

大气压氩气刷形等离子体羽的特性研究

杨丽君 宋彩虹 赵娜 周帅 武珈存 贾鹏英

Discharge characteristics of argon brush plasma plume operated at atmospheric pressure

Yang Li-Jun Song Cai-Hong Zhao Na Zhou Shuai Wu Jia-Cun Jia Peng-Ying

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 155201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202091

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202091>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

亚大气压六相交流电弧等离子体射流特性研究:实验测量

Characteristics of meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet: Experiments

物理学报. 2018, 67(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172556>

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

13.56 MHz/2 MHz柱状感性耦合等离子体参数的对比研究

Experimental investigation of plasma parameters in 13.56 MHz/2 MHz cylindrical inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190071>

大气压甲烷针-板放电等离子体中粒子密度和反应路径的数值模拟

Numerical simulation on particle density and reaction pathways in methane needle-plane discharge plasma at atmospheric pressure

物理学报. 2018, 67(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172192>

基于气体放电等离子体射流源的模拟离子引出实验平台物理特性

Physical characteristics of ion extraction simulation system based on gas discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(18): 182801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180919>

气体压强对纳秒激光诱导空气等离子体特性的影响

Effect of ambient gas pressure on characteristics of air plasma induced by nanosecond laser

物理学报. 2020, 69(5): 057401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191540>

大气压氩气刷形等离子体羽的特性研究*

杨丽君 宋彩虹 赵娜 周帅 武珈存 贾鹏英†

(河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

(2020 年 12 月 9 日收到; 2021 年 3 月 23 日收到修改稿)

大气压非平衡低温等离子体在生物医学和表面处理等方面具有广泛的应用前景, 引起研究者的关注. 等离子体射流是产生大气压非平衡等离子体的重要方式, 但通常产生的等离子体羽尺度较小. 针对于此, 本文采用一个具有三电极的介质阻挡放电装置, 在交流电压与负偏置电压的共同作用下, 在流动氩气的下游产生了大尺度刷状等离子体羽 ($50.0\text{ mm} \times 40.0\text{ mm}$). 结果表明, 随着交流电压峰值的增加, 等离子体羽的亮度增大. 通过快速影像, 研究发现视觉均匀的等离子体羽是由分叉流光的时间叠加构成的. 电压和发光信号波形表明交流电压的每个周期放电一次, 且放电出现于外加电压的正半周期. 随着交流电压峰值的增加, 分叉流光的分叉数量增多, 导致放电脉冲的持续时间增加且脉冲强度增强. 利用光谱仪测量了 $300\text{--}850\text{ nm}$ 的发射光谱, 发现谱线包括 308.0 nm 处的 $\text{OH} (\text{A}^2\Sigma^+ - \text{X}^2\Pi)$, $\text{N}_2 (\text{C}^3\Pi_u - \text{B}^3\Pi_g)$ 的第二正带系, $\text{Ar I} (4\text{p} - 4\text{s})$ 以及 844.6 nm 处的 $\text{O I} (3\text{p}^3\text{P} - 3\text{s}^3\text{S})$. 基于发射光谱, 研究了分子振动温度及谱线强度比随实验参数的变化关系. 结果表明, 电子温度、分子振动温度和电子密度具有相似的变化趋势. 利用光化线强度比的方法, 研究了等离子体羽中氧原子浓度随实验参数的变化. 结果表明氧原子浓度沿气流方向先增加后降低, 随工作气体中氧气含量的增加先增加后降低. 此外, 氧原子浓度随交流电压峰值的增大而增加, 并对氧原子浓度的变化进行了定性的解释.

关键词: 等离子体射流, 分叉流光, 发射光谱, 光化线强度**PACS:** 52.30.-q, 52.70.Kz, 52.80.Mg**DOI:** 10.7498/aps.70.20202091

1 引言

大气压非平衡低温等离子体在生物医学^[1-4]、表面处理^[5]、薄膜生长^[6]、增强催化^[7]以及元素探测^[8]等方面具有巨大的应用潜力. 目前利用介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 装置已经成功地在惰性气体、氮气等^[9,10]具有亚稳态的气体中实现了稳定的大气压均匀放电. 如果直接以空气作为工作气体, 由于大气压空气的击穿电场很高, 放电很容易出现不稳定性, 致使辉光放电向弧光放电转化, 从而破坏均匀放电. 因此, 常规手段

很难实现大气压空气均匀放电.

Wang 等^[11]在实验和理论计算的基础上发现: 在大气压空气中, 若气体间隙大于 5.0 mm , 不论如何选择驱动电源的频率, 都不能得到大气压均匀放电而只能是空间不均匀的丝状放电. Fang 等^[12]研究了空气均匀 DBD 的影响因素, 发现气压、介质层厚度和气隙宽度都对均匀放电有着重要的影响, 即 DBD 只有在合适的参数范围内才有可能产生均匀放电. 通常, 均匀 DBD 的气隙宽度很小 (只有几个毫米), 因此使得待处理材料的尺寸也受到了限制, 即大气压均匀 DBD 很难对大体积的三维物体进行处理.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11875121, 11575050, 51977057)、河北省自然科学基金 (批准号: A2019201100, A2020201025) 和河北省研究生创新基金 (批准号: CXZZSS2020006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: plasmalab@126.com

为了消除 DBD 气隙宽度对待处理材料的尺度限制, 研究者们提出了一系列等离子体射流装置. 在等离子体射流中, 电极区产生的等离子体通过气体的流动可以在应用区产生等离子体羽, 从而实现产生区和应用区分离. 研究者提出了多种类型的等离子体射流^[13–17]. 这些射流虽然结构多种多样, 但按照气流场与外加电场的关系, 可以分成两类: 交叉场射流 (电场方向与气流方向垂直) 和平行场射流 (电场方向与气流方向相同). 研究表明平行场射流比交叉场射流的等离子体羽具有更高的电子温度和化学活性^[18].

