

大气压冷等离子体射流研究进展^{*}

江 南 曹则贤[†]

(中国科学院物理研究所 北京 100190)

摘 要 有许多种方法可用于在大气中产生等离子体射流,冷等离子体(离子温度在室温附近)射流即是其中的一种.近年来,人们发现氦气或其它惰性气体通过毛细管介质阻挡放电形成的冷等离子体射流具有类似子弹的传输特性,在有机材料表面改性、等离子体医学等领域获得了广泛的应用.通过专门设计的一系列实验,我们逐渐揭示了其产生机理,并深入研究了传输特性.文章简要介绍近年来我们所做的有关大气压冷等离子体的实验过程以及获得的一些重要结论.在对这种等离子体深入了解的基础上,作者还开发了一种新装置,该装置的最大特点是既利用了氦气在辅助放电方面的特性,又不消耗这种昂贵的资源;并且它还特别适合于在臭氧层修复、等离子体医学等方面的应用.

关键词 冷等离子体,大气压等离子体射流,介质阻挡放电,电晕放电,电荷溢流,纹影术,氦泡,等离子体医学

Research advances on the atmospheric pressure cold plasma jet

JIANG Nan CAO Ze-Xian[†]

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

Abstract Various plasma jets have been produced by using different designs, which can protrude into the ambient air for centimeters. Cold plasma jets are one of such plasma jet, with ‘cold’ here we mean that the ion temperature is roughly the room temperature. It has been found that the helium (or other inert gas) atmospheric pressure plasma jet (APPJ) which was believed to be produced via dielectric barrier discharge (DBD) blows plasma-bullets into the plume, and such a jet promises various applications in polymer surface modification, plasma medicine and so on. However, the generation mechanism and transport properties of APPJ are far from being well clarified. In the past a few years, we gradually revealed the veil over this interesting plasma phenomenon. In this paper a brief summary over our work in this field is presented. Besides some discussion over the mechanism of APPJ and the interplay between gas flow and plasma plume therein, also a new device is described, of which the most interesting feature is that it employs the profitable property of the inert gas for plasma generation, yet without consuming a bit of it. The results can promote the applications of APPJ in material processing, ozone generation, plasma medicine and many other fields.

Keywords cold plasma, atmospheric pressure plasma jet, dielectric barrier discharge, corona, charge overflow, schlieren photography, helium bulb, plasma medicine

1 引言

2005 年, Kedzierski 等人发表了两篇论文^[1,2], 报道了他们用高速 ICCD 相机拍摄的氦大气压等离子体射流(APPJ)的照片, 照片显示, 与用肉眼看到

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10J1101B31;10904165)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2009CB93080)资助项目;中国科学院方向性项目(批准号:KJ CX2-YW-20;多晶硅新型制备技术项目)

2011-10-09 收到

[†] 通讯联系人. Email:zxcao@aphy. iphy. ac. cn

的等离子体射流不同,该射流实际上是由一系列等离子体小球构成的,他们将其称作“等离子体子弹(plasma bullet)”.根据照片推测,这些“等离子体子弹”的速度约为 $1.5 \times 10^4 \text{ m/s}$,远大于氦气流的速度 16.5 m/s .因此,虽然表面上等离子体射流顺气流而出,但这些速度为气流速度近千倍的“子弹”显然不是通过气流裹挟而出的.对于这一现象他们仅作出了“此乃电控现象(electrical field controlled phenomenon)”的结论,这一结论显然过于抽象而不能令人满意.后来世界上许多实验室都用高速 IC-CD 相机观察到了这种“等离子体子弹”^[3-14];而且不仅在氦气流中,在氩气流中产生的等离子体射流也观察到类似的结果^[10].虽然各实验室所采用的电极结构有所不同,如 Teschke 等采用的是如图 1 所示的石英管外共轴平行电极介质阻挡放电(DBD)结构, Park 等采用了中心电极同轴结构^[8],但是所观察到的“等离子体子弹”现象是类似的.根据不同的电源波形和电压,所获得的等离子体子弹的速度相差很大.一般来说,采用正弦波电压的“子弹”速度在 10^4 m/s 量级^[1,4];而采用上升沿较陡的脉冲电压获得的“等离子体子弹”,其速度可达 10^5 m/s 量级^[3,7].另外, Kedzierski^[1]等人还发现,“等离子体子弹”具有空心结构,这一点后来得到了其它研究者的证实^[8,14].

