论文

电场与流场夹角对大气压等离子体羽动力学的 影响

张盼盼¹, 李雪辰^{1,2*}, 贾鹏英^{1,2}, 楚婧娣¹, 张琦¹, 汪岩¹

1. 河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002;

2. 河北省光电信息材料重点实验室, 保定 071002

*联系人, E-mail: plasmalab@126.com

收稿日期: 2016-10-24; 接受日期: 2016-11-16; 网络出版日期: 2017-03-10

国家自然科学基金(编号:11575050, 10805013)、河北省自然科学基金(编号: A2015201092, A2015201199)、河北省教育厅科研基金(编号: LJRC011)和中西部高校综合实力提升工程资助项目

摘要 通过设计新型的交流激励氩气等离子体射流, 在棒电极的下游产生了大气压等离子体羽. 该射流与平行场射流和交叉场射流不同, 它的电场与流场夹角可以在一定范围内改变. 结果表明, 在同一外加电压时, 下游羽长度随着夹角的增大而减小. 对于不同的夹角, 外加电压的正、负半周期各对应着一个放电脉冲, 并且放电脉冲强度随着夹角的增大而减小. 利用高速影像, 研究了夹角对等离子体羽动力学的影响. 发现一个放电脉冲对应着一个子弹的传播过程, 子弹的传播速度先增大后减小, 并且其最大传播速度随着夹角的增大而减小. 基于碰撞辐射模型, 利用谱线强度比的方法研究了电子激发温度的空间分布, 它反映出了净电场的空间分布. 结果表明它与子弹传播速度的空间分布一致.

关键词 等离子体射流, 等离子体羽, 等离子体子弹, 流光**PACS:** 52.50.Dg, 52.80.Mg, 52.70.Kz

1 引言

大气压冷等离子体射流作为一种非平衡态低温等离子体源, 受到了人们越来越多的关注. 由于等离子体射流可以在开放空间内产生含有大量活性粒子的等离子体羽^[1], 并且其结构简单、操作便捷, 因此在医学、工业等领域具有广泛的应用前景, 例如, 杀菌消毒^[2,3]、伤口愈合^[4]、表面改性^[5]、纳米材料制备^[6]等.

至今, 不同放电类型的等离子体射流已经被广

泛研究, 如空心阴极放电^[7,8]、介质阻挡放电^[9]、微放电^[10]、电晕放电^[3,11]等. 通常利用曝光时间为纳秒的 ICCD (Intensified Charge-Coupled Device) 拍摄放电照片, 用于研究等离子体羽的时间演化. 利用此方法, Teschke 等人^[12]在介质阻挡放电等离子体射流中首次发现等离子体羽不是连续的, 而是由快速移动的等离子体子弹构成. 之后, 人们设计了多种结构的等离子体射流, 并利用高速成像的方法研究其放电动力学过程. 利用双环电极结构的射流, Lu 等人^[13]提出基于光

引用格式: 张盼盼, 李雪辰, 贾鹏英, 等. 电场与流场夹角对大气压等离子体羽动力学的影响. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 065201
Zhang P P, Li X C, Jia P Y, et al. Effect of the angle between the electric field and the gas flow one on the plasma plume dynamics at atmospheric pressure (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 065201, doi: [10.1360/SSPMA2016-00449](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00449)

电离的正流光模型成功解释了等离子体子弹的传播行为. 利用空心针-板电极结构的射流, Gerling等人^[14]研究发现射流中的等离子体子弹以 $10^3\text{--}10^4\text{ m s}^{-1}$ 向板电极传播. 由于等离子体子弹的传播速度远高于气体的流动速度, 因此一般认为惰性气体中的等离子体羽产生源于电离波的传播^[14-17], 而非气流吹动的.

根据电场和流场(气流方向)平行还是垂直, 等离子体射流可以分为平行场射流和交叉场射流^[18]. 利用双环电极结构, Karakas等人^[19]研究了平行场射流的放电特性. Walsh等人^[18]指出平行场射流比交叉场射流具有更高的化学活性. 对于平行场射流和交叉场射流, 它们的电场和流场之间的夹角是固定不变的. 通常, 等离子体射流在气流下游区域产生等离子体羽. 然而, 研究发现除了下游区域, 射流也在气流上游区域产生等离子体羽^[15,20-22]. 利用单针结构的射流, Wu等人^[15]研究发现上游羽产生的电子、离子及亚稳态粒子可以影响下游羽的传播. 由于上游羽和下游羽存在相互影响, 对于同时存在上、下游羽的情况研究下游羽的动力学就更为复杂.