等离子体射流虽然为三维材料的处理带来了便利,但由于射流产生的等离子体羽通常直径很小,这导致其在材料处理应用中效率较低.显然,大尺度(横向尺度)的等离子体羽更能满足需求.针对于此,研究者提出利用射流组成阵列来扩展等离子体羽的横向尺度.但研究发现阵列之间存在相互作用,因此利用这种方法很难产生大尺度的均匀等离子体羽^[19,20].

研究者对大气压刷形等离子体羽进行了尝试。Tang 等^[21]通过直流放电在空气环境中产生了 $15.0\text{ mm} \times 19.0\text{ mm}$ 刷形氩气等离子体羽。该放电需要电阻限流, 产生大量的焦耳热, 因此造成了能量浪费。为了避免限流电阻焦耳热的产生, 本课题组利用两个相对放置的针电极形成 DBD 放电, 在交流电压激励下产生了刷形等离子体羽^[22]。为了改善其均匀性, 在其上游施加了一个辅助 DBD, 结果表明在辅助 DBD 的帮助下, 刷形等离子体羽长度更长, 且均匀性更好^[23]。其中文献^[22, 23]的电场与流场基本是垂直的, 所以是一种交叉场结构的射流。而相关研究表明, 平行场射流比交叉场射流有更高的化学活性^[18,24]。此外, Li 等^[25]利用矩形气道的 DBD 射流产生了面积为 $50.0\text{ mm} \times 40.0\text{ mm}$ 刷形均匀等离子体羽, 但该装置需要使用昂贵的氦气。他们还利用一个半约束型介质阻挡放电装置, 以氩气为工作气体得到了长度为 18.0 mm 的刷形等离子体羽^[26]。

本文利用一个具有三电极的介质阻挡放电装置, 在交流电压与负偏置电压的共同作用下, 在流动氙气的下游产生了大尺度刷形等离子体羽 ($50.0\text{ mm} \times 40.0\text{ mm}$). 利用电学、光学和光谱学手段对该刷形等离子体羽的特性进行了深入研究.

2 实验装置

图 1 给出了实验装置示意图。由石英片构成一个具有矩形截面 ($50.0\text{ mm} \times 1.5\text{ mm}$) 的气道。气道的前后两片石英片 (厚度均为 1.5 mm) 相距 1.5 mm , 其上端对齐, 下端 (末端) 相距 20.0 mm 。在这两个长短不同石英片的外侧平行贴有两片铜箔 ($50.0\text{ mm} \times 5.0\text{ mm}$ 与 $50.0\text{ mm} \times 25.0\text{ mm}$ 各一), 铜箔距离石英片末端均为 5.0 mm 。显然, 两铜箔电极与石英片构成了 DBD 装置。通过质量流量计 (Sevenstar SC200 A) 控制, 纯度为 99.999% 的氩气以 5.0 L/min 的流量流入该矩形气道。DBD 放电会在气道喷口下方产生等离子体羽, 为了增长等离子体羽的长度, 在氩气流下游放置了第三电极。该电极距离矩形气道最低点 (长石英片末端) 40.0 mm 。DBD 由频率为 70 kHz 的交流电源 (Suman CTP-2000 K) 驱动。第三电极经过 $100\text{ k}\Omega$ 的限流电阻后, 与直流电源 (KR20 R150 Glassman) 负高压输出端相连。实验中直流电压 (偏置电压) 固定为 -9.5 kV 。

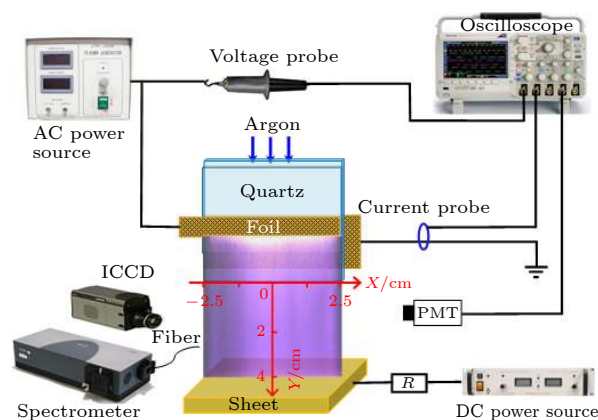


图 1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

采用高压探头 (Tektronix P6015A) 对两铜箔电极间电压进行测量, 利用电流环 (Tektronix TCPA 300) 测量接地 DBD 电极的电流信号, 采用光电倍增管 (photo multiplier tube, PMT) (ET 9085SB) 测量等离子体羽的发光信号. 外加电压、放电电流和光信号均通过示波器 (Tektronix DPO4104) 显示和储存. 等离子体羽的图像由增强型电荷耦合器件 (intensified charge device, ICCD) (Andor DH334) 记录. 利用光栅光谱仪 (Acton SP2758, CCD: 1340

像素 \times 400 像素) 对等离子体羽的总发射光谱进行采集. 为了采集等离子体羽的总光谱, 利用透镜将等离子体羽进行聚焦进入光谱仪入口狭缝. 对于空间分辨的发射光谱, 也是采用透镜成一个和等离子体羽等大的像, 然后在像平面上利用光纤收集不同位置 (直径约 400 μm) 的发光. 该光纤与光谱仪入口狭缝相连, 从而实现光谱的空间分辨测量. 为了便于讨论和分析, 建立二维坐标系. 其中, 坐标原点位于长石英片末端的中点, Y 轴沿气流方向, X 轴平行于气道末端.