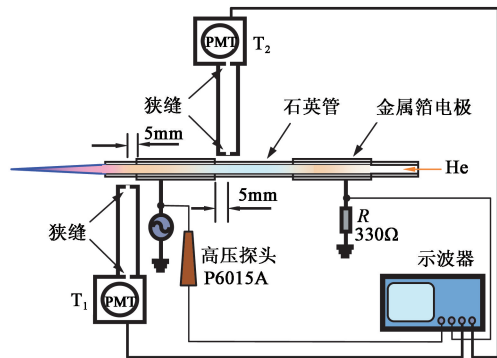


图1 带有2支光电倍增管的DBD等离子体射流实验系统示意图(图中PMT代表光电倍增管)

除了关注“等离子体子弹”以外,人们对等离子体射流的其它特性也进行了初步研究.2006年,孙姣等人^[15]采用焓探针测量了氦气和氩气流速与等离子体射流长度的关系,他们发现,在气体处于层流状态时,等离子体射流的长度与气体流速几乎成线性关系.2008年, Sands 等人^[7]采用与图1类似的DBD结构产生等离子体射流,发现在移动地电极位置改变DBD区放电特性时,等离子体射流区的放电特性不受影响,因此得到了射流区与DBD区的放电特性互相独立的结论.

上述文章对大气压等离子体射流现象进行了多方位的考察,但是对其产生机理的理解仍不够清晰.2006年, Lu 等人^[3]针对“等离子体子弹”的产生提出了一种光子预电离机理,其本质实际上是气体放电中的 streamer(现有汉译为流注、流光等)理论,我们可以将其理解为一种特殊的在氦气流通道中形成的离子波^[16].但是这个离子波是从哪里发生的?是如何传播的?等离子体与气流又有什么关系?带着这些问题,近几年来我们设计和完成了一系列的实验,希望通过实验来回答这些疑问.本文回顾了我们近几年在此方向上的系列工作.在文章最后,我们还介绍了一个简单的氦泡电晕(corona)辅助大气压放电新装置,该装置借助氦气电晕放电的辅助作用,极大地降低了电离空气的电场强度;此外,该装置运行时不消耗任何惰性气体,因此允许臭氧洞修复之类的规模化应用.

许多气体,特别是各种惰性气体,都可以用来实现大气压等离子体射流,但是大部分研究是在氦气中完成的.其主要原因是,相对于氦气、氩气等气体,氦气更容易获得或更便宜;而相对于氩气,氦气的亚稳态能级更高,更有利于通过潘宁效应使气体电离,使得放电更均匀、稳定.因此,虽然本文中的实验都是在氦气中进行的,但是其结论适用于其它气体中的等离子体射流现象.

2 电晕放电等离子体射流

初看起来, Kedzierski 等人^[1]的等离子体射流是由 DBD 放电引起的,然后通过某种机制从石英管内传输到大气中来.事实上,许多人目前仍抱有这样的想法.但是,我们的实验结果表明,等离子体射流是由高压电极边缘的电晕放电形成的,几乎与 DBD 无关^[17].如图1所示,我们搭建了一套与文献[1]中类似的实验装置.其中,石英管的外径 3.5 mm,内径 2 mm;电极由 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;两电极宽度均为 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 SLH(标准升每小时);电源频率 17 kHz,最大电压大于 20 kV(本文所给电压值除非明确指示外,均指交流电压的峰-峰值).放电过程监测采用两支光电倍增管,分别置于高压电极的两边,距电极边缘 5 mm.每支光电倍增管的前面均设置了两个宽 1 mm、高 20 mm,相隔 100 mm 的狭缝,这样可以限制其只能“看到”正前方等离子体射流约

1.5mm 宽度上发射的光线. 用一台四通道的示波器同时记录下光电倍增管给出的光电流信号, 以及放电时的电流、电压信号.

图 2(a)是在外加电压约 4.5kV 时放电产生的光信号以及电压、电流的时域变化曲线. 从电流曲线可以看出, 这时放电处于 streamer 模式. T_1 、 T_2 两条光信号的曲线在正半周和负半周都几乎是重合的. 正半周时, 光信号的前沿超前电流脉冲信号前沿约 $5\mu\text{s}$. 这个结果明确显示出, 射流区的等离子体不是由电极间放电产生再经由气流传输而出的, 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, 并各自向两边传输!

