第 50 卷 第 12 期：5638-5647 高电压技术 Vol.50, No.12: 5638-5647
2024 年 12 月 31 日 High Voltage Engineering December 31, 2024
DOI: 10.13336/j.1003-6520.hve.20240196

开放环境中大气压氩气微等离子体射流特性

夏凌寒[1]，常泽洲[2]，李伊濛[1]，石若立[1]，成永红[1]，孟国栋[1]
（1. 西安交通大学电工材料电气绝缘全国重点实验室，西安 710049;
2. 国网山西省电力公司电力科学研究院，太原 030001）

摘　要：微等离子体射流具有较高的等离子体密度和处理精度，广泛应用在纳米材料制备、精密加工和表面刻蚀等领域，然而开放环境中大气压微等离子体射流特性的调控方法和机制尚不明晰。为此搭建了大气压微等离子体射流源及原位诊断系统，实现了直径为 50~200 μm 的大气压氩气微等离子体射流，并通过电压/电流波形、射流图像和发射光谱分析了毛细管内径、气体流量、施加电压对微等离子体放电特性、射流长度、气体温度以及电子密度的影响。结果表明：减小管径可以降低气体温度和射流长度并增大击穿电压和电子密度；当射流处于层流和过渡模式的临界状态时，微等离子体射流性能最佳；增加施加电压可以增大射流长度、气体温度和电子密度；气体温度、电子密度分别由射流比表面积和输入能量密度决定，活性粒子沿径向扩散降低了射流长度和电子密度。研究成果揭示了宏观参数调控开放环境中大气压微等离子体射流特性的规律和机制，对微等离子体射流的应用具有重要意义。

关键词：大气压；氩气；微等离子体；射流；射流特性

Characteristics of Atmospheric Pressure Argon Microplasma Jet in Open Environment

XIA Linghan[1], CHANG Zezhou[2], LI Yimeng[1], SHI Ruoli[1], CHENG Yonghong[1], MENG Guodong[1]
(1. State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
2. State Grid Shanxi Electric Power Research Institute, Taiyuan 030001, China)

Abstract: Microplasma jet has higher plasma density and processing accuracy, and is extensively applied in nanomaterial preparation, precision machining and surface etching. However, the methods and mechanisms for controlling the characteristics of atmospheric pressure microplasma jet in open environment are not yet clear. Therefore, we built a system of atmospheric pressure microplasma jet and in-site diagnosis, and Ar jets with diameter of 50~200 μm were achieved. Moreover, the influences of capillary inner diameter, gas flow rate and applied voltage on the discharge characteristic, jet length, gas temperature and electron density of microplasma were analyzed through voltage and current waveform, jet image and emission spectrum. The results show that decreasing the capillary diameter can reduce the gas temperature and jet length, but raise the breakdown voltage and electron density. When plasma jet is in the criticality of laminar and transition modes, the performances of microplasma jet are optimal. Increasing the applied voltage can raise jet length, gas temperature and electron density. The gas temperature and electron density are determined by the jet specific surface area and input energy density, respectively. The radial diffusion of active particles reduces the jet length and electron density. This work reveals the regulation laws and mechanisms of atmospheric pressure microplasma jet characteristics in open environments, and is of significance for the application of microplasma jet.

Key words: atmosphere pressure; argon; microplasma; jet; jet characteristics

0　引言

微等离子体射流通常指射流直径<1 mm 的等离子体射流[1-2]，具有较高的等离子体密度、处理精度和比表面积等优势，在纳米材料制备、精密加工和表面刻蚀等领域应用广泛[3-6]。针对不同应用和工况，需要调控微等离子体射流特性以满足对应需求，因此研究微等离子体射流特性对其应用和优化设计具有重要意义。

直径百微米级的等离子体射流可以在开放环境中产生，目前主要通过高速相机和发射光谱研究

基金资助项目：国家自然科学基金(51977169)；中央高校基本科研业务费专项资金(xzy012023152；xtr062023001)；电工材料电气绝缘全国重点实验室中青年基础研究创新基金(EIPE22315)。
Project supported by National Natural Science Foundation of China (51977169), Fundamental Research Funds for the Central Universities (xzy012023152, xtr062023001), the Youth Innovation Foundation of State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment (EIPE22315).