针对于此, 通过设计一个新型的交流激励棒-环氩气等离子体射流, 只在棒电极的下游区域产生大气压等离子体羽, 且其电场和流场的夹角可以在一定范围内改变. 因此研究了夹角对下游羽放电动力学的影响.

2 实验装置

实验装置示意图如图1所示. 利用直径为1.0 mm铜线制作的一个铜环(内径5.0 cm, 外径5.2 cm)和一根钨棒(长度12.0 cm, 直径1.0 mm)同轴放置, 且棒端固定

图1 (网络版彩图)实验装置示意图

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the experimental setup.

在环中心. 流量为 0.5 L min^{-1} 的氩气(纯度99.99%)通过玻璃管(内径1.5 mm, 外径3.0 mm)管口流入到环境空气中. 玻璃管口到棒端的距离大约是1.5 cm. 棒电极(电场方向)与玻璃管(流场方向)的夹角 α 可以在 $5^\circ\text{--}85^\circ$ 的范围内调节. 交流电源(Suman CTP-2000K, 最大峰值电压为20 kV)的高压输出与环电极相连接. 本次试验中高压电源输出电压的频率和峰值分别固定在60 kHz和4.5 kV, 钨棒电极接地. 利用电压探头(Tektronix P6015A)和电流探头(Tektronix TCPA300)分别测量外加电压和电流. 放电区域的总发光信号利用透镜由光电倍增管(Photomultiplier Tube, PMT) (ET 9085SB)探测. 利用示波器(Tektronix DPO4104)同时观察和记录外加电压、电流和发光信号. 利用数码相机(Canon EOS 7D)和ICCD (Andor DH334)拍摄放电照片. 光谱仪(Acton SP2758)通过光纤采集放电区域的发射光谱.

3 实验结果与讨论

当外加电压峰值增大到4.5 kV时, 只在棒端的下游产生了等离子体羽, 如图2所示. 从图2可以看出, 外加电压相同时, 等离子体羽的长度随着夹角 α 的增大而减小. 研究发现, 当 α 大于 40° 时, 在棒端的上游处也会产生等离子体羽. 此外, 棒端离管口的距离也会影响上游羽的产生, 即棒端离管口越远越不易产生上游羽. 我们已经对于上、下游羽的动力学进行了研究, 发现上游羽对下游羽的传播行为有一定的影响^[23]. 因此, 为了避免上游羽的产生以便于只研究 α 对下游羽的影响, 将棒端离管口的距离增大到1.5 cm, 并且 α 只在 $5^\circ\text{--}40^\circ$ 的范围内调节.

图2 (网络版彩图)不同 α 时等离子体羽的放电照片. (a) 5° ; (b) 15° ; (c) 30° ; (d) 40° (曝光时间为1/8 s)

Figure 2 (Color online) Discharge images of the plasma plumes under different α . (a) 5° ; (b) 15° ; (c) 30° ; (d) 40° (the exposure time is 1/8 s).

图3给出了不同 α 时外加电压、电流、发光信号的波形图. 可以看出, 测得的电流由位移电流和放电电流共同组成^[20], 并且电流超前电压大约 45° . 通常, 纯容性电路中电流超前电压 90° . 因此, 放电回路中除了容性阻抗外还存在感性阻抗. 从图3(a)的发光信号可以看出, 当 α 为 5° 时, 在外加电压的正、负半周期内各对应一个放电脉冲, 分别记作 P_1 和 P_2 , 并且 P_1 的脉冲宽度(大约 $4.8 \mu\text{s}$)大于 P_2 的(大约 $1.4 \mu\text{s}$), 这是由于棒-环电极结构的不对称导致的. 值得注意的是, P_1 和 P_2 的脉冲宽度是根据它们对应的演化过程所用时间得到的(图4). 此外, 还可以看出随着 α 的增大, 放电脉冲的个

图3 (网络版彩图)不同 α 时外加电压、电流、发光信号的波形图. (a) 5° ; (b) 25° ; (c) 40°

Figure 3 (Color online) Waveforms of the applied voltage, the current and the light signal under different α . (a) 5° ; (b) 25° ; (c) 40° .

图4 (网络版彩图) α 为 5° 时放电脉冲 P_1 (a)和 P_2 (b)对应的等离子体羽演化过程

Figure 4 (Color online) Evolution process of the plasma plumes corresponding to the discharge pulse P_1 (a) and P_2 (b) with α of 5° .

数保持不变, 而外加电压的正、负半周期对应的放电脉冲强度减小.