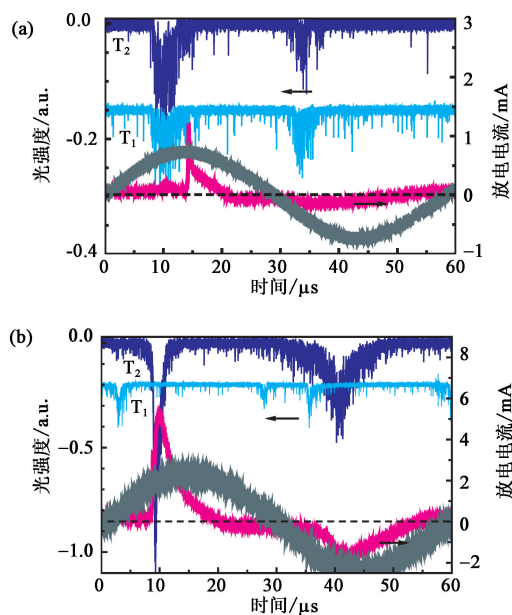


图 2 (a) 在外加电压约 4.5kV 条件下放电时, 高压电极两侧的光信号及电流的时域变化曲线; (b) 在外加电压为 9kV 条件下放电时的光信号及电流的时域变化曲线. T_1 、 T_2 分别代表高压电极外侧和内侧 5mm 处的光信号 (参见图 1). 两图中正弦曲线给出供参考的电压波形

图 2(b)是在电压加大到 9kV 时的相关曲线. 根据电流曲线可以看出, 这时电极间的放电进入类辉光放电模式. 这时, 虽然处于 DBD 区间的光信号 T_2 与辉光放电的电流信号一致, 然而高压电极外侧的光信号 T_1 保持了图 2(a)所示的 streamer 模式的特征, 其触发前沿仍超前电流信号的上升前沿, 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地产生和传播的, 与 Sands 等人^[7]的结论一致.

通过以上的实验可以看出, 虽然采用了 DBD 放电结构, 但是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. 或者说, 等离子体射流是由电晕放电机制形成的. 众所周知, 电晕放电只需单个电极. 那么单个电极能形成等离子体射流吗? 图 3 比较了三种不同电极结构产生的等离子体射流照片: (a) 是图 1 所示 DBD 产生的等离子体射流; (b) 是单个高压电极的电晕放电产生的等离子体射流; (c) 采用了直接与氦气流接触的金属片 (厚 0.5mm) 作为电极引起的电晕放电, 为了不影响气流, 电极中间钻了一个略大于毛细管内径的开口 (直径 2.5mm). 比较这三张照片可见, 即便没有 DBD 结构, 所产生的等离子体射流仍非常相似. 由此判断, 就产生等离子体射流来说, DBD 结构不是必需的.

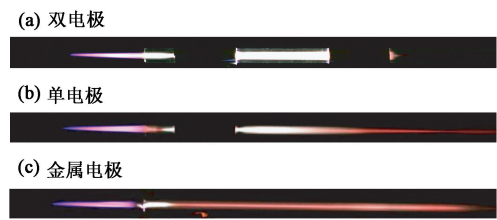


图 3 在相同氦气流量 (150 SLH)、相同外加电压 (8kV) 和不同电极结构条件下的等离子体射流照片 (a) DBD 产生的等离子体射流; (b) 单电极电晕放电产生的等离子体射流; (c) 石英管口带孔金属电极电晕放电产生的等离子体射流

将光电倍增管对准等离子体射流在空气中的不同位置, 可以获得“等离子体子弹”在不同位置时的光信号曲线, 如图 4 所示. 等离子体射流在进入空气后, 光脉冲强度增强, 至 12.5mm 左右达到最大值, 然后随着距离的增加而减弱. 可见, “等离子体子弹”在从石英管内射出到空气中有一个过渡过程. 这一结果与 Jarrige 等人的结果一致^[18]. 比较图 4 与图 2

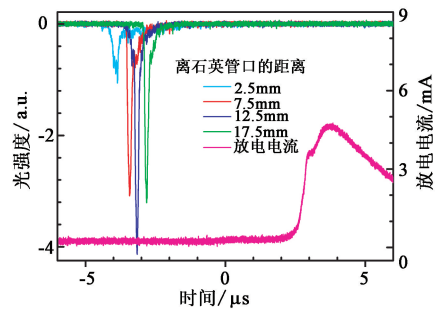


图 4 等离子体“子弹”在大气中的传输特性. 图中数字表示该曲线对应的光电倍增管对准的位置距石英管口的距离

中的光信号曲线可以发现, 石英管内的光信号由许多小尖脉冲组成, 而在空气中“等离子体子弹”的光信号强而集中. 石英管内的放电可以看作是沿石英管壁的沿面放电, 按照 Gibalov 等人^[19]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,因此形成小而尖的光脉冲. Streamer 在石英管内与在空气中有不同的传输模式. 可以估算, streamer 沿石英管内壁传输的速度约为 $4 \times 10^3 \text{ m/s}$;而在空气中的平均传输速度约为 $2 \times 10^4 \text{ m/s}$,是前者的 5 倍.

上述结果表明,所谓氦 DBD 大气压等离子体射流,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”是在氦气流通道中传输的一种特殊形态的流注(streamer)或离子波,而这些流注在石英管内与在空气中有不同的传输模式.