3 结果与讨论

当交流电压峰值达到约 4.0 kV 时, 两铜箔电极间气体击穿产生放电. 随着交流电压峰值的增大, 放电逐渐在长石英片的末端扩展, 并在电压峰值约 8.0 kV 时在气流下游的自由空间产生了稳定的刷形等离子体羽. 研究发现, 当电压峰值固定为 8.0 kV, 当氩气流量大于 6.0 L/min 时放电容易过渡为间歇性的火花放电. 若保持气流为 5.0 L/min, 当交流电压峰值增大到 12.0 kV 时, DBD 装置和第三电极间开始出现间歇性火花放电. 所以, 采用 5.0 L/min 的氩气流量, 小于 12.0 kV 的电压峰值来研究刷形等离子体羽的放电特性.

图 2 给出了不同交流电压峰值下等离子体羽的 ICCD 图像. 通过图 2 可以看出, 等离子体羽能连接石英气道末端和第三电极间的区域, 其面积

为 50.0 mm \times 40.0 mm. 等离子体羽在气道末端最亮, 沿着气流方向亮度略有降低. 当交流电压峰值增大到 10.5 kV 时, 等离子体羽相比低电压下发光更亮, 且变得更均匀. 逐渐缩短 ICCD 曝光时间, 发现不论高电压还是低电压下等离子羽均是由微放电组成. 1.0 μs 曝光时间的 ICCD 照片表明, 微放电呈现随机的分叉. 这种随机分叉的微放电应该属于流光机制, 因此, 视觉均匀的刷状等离子体羽源于分叉流光的时间叠加.

图 3 给出了外加交流电压、放电电流和等离子体羽发光信号的波形. 从图 3 可以发现, 不论峰值电压 (V_p) 高低, DBD 均呈现一些不规则的电流脉冲. 在一个电压周期内, 等离子体羽仅有一个发光脉冲, 且其放电脉冲对应于电压的正半周期. 对比图 3(a) 和图 3(b) 可以发现, 增加交流电压的幅值, 放电的电流脉冲个数增加, 且等离子体羽的光脉冲强度增大. 图 3 中的光强度为负值是由光电倍增管的工作原理决定的. 光子入射到光电倍增管的光阴极后, 通过光电效应光阴极发射电子, 这些电子经过一系列打拿极实现电子数倍增后, 最后被阳极收集, 输出信号. 显然, 由于阳极收集电子, 所以阳极对应的电压信号是负值.

DBD 在介质表面累积记忆电荷, 这些记忆电荷会抵消外加电场, 从而熄灭本电压半周期的放电. 但当外加电压反向 (下半周期来临), 这些记忆电荷对放电有促进作用. 在这些记忆电荷的作用下, 大气压氩气放电通常呈现丝状放电模式 [27],

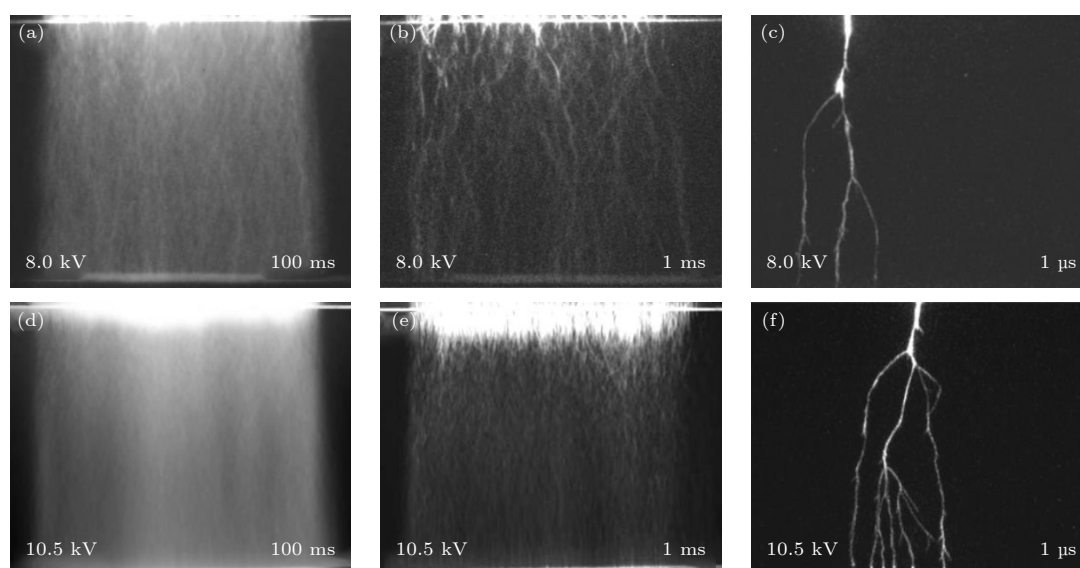


图 2 不同交流电压峰值及曝光时间下的等离子体羽照片

Fig. 2. Images of the plasma plume with different peak voltage and exposure time.