利用曝光时间为 20 ns 的ICCD拍摄了放电脉冲 P_1 和 P_2 (图3(a))对应的等离子体羽不同时刻的照片, 如图4所示. 每张照片均为单周期拍摄, 没有进行多周期叠加. 图4(a)给出了放电脉冲 P_1 对应的等离子体羽演化过程. 可以看出, 等离子体羽是由快速移动的等离子体子弹组成. 在 $0 \mu\text{s}$ 时, 等离子体子弹首先出现在棒端, 然后它沿着气流的方向向前传播. 在 $4.8 \mu\text{s}$ 时, 子弹在远离棒端 21 mm 处衰弱并消失. 由于 α 为 5° 时射流产生的等离子体羽长度可达 3.5 cm (图2(a)), 所以该 P_1 对应的子弹并没有传播到等离子体羽的尾部. 图4(b)给出了 P_2 对应的等离子体羽演化过程. 可以看出, $0 \mu\text{s}$ 时, 子弹也是在棒端出现并沿着气流方向传播, 直到 $1.4 \mu\text{s}$ 时, 子弹传播到 3.5 cm 处并消失. 因此, 放电脉冲 P_2 对应的子弹传播距离比 P_1 的要远. 从图4还可以明显看出, 脉冲 P_2 (图4(b))对应的放电比脉冲 P_1 (图4(a))的更亮, 这与图3(a)中观察到的发光强度规律一致, 即脉冲 P_2 的发光强度大于 P_1 的发光强度. 此外, 研究发现, 对于 α 分别为 25° 和 40° 时等离子体羽的演化过程与 α 为 5° 时的相似, 均是一个放电脉冲对应着一个子弹的传播过程, 不同的只是子弹的传播距离和传播速度.

由于放电脉冲个数不会随着 α 的改变而变化(图3), 因此对于不同的 α , 外加电压正、负半周期均对应着一个子弹的传播, 其速度空间分布如图5所示. 从图5可

图5 (网络版彩图)不同 α 时外加电压正半周期(a)和负半周期(b)对应的子弹速度空间分布

Figure 5 (Color online) Spatial distribution of the bullet velocity under different α for the positive half cycle (a) and the negative half cycle (b) of the applied voltage.

可以看出, 子弹在传播过程中其传播速度先增大后减小, 并且子弹速度和传播距离随着 α 的增大而减小. 对比图5(a)和(b)可以看出, 正半周期子弹的移动速度(10^3 m s^{-1} 量级)小于外加电压负半周期对应的子弹传播速度(10^4 m s^{-1} 量级). 由于子弹的传播速度远大于气流速度(约 4.7 m s^{-1}), 因此认为等离子体羽是在电场作用下的电离波传播^[14-17], 即放电对应着流光过程^[23].

基于碰撞辐射模型, 下游羽的电子激发温度(T_e)可以利用谱线强度比的方法测得^[24]

$$T_e = \frac{\alpha |\zeta_1 - \zeta_2|}{\lg \frac{g_1 A_1}{g_2 A_2} - \lg \frac{\lambda_1}{\lambda_2} - \lg \frac{i_1}{i_2}},$$

其中两条谱线 $\lambda_1=763 \text{ nm}$ ($2P_6 \rightarrow 1S_5$), $\lambda_2=772 \text{ nm}$ ($2P_2 \rightarrow 1S_3$); 谱线的激发势能 $\zeta_1=13.17 \text{ eV}$, $\zeta_2=13.328 \text{ eV}$; ζ 对应的系数 $\alpha=5040$; 加权因数 $g_1=5$, $g_2=3$; 两条谱线

的跃迁几率 $A_1=24.5$, $A_2=11.7$; i_1 , i_2 分别为 λ_1 , λ_2 的相对强度. 利用此方法测量了不同 α 时下游羽的 T_e 的空间分布, 如图6所示. 可以看出, 在远离棒端的过程中, T_e 先增大后减小. 并且当 α 越大时, T_e 越小. 等离子体羽的 T_e 反映了它的电子平均能量(E_e), 且 $E_e = eE\bar{\lambda}$, 其中 e 是电子电量, E 是净电场强度, $\bar{\lambda}$ 是平均自由程. 由于等离子体中电子的 $\bar{\lambda}$ 只与气压有关, 所以大气压放电中 $\bar{\lambda}$ 是不变的. 因此, E_e 与 E 成正比关系. 又由于 T_e 的变化可以反映出 E_e 的变化. 所以在远离棒端的过程中, E 也先增大后减小. 并且 α 越大时, E 越小.