3 电荷溢流现象

在 DBD 结构的等离子体射流装置上, Teschke 等人^[2]仅观察到了高压电极外侧的等离子体射流. 当他们将两个电极交换极性后,即将高压电极置于气流上游而地电极置于气流下游时,原本射向石英管外气流方向的等离子体射流逆流向气流相反方向射出. 但是我们的实验结果表明^[20],当外加电压足够大时,在地电极外侧也同样有等离子体射流产生,而且地电极越宽,在地电极外侧得到等离子体射流所需要的电压越高. 当采用与文献[2]相同的电极宽度(5cm)和电极间隔(3cm)时,外加电压须达到 20kV 以上,才会看到有等离子体射流从地电极外侧输出,而 Teschke 等人使用的电源之最大输出电压是 15kV,这就是为什么他们没有观察到地电极外侧等离子体射流的原因.

通过实验我们发现,DBD 结构地电极外侧的等离子体射流产生的原因与高压电极外电晕产生的等离子体射流,其机理是完全不同的. DBD 放电时,会在放电区产生电荷. 例如,在电压的正半周,地电极处于瞬时阴极,因此会有大量的正离子向那里运动;这些正电荷使介质表面极化并与阴极上诱导出的电子耦合,从而沉积在那里. 当外加电压足够大时,放电产生的电荷更多,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 streamer,即地电极区外的等离子体射流. 我们称这一现象为“电荷溢流(charge overflow)”现象.

图 5 中的一系列照片反映了上述过程. 实验采

用两个 5cm 宽的金属网透明电极,电极间距 2cm,地电极置于靠近石英管的出口处,其外边缘距石英管管口约 1.7cm, He 气流量为 200 SLH. 在高压电极上逐渐增加电压,可以观察到地电极下电荷积累区随电压的增加而向外发展,直至发生电荷溢流效应,并产生相应的等离子体射流.

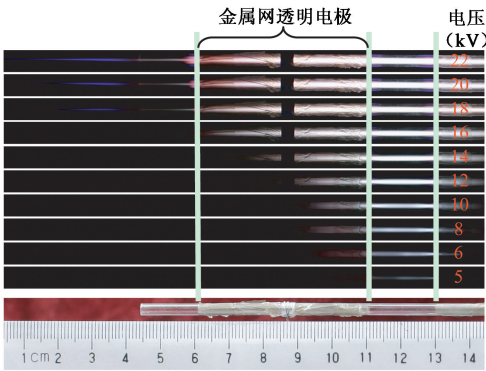


图 5 采用金属网作为透明电极的 DBD 放电时的照片. 两电极均为 5cm 宽,电极间隔 2cm,其中地电极靠近石英管出口,高压电极只能看到小部分. 图中数字对应于放电时所加的电压值. 氦气流量为 200 SLH

为了研究电荷溢流现象,我们还进行了另外一种实验,实验装置如图 6 所示:将地电极截为互不相连的三段,每段宽 0.5cm,间隔 0.25cm,总宽度为 2cm,每段地电极串联一个电阻;高压电极宽 2cm,距最近的地电极 3cm;氦气流量为 150 SLH;用示波器同时记录流过这三段地电极的电流以及高压电极上的电压. 实验结果如图 7 所示. 可以看到放电电流逐一通过这三个地电极,而这三条电流曲线的简单叠加与一个 2cm 宽的单个电极上测到的电流曲线是一致的. 在第一段地电极的电流 I_1 上,我们可以看到, streamer 到达地电极时的尖脉冲,而这个尖脉冲没有传递到后边的电极上,说明这部分电荷沉积在第一段电极的介质表面上了. 随着放电的进一步发展,第二段电极接收到放电电流, I_2 迅速上升. 而此时, I_1 却迅速下降. 这说明有反向的电流流向第一段地电极. 根据 streamer 理论可以推论,这时有电子流从 streamer 头部向后流向高压电极,与高压电极向前输送的电流抵消使得 I_1 下降. 在第二段与第三段地电极之间也可以观察到类似的现象. 我们知道,关于 streamer 有两种理论^[16],一种认为在 streamer 头部后边是一条绝缘通道,另一种理论认为在 streamer 头部后边是一条弱导电通道;我们的实验结果显然支持后一种理论.