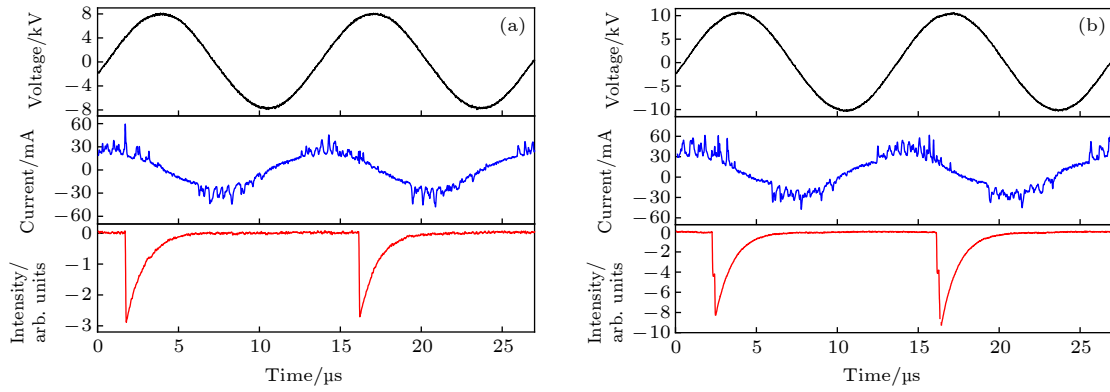


图 3 外加电压、放电电流和刷形等离子体羽发光信号的波形 (a) 交流电压的幅值为 8.0 kV; (b) 交流电压的幅值为 10.5 kV

Fig. 3. Waveforms of applied voltage, discharge current and integrated emission from the brush-shaped plasma plume: (a) The amplitude of alternating current of 8.0 kV; (b) the amplitude of alternating current of 10.5 kV.

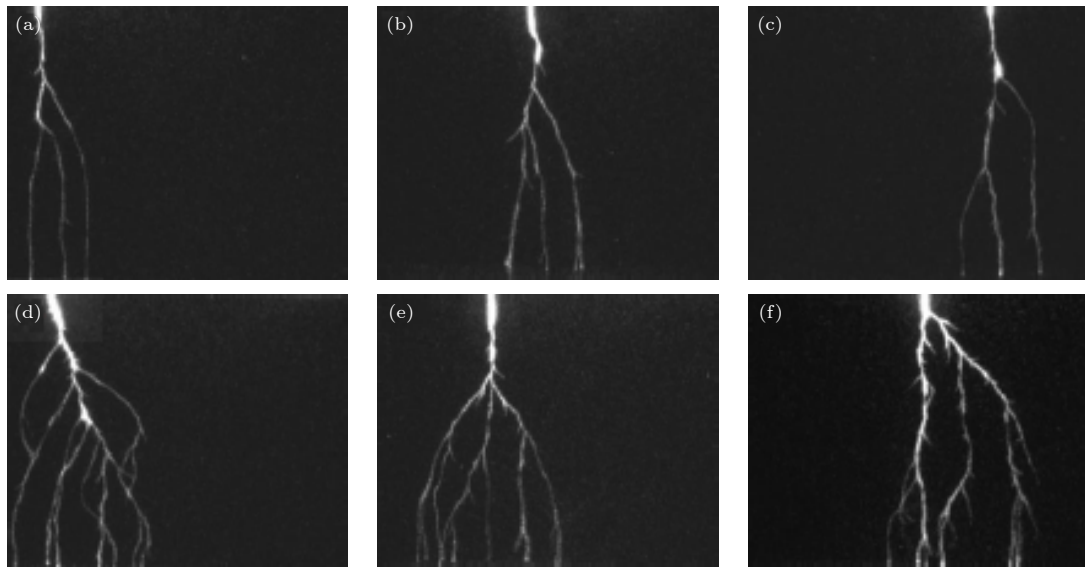


图 4 不同 V_p 下的 ICCD 照片 (曝光时间为 13.0 μ s) (a)—(c) 8.0 kV; (d)—(f) 10.5 kV

Fig. 4. ICCD images with an exposure time of 13.0 μ s for the plume at different V_p : (a)–(c) 8.0 kV; (d)–(f) 10.5 kV.

从而电流表现为一些随机的放电脉冲 (图 3). 如果气道口的电介质上沉积了足够多的记忆电荷, 则会产生电荷溢流效应 [28], 引起下游区域的流光放电. 也就是说, 随着气道中 DBD 放电的进行, 气道口接地电极附近的电介质板上积累的电荷增多, 引起气道口附近的电场增强. 当其电场达到击穿场阈值时, 引起向着气流下游传播的分叉流光.

为了进一步深入地了解这种放电现象的放电机制, 利用 ICCD 拍摄了单个放电周期即曝光时间为 13.0 μ s 下的放电照片, 如图 4 所示. 从图 4 可以观察到, 不论交流电压高低, 每个电压周期内仅出现一个分叉流光, 不同的分叉流光出现在 DBD 区域的位置也是随机的. 随着 V_p 的升高, 每个分叉流光的分叉个数增多, 同时放电横向扩展的尺寸

也有所增大. 对于这一现象可以分析如下. DBD 放电会随着交流电压峰值增大而增强. 这意味着峰值电压增加时, DBD 会释放更多的光子, 从而在周围空间产生更多的种子电子. 种子电子的增多表明正流光在传播过程中有更多的分叉概率, 从而表现为更多的分叉. 因此, 随着交流电压峰值增加, 分叉流光的分叉数目增多. 更多分叉的流光必然产生更大的发光强度, 因此在图 3 中每次放电的光脉冲强度增加.