考虑到棒-环电极的不对称性, 可以推断出外加电场在棒端处最强, 并且沿着棒方向减小. 若棒方向与气流方向夹角 α 越大, 则外加电场在气流方向上的分量越小. 对于外加电压的正、负半周期, 等离子羽的传播行为分别对应于基于光电离的负流光和正流光模型^[23]. 由于图6中 T_e 的空间分布间接反映出在传播过程中净电场 E (外加电场与内电场矢量和)先增加后减小, 并且 E 的分布与子弹(流光)的传播速度分布一致(图5). 因此, 可以推断出子弹(流光)的传播速度大小是由净电场 E 决定的^[25]. 当子弹传播到一定位置, 其 E 减小到放电的熄灭电场时, 子弹将在此位置消失(流光熄灭). 由于熄灭电场的大小仅与气体种类、气压等参量有关, 所以可以认为熄灭电场是保持基本不变的. 当 α 增大时, 气流方向上的外加电场减小, 因此达到熄灭电场的位置(等离子体羽的末端)会离棒端越近. 因此, 子弹的传播距离随着 α 的增大而减小. 即下游羽长度也会随着 α 的增大而减小. 此外, 由于放电脉冲 P_2 对应的子弹传播速度大于放电脉冲 P_1 的(图5), 因此, 基于本文得出的结论(子弹传播速度大小是由净电场 E 决定

图6 (网络版彩图)不同 α 时电子激发温度的空间分布

Figure 6 (Color online) Spatial distribution of the excited electron temperature under different α .

的), 可以推断出放电脉冲 P_2 对应的净电场大于放电脉冲 P_1 对应的净电场. 由于放电区域中电场越强, 则 α 系数越大, 电子密度越高. 又由于发光强度与电子密度正相关, 所以放电脉冲 P_2 (图4(b))的发光强度比 P_1 的(图4(a))要大.

4 结论

本文利用一个新型的交流激励棒-环氩气等离子体射流, 在棒电极的下游产生了等离子体羽. 为了避免产生上游羽, 它的电场和流场夹角 α 只在一定范围内改变. 结果表明, 外加电压相同时, 等离子体羽的长

度随着夹角 α 的增大而减小. 对于不同的 α , 外加电压的正、负半周期内放电脉冲的个数保持不变, 即各自只对应了一个放电脉冲, 并且放电脉冲强度随着 α 的增大而减小. 利用曝光时间为纳秒量级的ICCD, 研究了 α 对等离子体羽动力学的影响. 研究发现一个放电脉冲对应着一个子弹的传播过程(从产生到熄灭), 并且子弹的传播速度先增大后减小. 基于碰撞辐射模型, 利用谱线强度比的方法研究了电子激发温度的空间分布, 其反映出了净电场的空间分布. 结果表明, 净电场的空间分布与子弹传播速度的一致. 利用流光机制, 对以上现象进行了定性分析.

参考文献

- Zhang C, Shao T, Wang R, et al. A comparison between characteristics of atmospheric-pressure plasma jets sustained by nanosecond- and microsecond-pulse generators in helium. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 103505
- Jablonowski H, Hänsch M A C, Dünnebier M, et al. Plasma jet's shielding gas impact on bacterial inactivation. *Biointerphases*, 2015, 10: 029506
- Bussiahn R, Brandenburg R, Gerling T, et al. The hairline plasma: An intermittent negative dc-corona discharge at atmospheric pressure for plasma medical applications. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 143701
- Lee J H, Choi E H, Kim K M, et al. Effect of non-thermal air atmospheric pressure plasma jet treatment on gingival wound healing. *J Phys D-Appl Phys*, 2016, 49: 075402
- Knoll A J, Luan P, Bartis E A J, et al. Real time characterization of polymer surface modifications by an atmospheric-pressure plasma jet: Electrically coupled versus remote mode. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 171601
- Wegner T, Hinz A M, Faupel F, et al. Influence of nanoparticle formation on discharge properties in argon-acetylene capacitively coupled radio frequency plasmas. *Appl Phys Lett*, 2016, 108: 063108
- Kolb J F, Mohamed A A H, Price R O, et al. Cold atmospheric pressure air plasma jet for medical applications. *Appl Phys Lett*, 2008, 92: 241501
- Li X, Di C, Jia P, et al. Characteristics of an atmospheric-pressure argon plasma jet excited by a dc voltage. *Plasma Sources Sci Technol*, 2013, 22: 045007
- Zhang L, Yang D, Wang W, et al. Atmospheric air diffuse array-needles dielectric barrier discharge excited by positive, negative, and bipolar nanosecond pulses in large electrode gap. *J Appl Phys*, 2014, 116: 113301
- Despax B, Pascal O, Gherardi N, et al. Influence of electromagnetic radiation on the power balance in a radiofrequency microdischarge with a hollow needle electrode. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 144104
- Sakiyama Y, Graves D B. Corona-glow transition in the atmospheric pressure RF-excited plasma needle. *J Phys D-Appl Phys*, 2006, 39: 3644–3652
- Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E G, et al. High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2005, 33: 310–311
- Lu X P, Laroussi M. Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated by submicrosecond voltage pulses. *J Appl Phys*, 2006, 100: 063302
- Gerling T, Nastuta A V, Bussiahn R, et al. Back and forth directed plasma bullets in a helium atmospheric pressure needle-to-plane discharge with oxygen admixtures. *Plasma Sources Sci Technol*, 2012, 21: 034012
- Wu S, Wang Z, Huang Q, et al. Atmospheric-pressure plasma jets: Effect of gas flow, active species, and snake-like bullet propagation. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 023503
- Oh J S, Walsh J L, Bradley J W. Plasma bullet current measurements in a free-stream helium capillary jet. *Plasma Sources Sci Technol*, 2012, 21: 034020
- Puač N, Maletić D, Lazović S, et al. Time resolved optical emission images of an atmospheric pressure plasma jet with transparent electrodes. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 024103