这部分的研究结果表明,电荷溢流现象是由于

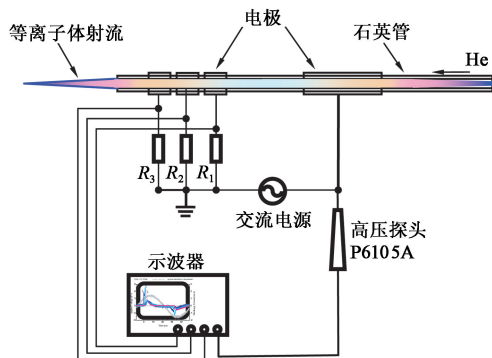


图6 地电极分为三段的 DBD 放电实验装置示意图

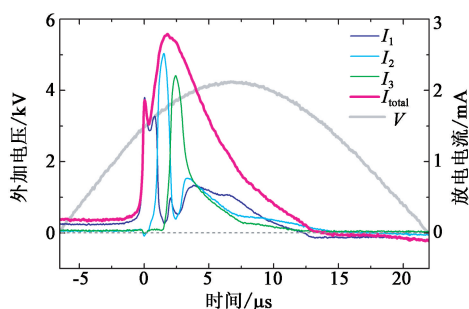


图7 三段地电极的电流 I_1 , I_2 , I_3 以及外加电压随时间的变化曲线. I_{total} 为上列三个电流之和

强烈的 DBD 放电而在地电极外形成的, 虽然其在石英管外的形态与通常的等离子体射流无异, 但其形成机理是完全不同的. 较窄的地电极以及较高的外加电压有利于电荷溢流现象的出现.

4 等离子体—气流相互作用

前面提到, 所谓等离子体射流实际上是在氦气通道中形成的离子波. 但是没有人见过这个氦气通道. 为此, 纹影术^[21]被用来拍摄氦气通道的影像, 并且在对纹影仪进行了一些改造后, 我们还可以将氦气的纹影像与等离子体射流像用数码相机记录在同一张照片上, 以供比较^[22].

实验采用了外径 5.5mm、内径 4mm 的石英管. 图 8 中标记为“a”的部分为氦气流量为 50 SLH 时的氦气流纹影像. 由于采用了 520nm 波长的光源, 氦气流的纹影像呈纯绿色. 这样做也是为了与等离子体射流中的以红色和蓝色为主的颜色相区别. 由于氦气比空气轻, 可以看到在空气浮力的作用下, 氦气流在前进的同时逐渐向上漂移. 为了更好地观察氦气流与等离子体的相互作用, 实验中采用了比较小的氦气流量. 由于纹影仪的特性, 氦气流的纹影像仅显示了中心轴线以下的部分, 因此绿色纹影像的上边缘实际上代表了氦气流的中轴线.

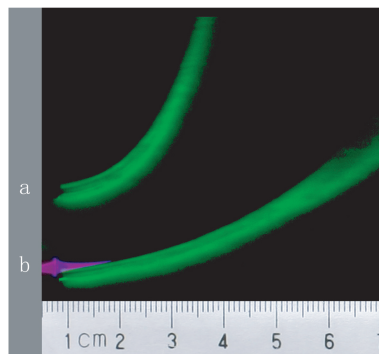


图8 氦气流量为 50 SLH 时的 (a)未放电氦气流纹影像; 以及(b)单电极 8kV 放电时同时拍下的氦气流纹影像与等离子体射流像

图 8 中标记为“b”的部分为在单电极放电条件下, 在同一张照片上拍摄的氦气流纹影像与等离子体射流像. 此时氦气流量与“a”部分同为 50 SLH, 电极宽 2cm, 距石英管口 1.5cm, 电压 8kV. 可以看到, 等离子体射流是沿着氦气流的轴线发展的; 等离子体射流与氦气流中轴线重合, 由于浮力的作用氦气流向上飘移, 而等离子体射流也是向上弯曲的. 在大多数情况下, 为了得到更长的等离子体射流, 氦气流量都较大(如 100 SLH 或更大). 这样在等离子体射流长度范围内, 氦气流向上飘移的程度不明显, 因此等离子体射流呈水平状, 如图 3 中的照片所示.

比较图 8 中两部分的照片, 氦气流量都为 50 SLH, 所不同的是“b”部分有等离子体发生, 而此时氦气流线却向前延伸了许多. 这说明, 等离子体对氦气流附加了向前的动量, 等离子体与氦气流产生了相互作用.

图 9 比较了(a)DBD 与(b)单电极放电时等离子体与氦气流相互作用的结果. 放电都是在氦气流量 50 SLH 的条件下进行的. DBD 放电采用了如图 1 中的电极结构, 其中两个电极的宽度均为 2cm, 电极间距 3cm, 高压电极处于气流下游, 其边缘距石英管口 1.5cm. 单电极放电是将上述 DBD 放电结构中的地电极去除而成. 放电时的外加电压数值标示于图中, 单位为 kV. 观察 DBD 放电时的照片, 最长等离子体射流对应于 10kV. 电压再增加, 等离子体射流的长度不增反减, 电压 ≥ 14 kV 后, 其长度几乎不再变化. 而对于单电极放电, 在外加电压 22kV 以内, 等离子体射流的长度几乎与外加电压成正比.