射流的羽流长度以及等离子体密度、温度特性。Chung 等人实现了 400 μm 的等离子体射流，研究了电压和气体种类、流量对射流特性的影响，发现等离子体子弹速度随着电压增加而增大[7]。Jogi 等人使用管径为 100~500 μm 的玻璃管产生射流，发现随着介质管内径的减小，维持微等离子体射流的电压与电子数密度会增大，而气体温度并未出现明显变化[8-9]。

当射流尺寸降低到百微米以下，等离子体射流至大气环境时会有一定程度的发散，射流的稳定性被降低，现阶段研究的百微米以下尺寸射流多数只存在于管体内部。吴淑群等人在直流电源激励下获得了尺寸在 4~100 μm 间的微等离子体射流，击穿电压均在 20 kV 以上。研究结果表明，施加电压与气体流速的增加可以有效地增大微等离子体射流的长度[10-11]。卢新培等人使用交流电源激励获得了 6 μm 的氩气(Ar)微等离子体射流，其击穿电压达到了 40 kV，并发现当管内径从 63 μm 变化至 15 μm 时，电子数密度从 3.62×10^{15} cm^{-3} 增加至 9.04×10^{15} cm^{-3}，比毫米尺度的射流高出 2~3 个数量级[12]。目前针对介质管内微等离子体射流特性的研究忽略了开放环境中空气对射流的影响，然而实际应用中等离子体射流处于开放环境中。因此，研究开放环境中 100 μm 以下尺寸的大气压等离子体射流特性是十分必要的。

本文搭建了大气压微等离子体射流源及原位诊断系统，实现了直径为 50~200 μm 的大气压氩气微等离子体射流，并通过电压/电流波形、射流图像以及发射光谱等系统研究了毛细管内径、气体流量和施加电压对微等离子体放电特性、射流长度、气体温度以及电子数密度的影响。通过总结微等离子体各项特性的变化规律，提出了大气压氩气微等离子体射流的调控方法和机制。

1 实验系统与方法

1.1 大气压微等离子体射流源及其原位诊断系统

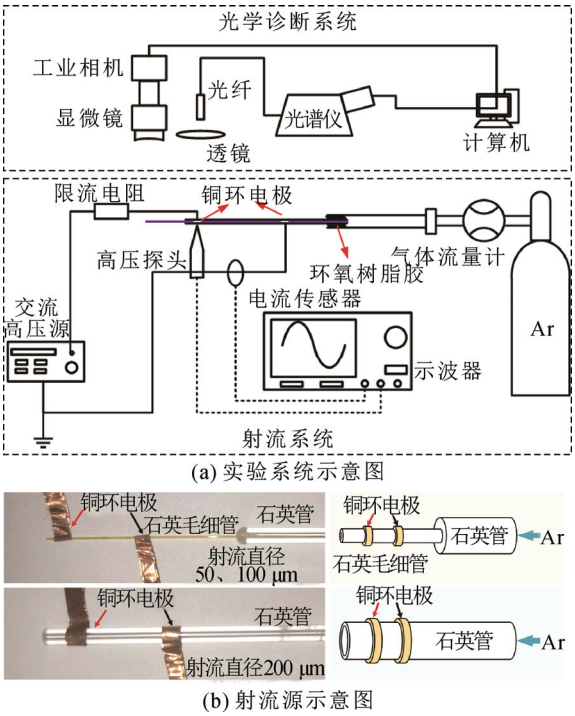
本文搭建了大气压微等离子体射流源及原位诊断系统，如图 1(a)所示，包括射流系统和光学诊断系统 2 个部分。本射流由一典型的介质阻挡放电(dielectric barrier discharge，DBD)射流装置产生，如图 1(b)所示。直径为 100 μm 及以下的射流源采用 2 级石英介质管结构，以产生直径为 50 μm 射流的装置为例，所用毛细管的内径为 50 μm、外径为 400 μm、长度为 35 mm。将毛细管的进气端插入到内径为 1 mm、外径为 2.5 mm 的石英管内。直径 100 μm 以上的射流源直接采用单根介质管。实验中所用工作气体为氩气，通过气体流量计控制气体流速。所用电极为环-环电极，环电极间隔为 15 mm。靠近端口的电极通过限流电阻与高压交流电源(苏曼 CTP-2000K)相连，另一电极接地。电极两端的电压使用 Tektronix P6015A 型高压无源探头进行测量；回路内的电流则使用 Pearson 6585 电流传感器进行测量，电压与电流波形由 Lecroy WaveSurfer 104MXS-B 型示波器进行采集。