- 18 Walsh J L, Kong M G. Contrasting characteristics of linear-field and cross-field atmospheric plasma jets. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 111501
- 19 Karakas E, Laroussi M. Experimental studies on the plasma bullet propagation and its inhibition. *J Appl Phys*, 2010, 108: 063305
- 20 Li Q, Li J T, Zhu W C, et al. Effects of gas flow rate on the length of atmospheric pressure nonequilibrium plasma jets. *Appl Phys Lett*, 2009, 95: 141502
- 21 Yambe K, Konda K, Ogura K. Influence of flowing helium gas on plasma plume formation in atmospheric pressure plasma. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 053513
- 22 Ning W, Wang L, Wu C, et al. Influence of voltage magnitude on the dynamic behavior of a stable helium atmospheric pressure plasma jet. *J Appl Phys*, 2014, 116: 073301
- 23 Li X C, Zhang P P, Jia P Y, et al. Dynamics of atmospheric pressure plasma plumes in the downstream and upstream regions. *Plasma Process Polym*, 2016, 13: 480–487
- 24 Jiang W, Tang J, Wang Y, et al. Characterization of argon direct-current glow discharge with a longitudinal electric field applied at ambient air. *Sci Rep*, 2014, 4: 6323
- 25 Sretenović G B, Krstić I B, Kovačević V V, et al. Spatio-temporally resolved electric field measurements in helium plasma jet. *J Phys D-Appl Phys*, 2014, 47: 102001

Effect of the angle between the electric field and the gas flow one on the plasma plume dynamics at atmospheric pressure

ZHANG PanPan¹, LI XueChen^{1,2*}, JIA PengYing^{1,2}, CHU JingDi¹,
ZHANG Qi¹ & WANG Yan¹

¹ College of Physics Science & Technology, Hebei University, Baoding 071002, China;

² Key Laboratory of Photo-Electronics Information Materials of Hebei Province, Baoding 071002, China

A novel argon plasma jet driven by an alternating current voltage is developed to generate atmospheric pressure plasma plume in the downstream region of a rod electrode. The novel jet is neither a linear-field jet, nor a cross-field jet, whose angle between the electric field and the flow one can be changed easily. Result indicates that the downstream plume length decreases with increasing the angle under constant peak voltage. For different angles, the positive discharge or the negative one per half voltage cycle corresponds to a discharge pulse. Moreover, the pulse intensity decreases with increasing the angle. By fast photography, the effect of the angle is investigated on the discharge dynamics of the plasma plume. It is found that every discharge pulse corresponds to the propagating process of a plasma bullet. The bullet velocity increases firstly, then decreases during its propagating process. Moreover, its maximal velocity decreases with increasing the angle. Based on the Collisional-Radiation model, the intensity ratio of two spectral lines is investigated to obtain the spatial distribution of excited electron temperature, which corresponds to the spatial distribution of net electric field. Result suggests that the spatial distribution of the net electric field is similar with that of the bullet velocity.

plasma jet, plasma plume, plasma bullet, streamer

PACS: 52.50.Dg, 52.80.Mg, 52.70.Kz

doi: 10.1360/SSPMA2016-00449