图 5 给出了放电在 300—850 nm 范围内等离子体羽的总发射光谱. 除了 N_2 ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$) 的第二正带系 [29], 696—800 nm 范围内的 Ar I ($4p - 4s$) [27] 以及 844.6 nm 处的 O I ($3p^3 P - 3s^3 S$) [30], 还存在位于 308.0 nm 处的 OH ($A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$) [31] 发射

谱线. 其中氮和氧相关的谱线是由空气扩散到工作气体中造成的. 通过 LIFBASE 2.0 软件拟合实验获得的氮分子第二正带系 (370—385 nm), 可以获得振动温度 T_v , 对于图 5 的实验条件下, 拟合的 T_v 为 1509 K, 这和小尺度射流等离子体羽的振动温度相近 [32]. 此外, 基于碰撞-辐射模型, 氮的谱线强度比 (763 nm/772 nm, 738 nm/750 nm) 分别正相关于电子温度和电子密度 [33—35]. 因此, 还研究了 763 nm/772 nm 及 738 nm/750 nm 谱线强度比随空间位置、氧气含量及峰值电压的变化关系, 结果如图 6 所示.

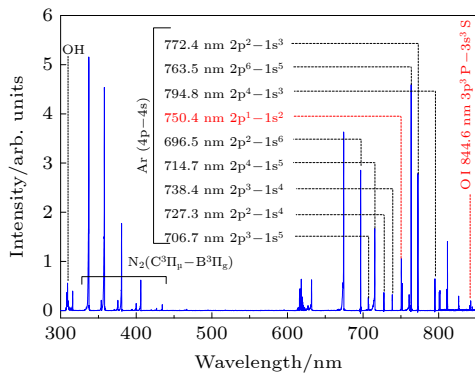


图 5 等离子体羽在 300—850 nm 的总发射光谱 ($V_p = 8.0$ kV)

Fig. 5. 300–850 nm scanned spectrum emitted from the plasma plume ($V_p = 8.0$ kV).

从图 6 可以发现, 电子温度、电子密度和分子振动温度随实验参数的变化趋势相同. 即它们随着距喷嘴距离的增大先增加后减小, 随着氧气含量的增加单调降低, 而随着峰值电压的增加而增大. 关于等离子体参数 (电子温度、电子密度和振动温度) 随位置的变化可以解释如下. 在正流光传播的起始阶段, 流光头的电场 (E) 随着传播距离增强, 导致其前方的二次电子雪崩的汤森第一电离系数 ($\alpha(E)$) 增加, 亦即放电越来越剧烈. 所以, 在这个阶段流光的等离子体参数随着距离增加而增大. 当流光传播过一定距离后, 流光头的空间正电荷达到最大值, 此后随着传播距离的增大, 流光头的电场会不断减小直至不足以维持其前方的二次电子雪崩, 从而终止传播. 在这个阶段, 由于电场随着距离的增大而减弱, 所以等离子体参数会随着距离的增大而降低. 此外, 在流光传播过程中, 氧分子会吸附电子, 这种效应导致二次电子崩向着流光头正电荷迁移过程中每移动单位距离产生的电子数

(即 α 值) 降低. 也就是说, α 值随着氧气含量增加而减小. 如前面的分析类似, 高的 α 值会使得等离子体参数升高. 所以, 等离子体参数随着氧气含量增加而降低. 增大峰值电压, 电子温度和电子密度变化趋势和 DBD 射流的结果一致 [36]. 我们分析认为可能是随着峰值电压增加, 上游 DBD 会产生更多光子, 从而导致下游的等离子体羽通过光致电离产生更多的种子电子, 种子电子的作用相当于增大了 α 值, 这会导致放电的等离子体参数随着峰值电压增加而增加.

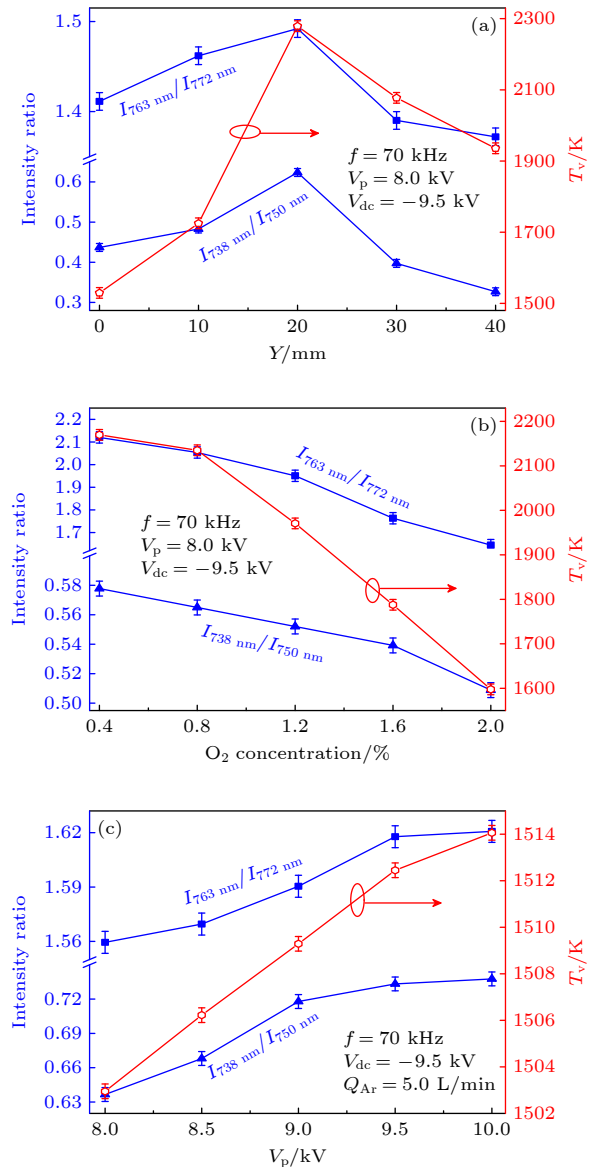


图 6 谱线强度比和分子振动温度沿空间位置 (a)、随氧气含量 (b) 和电压峰值 (c) 的变化

Fig. 6. Intensity ratio of spectral lines and vibration temperature as a function of Y coordinate (a), oxygen concentration (b) and peak voltage (c).

