码照片. 这些结果说明, 所谓氦气的 DBD 等离子体射流, 其本质是在氦气流通道中形成的电晕放电, 与 DBD 放电无关; 所谓的等离子体“子弹”

也就是与电晕放电有关的在氦气流通道中传输的一种特殊形态的流注.

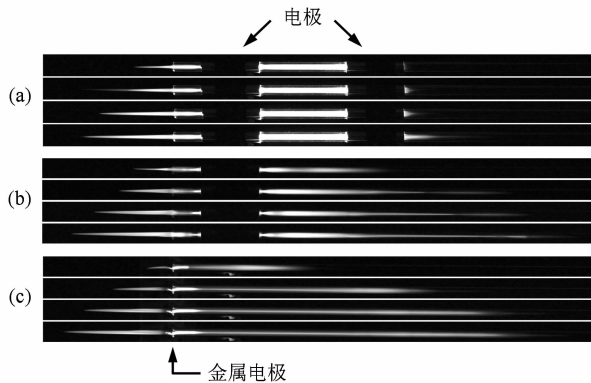


图5 三种不同电极结构放电产生的等离子体射流的数码图像比较 (a)DBD;(b)带有介质层的单电极电晕放电;(c)金属电极电晕放电.(a)和(b)对应的电源电压为8 kV,(c)对应的电源电压为5 kV.每组4张照片从上至下所对应的氦气流量分别为50,100,150,200 L/h

大家知道,电晕放电的一个特点是其活性范围与电压的大小成正比,图2中的照片与此一致.但是详细的实验结果以及文献中的类似实验^[14]表明,当外加电压超过一定的值时 He 等离子体射流在空气中的长短就与外加电压的大小无关而仅于氦气的流量成正比,如图5所示.这是因为,通常的电晕实验是在均匀的媒介(如空气)中实现的,而我们的实验是在氦气中进行的.氦气通过石英管流入大气后有一个与空气互相扩散的关系,其有效电离系数(电离系数-电子附着系数)随着空气的混入而变小.放电电流是与有效电离系数呈指数关系的,因此,随着空气在氦气中的浓度增加,放电将迅速终止.由此可知,图5中射流的形状与氦气-空气界面的形状是一致的,氦气的流量越大,则其在轴向保持浓度的距离越长;而石英管是轴对称的,距离管口越远,则空气沿径向扩散进入氦气流的浓度越高.最终形成一个圆锥形的氦气-空气界面,其底面由石英管的内径决定,其长度由氦气流量决定.

从图5我们还可以观察到一个现象,即在相同的电压条件下,随着气体流量的增加,电极上游的辉光区也会逆气流方向延长.这一现象与前面的解释本质上是一致的:随着 He 气体流量的增加,空气逆向扩散的程度减弱,He 通道中 He 气的纯度越高,其电晕活性区就越大.

3.3. 电荷溢流效应

在通常情况下,DBD结构的等离子体射流仅出现在高压电极的外侧.Kedzierski等人的实验表明,当将高压电极与地电极交换位置后,等离子体射流将逆流向气流相反方向射出.他们的实验还表明地电极外侧没有射流出现.但是我们的实验结果表明,当电压足够大时在地电极一端也有射流产生(图2(c)).而且我们还发现地电极越宽,在地电极外侧得到射流输出所需要的电压越高(图6).根据图6,当采用与Kedzierski等人相同的电极宽度5 cm时,必须加到20 kV以上才会看到有射流从地电极外侧输出,而他们的电源的最大输出电压是15 kV,这就是为什么他们没有观察到地电极外侧射流的真正原因.

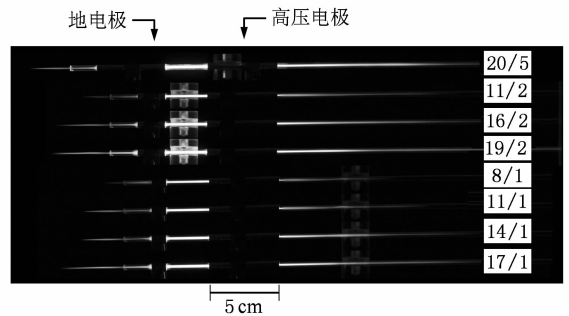


图6 将地电极与高压电极交换后得到的等离子体射流照片(这时,地电极位于氦气流的下游,石英管的出口附近.图中右边的数字表示:电源电压(kV)/地电极宽度(cm))

根据前面的实验结果我们知道,当电压较大时,DBD电极区间会形成辉光放电.在电压的正半周,地电极处于阴极,因此会有大量的正离子向那里运动,这些正电荷诱导介质表面极化从而沉积在那里.当外加电压足够大时,地电极区介质表面的极化电荷达到饱和,不再能完全补偿放电产生的电荷,电荷溢出了地电极区.当地电极外侧溢出的电荷足够多时,其形成的有效空间电场足够强,使得那里的气体击穿,并形成向外的流注,即图2(c)或图6中看到的地电极区外的射流.地电极区所能提供的极化电荷的数量是与地电极的面积成正比的,也就是说,地电极面积越大,所能沉积的电荷数越多.在一定的地电极面积条件下,如果要使得放电中产生的电荷扩展到电极以外就需要产生更强烈的放电,或者换句话说要求更高的电压.这与图6的结果是一致的:地电极越宽,最初产生地电极外

射流所需的外加电压越大;在同样的电极宽度时,电压越高,产生的地电极外的射流越强烈.我们称这一现象为“电荷溢流”.