根据前述的结论, DBD 区与等离子体射流区是相互独立的. 比较图 9 中的两组照片, 其放电结构的差别仅在于是否存在 DBD 区, 如果上述结论正确, 则射流区的图像应该一致才对. 显然, DBD 区与等离子体射流区相互独立的结论过于仓促了. DBD 放

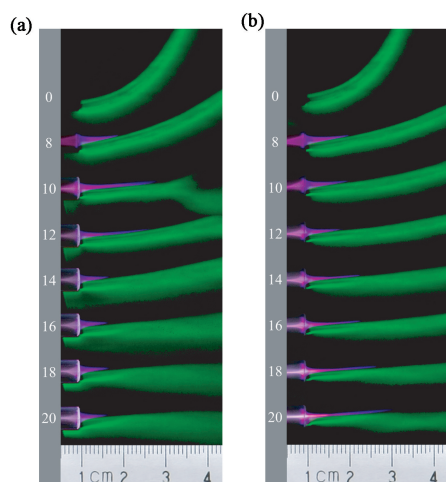


图9 (a)DBD与(b)单电极放电产生的等离子体射流以及同时拍摄的氦气流纹影像,所有照片对应的氦气流量均为50 SLH.图中数字为放电时所加的电压,单位为kV

电中产生的物质以及对气流的扰动显然影响了等离子体射流的状态.

如前所述,氦等离子体射流或离子波存在于氦气流通道中.当氦气流射入空气后,就会有空气混入其中.空气中的极性分子(如氧气、水气等)会大大减小气体的有效电离系数而使放电终止.因此可以说,等离子体射流在大气中的形态取决于氦气—空气界面.空气进入氦气流通道的途径主要有两个:一是扩散,二是湍流.当氦气流的平均速度较小时,气流处于层流状态(大多数等离子体射流装置都工作于此状态),扩散是空气进入氦气流的主要途径.从石英管出口为起点,沿氦气流方向越远,则空气沿径向进入氦气流越深,从而形成一个锥形的氦气—空气界面.图3中的等离子体射流照片即显示了这样的效果.同理,在层流条件下,气流平均速度越大,所形成的锥形氦气—空气界面越长.由此可以推断,等离子体射流的长度应该与气体流速成正比.这正是孙皎等人^[15]的实验结果所得到的结论.

另一方面,当氦气流的平均速度过大,即氦气流量过大时,氦气流在空气中很容易形成湍流,空气通过湍流混入氦气中.这时,等离子体射流长度就不再随氦气流量的增加而增长,甚至反而缩短^[1,15].氦气流形成湍流也可能有其它原因.由图8可以看到,放电等离子体会给予氦气流额外的动量.如果单电极放电给予了氦气流流动方向的动量的话,DBD放电,特别是当电压较大形成辉光放电时,放电电流远大于单电极的电晕放电,由于其正负半周对称的放电特性,必然造成放电区气流来回震荡,使得氦气流产生湍流,在石英管口附近混入空气.图9中的照片

是在快门速度10s时拍摄的,由于积分效应,气流图形比较平稳,给人以层流状态的感觉.当快门速度提高到1/15s时,湍流的图像就明确地显示出来了(有兴趣的读者可以参阅文献[22]).这就解释了为什么DBD放电产生的等离子体射流在电压较大时仅能达到较小的长度.

仔细比较图9中的两组照片,我们还注意到,同样在10kV,DBD放电产生的等离子体射流长度比单电极放电的长.这说明DBD区产生的一些活性粒子(特别是高能级的亚稳态粒子)对下游区的电晕放电作出了贡献.对于单电极放电(图9(b)),当电压从8kV升到10kV时,等离子体射流长度几乎没有变化;而对于DBD(图9(a)),8kV时放电处于streamer模式,10kV时放电已过渡到辉光模式^[22],其放电电流大大增加,其中产生的活性粒子浓度也必然大大提升.在这个阶段,等离子体射流长度的快速增加与高压电极下游活性粒子浓度的增加有关,由于种子电子产生几率提高,放电变得容易了,等离子体射流的长度随之增加.再进一步增加电压,DBD引起的气流扰动变得更加剧烈,在石英管出口附近产生湍流,从而限制了等离子体射流的长度.

纹影仪对气流和等离子体射流的观察表明,氦气流通道中的氦气—空气界面的形态决定了等离子体射流的形态.放电对氦气流产生了附加的动量,影响了氦气流的形态.不同放电结构对氦气流的影响是不同的,因此所产生的等离子体射流也就有所区别.