众所周知, 含氧活性粒子 (如氧原子、羟基、臭氧等) 对等离子体医疗应用具有非常重要的作用 [2], 因此基于光化线强度法对氧原子浓度进行了研究. 原子自发辐射的谱线强度取决于基态粒子数密度、电子能量分布函数以及电子激发该粒子的碰撞激发截面. 光化线强度法表明, 通过一条氧原子谱线 (λ) 与氩原子谱线 (λ') 的强度之比 ($I_{\lambda}/I_{\lambda'}$) [37], 可以得出氧原子的相对浓度值 [30]. 根据光化线强度法 [30]: O 原子浓度 N_O 由下面公式推导得出:

$$N_O = C N_{Ar} \frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda'}}, \quad (1)$$

$$C = \frac{k_D(\lambda') Q_{Ar^*} C_{\lambda'Ar}}{k_D(\lambda) Q_{O^*} C_{\lambda O}}, \quad (2)$$

其中 C 为比例常量, N_{Ar} 为氩原子数密度, I_{λ} 为 O 原子谱线发射强度, $I_{\lambda'}$ 为 Ar 原子谱线发射强度. 如果合理选取谱线对, 使它们满足条件 $\lambda \approx \lambda'$, 这样就有 $k_D(\lambda') \approx k_D(\lambda)$, 其中 $k_D(\lambda)$ 是探测设备的响应系数; Q_{Ar^*} 是激发态 Ar^* 发射光子的量子效率, 当 $\lambda \approx \lambda'$ 时 $Q_{Ar^*} \approx Q_{O^*}$, 那么 (2) 式的比例常量 C 可简化为 $C = C_{\lambda'Ar}/C_{\lambda O}$, 其中 $C_{\lambda'Ar}$ 和 $C_{\lambda O}$ 分别反映激发态 Ar 原子和 O 原子的电子碰撞截面在阈值能附近的性质. 在 O 原子的光化线强度测定中, O 原子的发射谱线 $\lambda = 844.6$ nm 的辐射, 其阈值能为 15.0 eV, Ar 原子谱线 $\lambda' = 750.4$ nm, 其截面阈值能是 13.5 eV, 与 O 原子的阈值能接近, 因此 C 可近似为 1. 分析发现 5.0 L/min (约合 11 m/s) 的流量下气体流动状态为层流模式, 相关模拟结果给出在层流模式下由于空气扩散导致氩原子摩尔分数变化是非常小的 [38], 因此可以视氩原子数密度为一个固定的值, 即 N_{Ar} 沿着气流是均匀分布的. 与之类似, 氩气中掺入少量氧气, 氩原子数密度几乎不受影响. 在这种情况下 O 原子浓度可由 O 原子 844.6 nm 的谱线 ($3p^3 P-3s^3 S$ 跃迁) 与 Ar 原子 750.4 nm 谱线 ($2p^1-1s^2$ 跃迁) 的强度比来表征.

因此, 利用氧原子 844.6 nm 的谱线 ($3p^3 P-3s^3 S$ 跃迁) 与氩原子 750.4 nm 谱线 ($2p^1-1s^2$ 跃迁) 的强度比, 可以反映氧原子浓度的变化规律. 利用空间分辨的发射光谱, 可以研究氧原子浓度的空间分布, 结果如图 7 所示. 结果表明, 氧原子浓度沿着气流方向先增加后减小. 通过测量等离子体羽总的发射光谱, 可以获得等离子体羽中平均氧原子浓度随着工作气体中氧气含量的变化关系, 可见

其随氧气浓度的增加先增加后减小. 此外, 氧原子浓度随着 V_p 的增加而增大.