4. 结 论

以带有狭缝的 PMTs 为主,配合数码成像以及电流、电压特征曲线,本文对毛细管 DBD 等离子体射流进行了细致的实验研究.结果发现,这样的 DBD 放电等离子体实际上存在三个不同的区域,而这三个区域所对应的等离子体特性及其形成机理也是不同的.在两个电极之间的区域,根据外加电

压的不同存在两种不同的放电相:类 streamer 放电与类辉光放电.在高压电极外的等离子体射流区,等离子体射流的产生实际上与 DBD 机理无关,而是通过电晕机理形成的,因此可以用单电极结构或单金属电极的电晕来实现.与此形成对照,在地电极外的等离子体射流强烈依赖于 DBD 放电机理,它是通过 DBD 放电在地电极介质表面积累的电荷溢流实现的.

感谢印刷学院陈强教授在 Tektronix PDO4104 示波器方面给予的帮助.

-
- [1] Fridman G, Gutsol A, Shekhter A B, Vasilets V N, Fridman A 2008 *Plasma Processes and Polymers* **5** 503
- [2] Tachibana K 2006 *IEEJ Trans. Electri. Electron. Engi.* **1** 145
- [3] Laroussi M, Akan T 2007 *Plasma Processes and Polymers* **4** 777
- [4] Fridman A, Chirokov A, Gutsol A 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R1
- [5] Montie T C, Kelly-Wintenberg K, Roth J R 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 41
- [6] Tendero C, Tixiera C, Tristant P, Desmaison J, Leprince P 2006 *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy* **61** 2
- [7] Schutze A, Jeong J Y, Babayan S E, Park J, Selwyn G S, Hicks R F 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1685
- [8] Zhang X H, Li M J, Zhou R L, Feng K C, Yang S Z 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 21502
- [9] Kolb J F, Mohamed A A H, Price R O, Swanson R J, Bowman A, Chiavarini R L, Stacey M, Schoenbach K H 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 241501
- [10] Lu X P, Jiang Z H, Xiong Q, Tang Z Y, Pan Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 151504
- [11] Jeong J Y, Babayan S E, Tu V J, Park J, Hemins I, Hicks R F, Selwyn G S 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 282
- [12] Koinuma H, Ohkubo H, Hashimoto T, Inomata K, Shiraishi T, Miyayaga A, Hayashi S 1992 *Appl. Phys. Lett.* **60** 816
- [13] Zhang G Q, Ge Y J, Zhang Y F, Chen G L 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 2238
- [14] Sun J, Zhang J L, Wang D Z, Ma T C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 344 (in Chinese) [孙 姣、张家良、王德真、马腾才 2006 物理学报 **55** 344]
- [15] Kedzierski J, Engemann J, Teschke M, Korzec D 2005 *Solid State Phenomena* **107** 119
- [16] Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E G, Korzec D, Engemann J 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 310
- [17] Lu X P, Laroussia M 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 063302
- [18] Sands B L, Ganguly B N, Tachibana K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 151503
- [19] Shi J J, Zhong F C, Zhang J, Liu D W, Kong M G 2008 *Phys. Plasmas* **15** 013504
- [20] Gibalov V I, Pietsch G J 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2618
- [21] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Springer-Verlag, New York)
- [22] Pancheshnyi S V, Starikovskaia S M, Starikovskii A Yu 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 105

Experimental studies on an atmospheric pressure He plasma jet*

Jiang Nan[†] Cao Ze-Xian

(*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 12 January 2009; revised manuscript received 23 July 2009)

Abstract

Atmospheric pressure plasma jets based on dielectric barrier discharge have found many applications, yet its basic behavior and its formation mechanism are poorly understood. We carried out some basic experimental studies on this problem. Unlike the other similar studies based on ICCD, two MPTs with aligned slits, digital camera, and electrical measurements were mainly used to investigate the plasma jet's behavior under different discharge conditions. Despite the materials employed in our experiment are quite simple, by comparing the measuremental results, a new charge-overflow phenomenon is observed, and the plasma jet mechanism (e. g. how the plasma jet is formed, how is it transported, what are the main parameters that determines the jet length, etc.) are discussed based on the experimental results.

Keywords: DBD, corona discharge, APPJ, charge overflow

PACC: 5200, 5225F, 5280H

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10675163).

[†] E-mail: jiangnan@aphy.iphy.ac.cn