微等离子体射流的光学成像通过 Imaging Source DFK 23GP031 型工业相机与体视显微镜实现，相机曝光时间为 1 s，增益为 14.5 dB。本文采用发射光谱诊断微等离子体射流的气体温度和电子数密度，采集微等离子体发射光谱的主要装置为 Andor iStar 334T-18U-63 型 ICCD 相机以及 Andor Mechelle 5000 高速光谱仪，设置相机曝光时间为 100 ms，设置光谱仪波长范围为 200~900 nm，设置狭缝宽度和光栅分别为 50 μm、1 200 g/mm。

1.2 基于发射光谱的微等离子体射流特性诊断方法

1.2.1 等离子体气体温度

等离子体的气体温度 T_g 可以借助 1 种或多种气



(a) 实验系统示意图

(b) 射流源示意图

图 1 实验系统及微等离子体射流源图

Fig.1 Diagrams of experimental system and microplasma jet setup

体分子的转动温度 T_{rot} 进行估算，例如 N_2、N_2^+、OH、O_2、CO 以及 CH 等[13]。本文中氩气大气压微等离子体射流处于开放大气环境，由于 OH 转动光谱拟合获得的气体温度相对 N_2 更准确，通常采用 OH(A-X)的发射光谱来估算等离子体的气体温度 T_g[14-16]。本文通过 LIFBASE 2.1 软件来拟合发射光谱 306.0~312.0 nm OH ($A^2\Sigma^+$-$X^2\Pi$，能级变化 Δv=0)谱带[17]，将通过实验所得到的谱带与模拟谱带进行对比，根据二者的匹配程度得到 OH 的转动温度 T_{rot}，该转动温度可近似表示气体温度 T_g。

1.2.2 等离子体电子数密度

等离子体电子数密度 n_e 通常需要借助相应的谱线获得，电子数密度主要通过对 $Ar_{2p2\rightarrow1s5}$ (696.5 nm)谱线进行斯塔克展宽 $\Delta\lambda_S$ 分析获得，其表达式[18]为：

$$\Delta\lambda_S=2\times10^{-16}\left(1+1.75\times10^{-4}n_e^{\frac{1}{4}}\alpha\left(1-0.068n_e^{\frac{1}{5}}T_e^{-\frac{1}{2}}\right)\right)\omega n_e \quad (1)$$

式中：α为碰撞参数；T_e 为电子温度，eV；ω为电子碰撞半高宽，nm/cm^3。

通常，光谱仪采集的大气压微等离子体的原子发射谱线主要会受到多种展宽机制的影响。Ar 原子谱线的半峰全宽 $\Delta\lambda_V$ 表现为 Voigt 线型，与洛伦兹展宽 $\Delta\lambda_L$ 和高斯展宽 $\Delta\lambda_G$[19]满足：

$$\Delta\lambda_V=\left(\left(\frac{\Delta\lambda_L}{2}\right)^2+\Delta\lambda_G{}^2\right)^{0.5}+\frac{\Delta\lambda_L}{2} \quad (2)$$

高斯展宽 $\Delta\lambda_G$ 主要由多普勒展宽 $\Delta\lambda_D$ 和仪器展宽 $\Delta\lambda_I$ 构成[18]，即：

$$\Delta\lambda_G=\sqrt{\Delta\lambda_I{}^2+\Delta\lambda_D{}^2} \quad (3)$$

仪器展宽的线型 $\Delta\lambda_I$ 通常使用高压汞灯相应的谱线标定获得。多普勒展宽计算式[20]为：

$$\Delta\lambda_D=\left(7.16\times10^{-7}\right)\lambda_0\left(\frac{T_g}{M}\right)^{0.5} \quad (4)$$