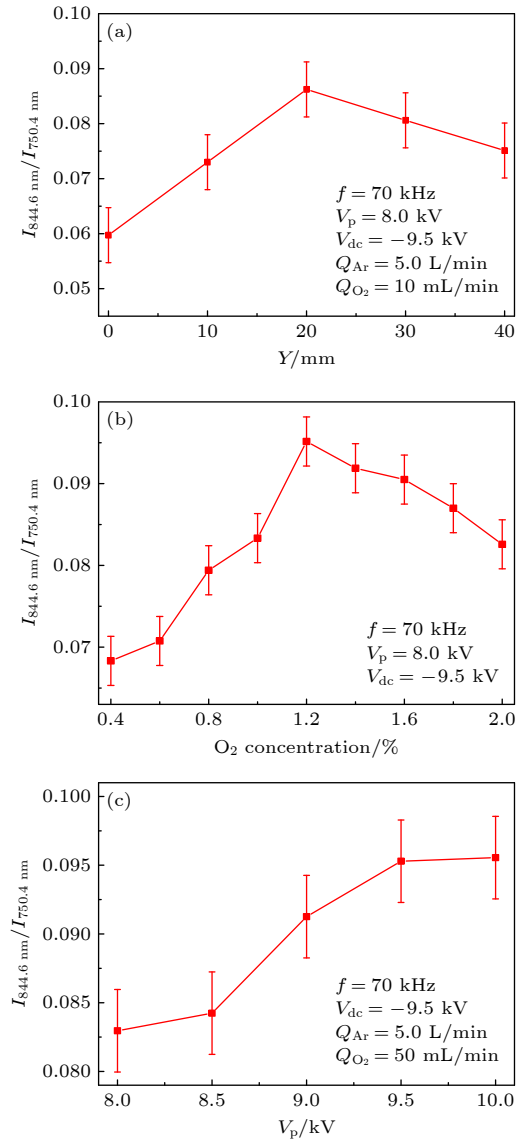


图 7 844.6 nm 与 750.4 nm 谱线的强度比沿 Y 轴 (a) 及随氧气含量 (b) 和电压峰值 (c) 的变化规律

Fig. 7. Intensity ratio of spectral lines (844.6 nm to 750.4 nm) as a function of Y coordinate (a), oxygen concentration (b) and peak voltage (c).

氧原子的主要生成反应为: $O_2 + e \rightarrow O^- + O$ [39]. 可见氧原子浓度与工作气体中氧分子密度及等离子体的化学活性有关. 我们认为高活性 (高电子温度、高振动温度和高电子密度) 的等离子体, 会导致高浓度氧原子生成. 如前所述, 随着距离的增加, 电子温度和电子密度均先增加后减小, 其变化与氧原子浓度的变化一致. 因此, 刚开始随着离喷口距离的增加, 等离子体化学活性增大, 导致氧原子浓度增大. 其后, 随着等离子体活性的降低, 氧原子

浓度也减小. 直接改变工作气体中的氧气含量, 一方面会增大参与反应的氧分子浓度, 导致生成的氧原子浓度增大. 但另一方面, 氧分子是电负性的, 易于吸附电子生成负离子, 这种因素会降低等离子体的化学活性, 导致生成的氧原子浓度降低, 在两种因素的共同作用下等离子体羽中氧原子浓度随着氧气含量的增加先增加后减小. 如前所述, 随着交流电压峰值的增大, 等离子体的化学活性增大, 导致生成的氧原子数也增多. 因此, 氧原子浓度随着电压峰值增加而增加.

4 结 论

采用三电极介质阻挡放电装置, 在交流电压与负偏置电压的共同作用下, 产生了面积为 $50.0\text{ mm} \times 40.0\text{ mm}$ 的大尺度刷形等离子羽. 放电的电压和发光信号波形表明交流电压的每个周期放电一次, 且放电出现于外加电压的正半周期. 随着交流电压峰值的增加, 放电脉冲的持续时间增加且脉冲强度增强. 高速影像研究表明: 视觉均匀的等离子体羽是由分叉流光的时间叠加构成. 随着交流电压峰值的升高, 单个微放电丝分叉个数增多, 且放电横向尺度也增大. 通过测量 $300\text{--}850\text{ nm}$ 的发射光谱, 发现谱线包括 308.0 nm 处的 $\text{OH} (\text{A}^2\Sigma^+ - \text{X}^2\Pi)$ 、 $\text{N}_2 (\text{C}^3\Pi_u - \text{B}^3\Pi_g)$ 的第二正带系, $\text{Ar I} (4\text{p} - 4\text{s})$ 及 844.6 nm 处的 $\text{O I} (3\text{p}^3\text{P} - 3\text{s}^3\text{S})$. 利用发射光谱研究了等离子体参数沿着气流的空间分布及它们随着氧气含量和峰值电压的变化. 利用光化线强度法, 研究了等离子体羽中氧原子浓度的变化, 结果发现: 氧原子浓度沿气流方向先增加后降低, 随工作气体中氧气含量的增加同样是先增加后降低. 此外, 氧原子浓度随交流电压峰值的增大而增加.