5 新装置

为了产生均匀、稳定、便于应用的大气压等离子体射流,人们一般都会采用氦气、氩气等惰性气体作为产生放电的工作气体.这主要有两方面的原因:(1)这些惰性气体都是电正性的,有较大的有效电离系数,可以在相对较低的外加电压下产生放电;(2)在放电中,这些惰性气体会产生高能级的准稳态粒子和紫外光,通过潘宁过程或光电效应在工作气体中产生种子电子,从而维持在大气压条件下的均匀放电.

从应用的角度来看,在等离子体中产生诸如 O_3 、 O 、 $-HO$ 、 $-N_2H$ 等活性粒子才是等离子体化学所需的,而惰性气体只是起到辅助放电的作用.然而氦气、氩气等惰性气体持续的流动作业无端地消耗了大量昂贵的资源.是否有一种可以利用惰性气体的辅助放电优势而又不消耗这些昂贵气体的放电装置呢?作为这种想法的一个尝试,我们开发了如

下的新装置.

图 10 是新装置的示意图,其中的关键元件是一个环形氦泡.该氦泡由内外两层长度均为 15mm 的石英管构成.内层石英管内径 2mm,外径 4mm;外层石英管内径 6mm,外径 8mm.这两段石英管在两头相连并封闭,夹层中充有约半个大气压的氦气.将这样的氦泡套在一个直径 1mm,端部半径约 0.1mm 的高压电极上就形成了氦泡辅助大气压电晕放电装置.为了测试该装置的放电特性,搭建了如图 10 所示的测试电路.高压电极尖端置于氦气泡中部,距石英管左侧出口 7mm.在距石英管口外 5mm 处置一平板地电极,该电极的面积为 $9\times 12\text{mm}^2$.这样构成的针—板结构的间距为 12mm,其中 7mm 处于氦泡的环绕下.在地电极回路中串联了一个电阻,用于测试放电回路电流.电源频率为 20kHz.在针状电极上逐渐加大电压,当其有效值达到 850V 时,氦泡被激发产生辉光,但是此时在地电极回路没有测到放电电流,即在针—板空间还没有形成放电.当继续加大电压有效值到 1.1kV 时,针—板间气体被击穿,地电极回路测到了放电电流,电流以脉冲形式出现,正、负半周各出现一个电流脉冲^[23].将电压下调至 1kV 时,放电仍能维持,此时对应于正、负半周的电流脉冲如图 11(a)和(b)所示.增加电压值,放电电流脉冲的幅值有所加大,对应于每半周的电流脉冲的个数也随电压的增加而增加.

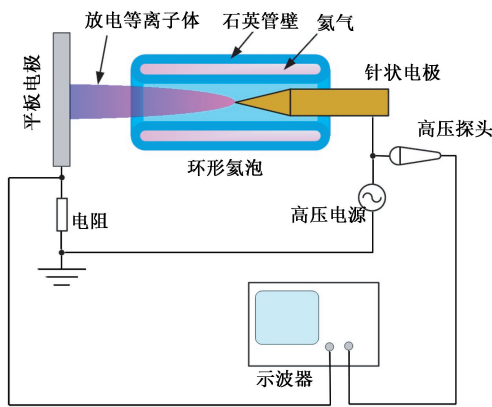


图 10 氦泡辅助针—板放电等离子体装置及其特性测试电路示意图

为了比较,用同样的针—板电极与电源,但是去掉氦泡,并将针—板电极间距调至 5mm,测试环境空气条件下的针—板放电特性.这时,只有当电压有效值加到 2.7kV 时才能测试到放电电流,并且放电电流脉冲仅出现在电压的负半周.开始放电后,逐渐降低电压,发现最低可维持放电的电压有效值为 2.4kV.图 11(c)为此时的放电脉冲电流曲线,该曲

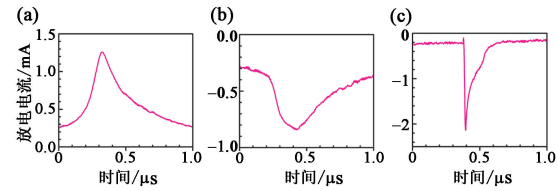


图 11 氦泡辅助大气压针—板放电电流曲线 (a)正半周电流脉冲;(b)负半周电流脉冲;(c)无氦泡辅助的空气中针—板放电电流曲线

线呈典型的 streamer 形式.比较这两种放电形式,带有氦泡的针—板放电,电流脉冲的前沿比较缓,电流从起始到最大值经历了约 300—400ns;而没有氦泡的放电,电流脉冲的前沿仅约 20ns.另外,从放电脉冲电流的半高宽来比较,带有氦泡的针—板放电,其电流脉冲的半高宽超过 200ns;而没有氦泡的放电,电流脉冲的半高宽不到 50ns.很显然,由于氦泡的存在,在放电通道中产生了少量的种子电子,这不仅降低了放电的触发电压,而且还延长了放电的持续时间.