式中：λ_0 为谱线中心波长，nm；M 为激发态原子和周围原子形成原子对的约化质量，u(u 为统一原子质量单位，被定义为碳 12 元素原子质量的 1/12)。洛伦兹展宽主要为范德瓦耳斯展宽 $\Delta\lambda_F$、斯塔克展宽 $\Delta\lambda_S$ 之和。范德瓦耳斯 $\Delta\lambda_F$ 计算式[14]为：

$$\Delta\lambda_F=6.8\times10^{-3}\left(\frac{1}{T_g^{0.7}}\right) \quad (5)$$

实验中，通过式(3)和式(4)计算得到的高斯展宽，再根据式(5)算出范德瓦耳斯展宽；根据式(2)经过反卷积可以得到洛伦兹展宽，减去范德瓦耳斯展宽即可得到斯塔克展宽，最后根据式(1)计算得出电子数密度。

2 毛细管内径对微等离子体射流特性的影响

2.1 毛细管内径对放电特性的影响

使用了不同内径的毛细管，管的长度均为 50 mm，为确保管内气压相等，需要选取不同的气体流速。气体流速通过 Poiseuille 定律确定，即：

$$\Delta p=\frac{128\eta V}{\pi D^2}\Delta l \quad (6)$$

式中：Δp 为管内气压与大气压的差值，Pa；η=22.3 μN·s/m^2 为黏度系数；V 为气体体积流量，L/min；D 为管内径，m；Δl 为管的长度，m。

实验中选择 Δp 为 0.72 MPa，则由式(6)计算得到内径为 50、100 与 200 μm 的毛细管中气体体积流量 v 分别为 40、160 与 640 mL/min。当 1 个电压周期内首次出现 2 个以上的电流脉冲时，可认为射流开始出现，记录此时的施加电压作为射流的击穿电压。在击穿时刻，不同内径毛细管所产生的射流电压与电流波形如图 2 所示。在正弦电压的正半周期与负半周期均有脉冲电流的出现，且脉冲电流的幅值并不固定，对比脉冲电流与正弦电压波形零点的相对位置，发现脉冲电流所出现的位置亦不固定，说明每个电压周期内，流注的产生与传播过程并不完全相同，最终导致放电呈现出一定的随机性。

当毛细管内径 D 分别为 200、100、50 μm 时，产生射流时击穿电压峰值分别为 8.2、9.8、11.6 kV，随着管内径的减小，微等离子体射流的击穿电压明显提升。较小的管径下击穿电压增加的原因与雪崩-流注转变有关，根据 Meek 准则，当空间电荷电场与拉普拉斯电场相当时，在电极附近高电场中形成的雪崩将转变为流注[21-22]。毛细管内径的减小使得电子与激发态的 Ar 原子能够更快漂移到达管壁，粒子与管壁的碰撞会消耗大量能量，增加了毛细管内各类活性粒子的壁损失[9]。壁损失的增加减少了空点电荷，降低了空间电荷电场，使得雪崩-流注的转变更困难。除此之外，壁损失的增加减少了毛细管中种子电荷的密度，降低了预电离水平。由于 Penning 效应，击穿前存在较高的预电离水平时，击穿电压会大幅降低[23]。为了补偿壁损失，就必须提供更高的电场以增强管内的电离过程，从而为放电提供足量的空间电荷，因此管内径的减少会导致击穿电压的明显提升[24]。

2.2 毛细管内径对射流长度的影响

不同内径的毛细管形成射流后，均调节电源电压至 10 kV，并对射流图像进行采集，不同毛细管内径等离子体射流图像如图 3 所示。在管内压强与施加电压相同的前提下，射流的长度与毛细管内径呈正相关。由于等离子体射流末端比较弥散且光强较弱，为了减少射流长度测量中主观判断带来的误差，采用 MATLAB 程序对原始图像进行二值化处理(二值化阈值设置为 0.9)，然后对射流长度进行测量[25]。毛细管内径 D 为 50、100、200 μm 时，对应的射流长度分别为 6.2、10.4、14.3 mm，射流长度与直径的比值分别为 124、104、72，说明射流的比表面积会随着毛细管内径的减小而逐渐增大。