参考文献

- [1] Liao X Y, Li J, Muhammad A I, et al. 2018 *Food Control* **90** 241
- [2] Keidar M, Shashurin A, Volotskova O, Stepp M A, Srinivasan P, Sandler A, Trink B 2013 *Phys. Plasmas* **20** 057101
- [3] Athanasopoulos D, Svarnas P, Ladas S, Kennou S, Koutsoukos P 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 213703
- [4] Daeschlein G, Woedtke T V, Kindel E, et al. 2010 *Plasma Processes Polym.* **7** 224
- [5] Li X C, Liu R J, Li X N, Gao K, Wu J C, Gong D D, Jia P Y 2019 *Phys. Plasmas* **26** 023510
- [6] Jung H, Kim W H, Oh I K, et al. 2016 *J. Mater. Sci.* **51** 5082
- [7] Ning W J, Dai D, Zhang Y H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 054104
- [8] Li X, Yang D Z, Yuan H, Zhao Z L, Zhou X F, Zhang L, Wang W C 2019 *High Volt.* **4** 228
- [9] Massines F, Gherardi N, Naudé N, Ségur P 2005 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **47** B577
- [10] Luo H Y, Liang Z, Lv B, Wang X X, Guan Z C 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 221504
- [11] Wang X X, Li C R, Lu M Z, Pu Y K 2003 *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 358
- [12] Fang Z, Lin J, Xie X, Qiu Y, Kuffel E 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 085203
- [13] Lu X P, Laroussi M 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 063302
- [14] Teschke M, Kedzierski J, Finantu-Dinu E G, Korzec D, Engemann J 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 310
- [15] Kim D B, Rhee J K, Gweon B, Moon S Y, Choe W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 151502
- [16] Sands B L, Ganguly B N, Tachibana K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 151503
- [17] Zhu W D, Lopez J L 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034018
- [18] Walsh J L, Kong M G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 111501
- [19] Ghasemi M, Olszewski P, Bradley J W, Walsh J L 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 052001
- [20] Cao Z, Walsh J L, Kong M G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 021501
- [21] Tang J, Cao W Q, Zhao W, Wang Y S, Duan Y X 2012 *Phys. Plasmas* **19** 031501
- [22] Li X C, Chu J D, Jia P Y, Li Y R, Wang B, Dong L F 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 582
- [23] Li X C, Chu J D, Zhang Q, Zhang P P, Jia P Y, Geng J L 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 204102
- [24] Liu X, Wang C C, Liu J Y, Wang C S, Yang Z K, Chen F Z, Song J L 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 123301
- [25] Li Q, Takana H, Pu Y K, Nishiyama H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 241501
- [26] Li Q, Takana H, Pu Y K, Nishiyama H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 133501
- [27] Li X C, Lin X T, Wu K Y, Ren C H, Liu R, Jia P Y 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 055006
- [28] Jiang N, Ji A L, Cao Z X 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 013308
- [29] Kovach Y E, Garcia M C, Foster J E 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 3214
- [30] Li S Z 2019 *Fundamentals of Low-temperature Plasma Spectroscopy and its Application* (1st Ed.) (Dalian: Dalian University of Technology Press) p185 (in Chinese) [李寿哲 2019 低温等离子体光谱理论基础及应用 (第1版) (大连: 大连理工大学出版社) 第185页]
- [31] Thiagarajan M, Sarani A, Nicula C 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 233302
- [32] Zhang B, Zhu Y, Liu F, Fang Z 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 064011
- [33] Teodorescu M, Bazavan M, Ionita E R, Dinescu G 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 025033
- [34] Wu K Y, Wu J C, Jia B Y, Ren C H, Kang P C, Jia P Y, Li X C 2020 *Phys. Plasmas* **27** 082308
- [35] Li X C, Chen J Y, Lin X T, Wu J C, Wu K Y, Jia P Y 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 065015
- [36] Xiao D Z, Cheng C, Shen J, Lan Y, Xie H B, Shu X S, Meng Y D, Li J G 2014 *Phys. Plasmas* **21** 053510
- [37] Lieberman M A, Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (New York: Wiley) p550
- [38] Shao X J, Chang Z S, Mu H B, Liao W L, Zhang G J 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 899
- [39] Lowke J J 1992 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 202

Discharge characteristics of argon brush plasma plume operated at atmospheric pressure^{*}

Yang Li-Jun Song Cai-Hong Zhao Na Zhou Shuai
Wu Jia-Cun Jia Peng-Ying[†]

(College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China)

(Received 9 December 2020; revised manuscript received 23 March 2021)

Abstract

Atmospheric pressure non-equilibrium low-temperature plasma has been widely used in biomedicine, surface treatment and other fields, which has attracted the attention of researchers extensively. As one of the important methods to generate such a plasma, the plasma jet has become a popular method, which can generate a remote plasma plume at the nozzle through introducing a rare gas flow. However, plasma plume has a small diameter, which results in deficiency for the large-scale surface treatment. A dielectric barrier discharge device with three electrodes is utilized to produce a large brush-shaped plasma plume (50.0 mm \times 40.0 mm) downstream of flowing argon under the combined excitation of an alternate current (AC) voltage and a negative bias voltage, thereby increasing the plume scale. The results show that the luminescence intensity of the plasma plume increases with AC peak voltage increasing. By fast photography implemented with an intensified charge coupled device (ICCD), it is found that the plasma plume is composed of temporally superposed branched-streamers. The ICCD images also reveal that the number of branches increases with AC peak voltage increasing. Moreover, the waveforms of AC voltage and light emission signal recorded simultaneously indicate that the plasma plume initiates once per AC voltage cycle, which occurs in the positive half cycle of the applied voltage. With AC peak voltage increasing, the duration and intensity of discharge pulse increase, which results from more branches of the branched streamer. Besides, optical emission spectrum in a range from 300 nm to 850 nm mainly includes OH ($A^2\Sigma^+-X^2\Pi$) peaked at 308.0 nm, the second positive system of N_2 ($C^3\Pi_u-B^3\Pi_g$), Ar I (4p–4s), and O I ($3p^3\ P-3s^3\ S$) at 844.6 nm. Based on the optical emission spectrum, the plasma parameters such as vibrational temperature and intensity ratio of spectral lines (correlated with electron density and electron temperature) are investigated. Besides, the variation of concentration of oxygen atoms in the plasma plume with experimental parameters is investigated by optical actinometry. The results indicate that the concentration of oxygen atoms first increases and then decreases with the distance increasing along the argon flow direction or with oxygen content of the working gas increasing. In addition, the concentration of oxygen atoms increases with AC peak voltage increasing. All these results are discussed qualitatively. These results are of great importance in modifying the plasma surface on a large scale.

Keywords: plasma jet, branched streamer, optical emission spectrum, optical actinometry

PACS: 52.30.-q, 52.70.Kz, 52.80.Mg

DOI: 10.7498/aps.70.20202091

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875121, 11575050, 51977057), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant Nos. A2019201100, A2020201025), and the Postgraduate Innovation Fund Project of Hebei Province, China (Grant No. CXZZSS2020006).

[†] Corresponding author. E-mail: plasmalab@126.com