大气压等离子体射流的一个重要应用是处理人体表面(如消毒、止血、伤口愈合、癌细胞处理等)^[24,25],这就对其安全性提出了更高的要求.相对于其它类型的大气压等离子体设备,氦泡辅助放电装置先天具有低启动电压的优势;而且由于氦泡的隔离,高压电极不会与被处理表面直接接触,从而避免电击事故的发生.图 12 是用该装置产生的等离子体处理作者之一的食指时的照片,石英管几乎与食指接触,此时高压电极上的电压有效值约 2kV,但却没有引起任何不适的感觉,即没有热也没有电刺激.这说明该装置是可以适用于生物或人体表面处理的.具体的生物医学意义上的效果如何,还需要进一步的实验研究.

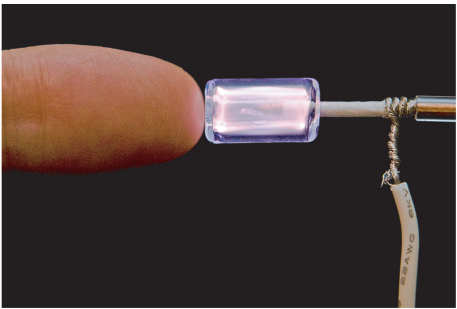


图 12 氦泡电晕辅助大气压放电处理手指的实物照片

致谢 实验中所采用的 Tektronix PDO 4104 示波器由北京印刷学院的陈强教授提供,纹影仪由清华大学气动中心的杨京龙、何枫教授提供.

参考文献

[1] Kedzierski J, Engemann J, Teschke M *et al.* Solid State Phenom. ,2005,107:119

[2] Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E G *et al.* IEEE Trans. Plasma Sci. ,2005,33:310

[3] Lu X, Laroussi M. J. Appl. Phys. ,2006,100:63302

[4] Shi J J, Zhong F C, Zhang J *et al.* Phys. Plasmas, 2008, 15: 13504

[5] Walsh J L, Iza F, Janson N B *et al.* J. Phys. D-Appl. Phys. , 2010,43:75201

[6] Shashurin A, Shneider M N, Dogariu A *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2009,94:231504

[7] Sands B L, Ganguly B N, Tachibana K. Appl. Phys. Lett. , 2008,92:151503

[8] Park H S, Kim S J, Joh H M *et al.* Phys. Plasmas, 2010, 17: 33502

[9] Xiong Q, Lu X, Liu J *et al.* J. Appl. Phys. ,2009,106:83302

[10] Kim S J, Chung T H, Bae S H. Phys. Plasmas, 2010, 17:53504

[11] Bussiahn R, Kindel E, Lange H *et al.* J. Phys. D-Appl. Phys. , 2010,43:165201

[12] Jiang C, Chen M T, Gundersen M A. J. Phys. D-Appl. Phys. , 2009,42:232002

[13] Oh J S, Aranda-Gonzalvo Y, Bradley J W. J. Phys. D-Appl. Phys. ,2011,44:365202(MS)

[14] Mericam-Bourdet N, Laroussi M, Begum A *et al.* J. Phys. D-Appl. Phys. ,2009,42:55207

[15] 孙姣, 张家良, 王德真等. 物理学报, 2006, 55: 344 [Sun J, Zhang J L, Wang D Z *et al.* Acta Phys. Sin. ,2006,55:344]

[16] Raizer Y P. Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1997

[17] Jiang N, Ji A L, Cao Z X. J. Appl. Phys. ,2009,106:013308

[18] Jarrige J, Laroussi M, Karakas E *et al.* Plasma Sources Sci. Technol. ,2010,19:65005

[19] Gibalov V I, Pietsch G J. J. Phys. D-Appl. Phys. ,2000, 33: 2618

[20] Jiang N, Ji A L, Cao Z X. J. Appl. Phys. ,2010,108:033302

[21] Merzkirch W. Flow Visualization. New York: Academic, 1974. 96

[22] Jiang N, Yang J L, He F *et al.* J. Appl. Phys. ,2011, 109: 093305

[23] Jiang N, Ji A L, Gao L *et al.* J. Appl. Phys. ,2011,110:083301

[24] Fridman G, Friedman G, Gutsol A *et al.* Plasma Process. Polym. ,2008,5:503

[25] Huang J, Chen W, Li H *et al.* J. Appl. Phys. ,2011, 109: 053305