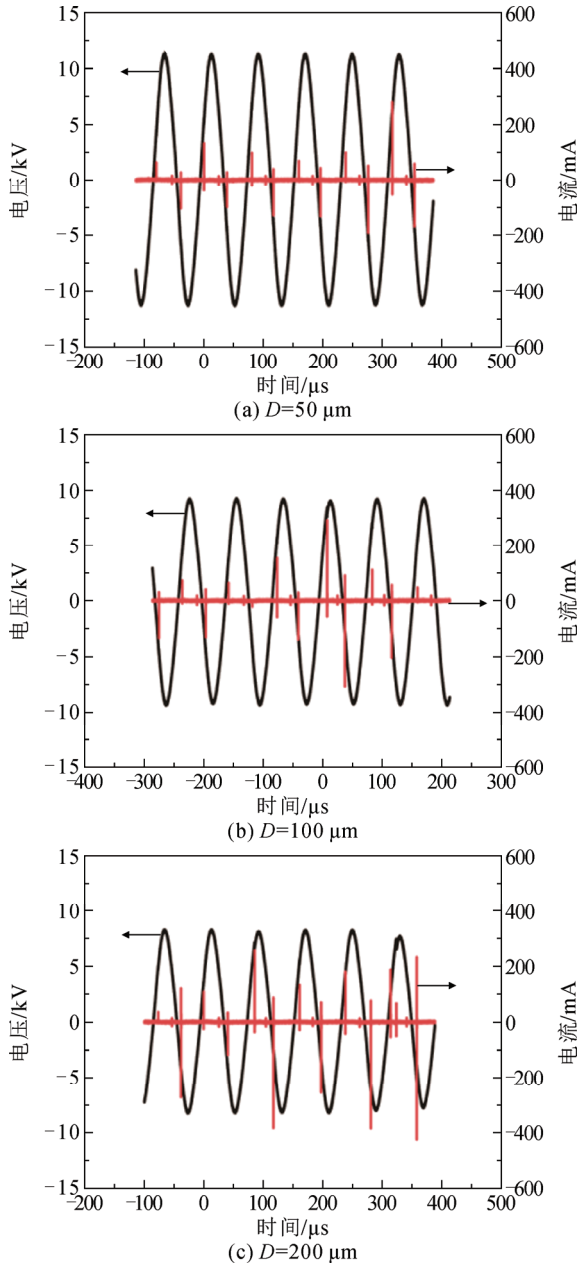


图 2 射流形成时的电压电流波形

Fig.2 Voltage and current waveforms once jet formation

与管中的射流不同的是，本文需要考虑 Ar 气射流与开放环境中空气的相互作用。通过 COMSOL Multiphysics 流体仿真得到了不同毛细管内径 Ar 摩尔分数分布，如图 4 所示。当管径为 50 μm 时，Ar 摩尔分数沿轴向下降梯度最大，管径增大时，轴向梯度减小。在轴上同样位置，管径较小时空气摩尔分数更高，而空气中氧气会吸附电子，不利于等离子体子弹的传播，造成射流长度下降[26]。另外，管径较小时 Ar 摩尔分数沿轴向下降梯度较大，说明沿径向的扩散速度较大。通过计算，毛细管内径 D 为 50、100、200 μm 时，对应的沿径向的扩散最大速度分别为 21.8、17.5、12.5 m/s。因此，管径较小时射流中活性粒子更容易沿径向扩散损失，同样造成射流长度降低。

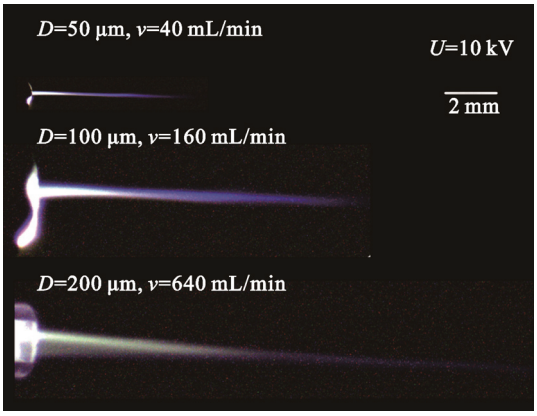


图 3 不同毛细管内径射流图像

Fig.3 Jet images of capillary tubes with different inner diameters

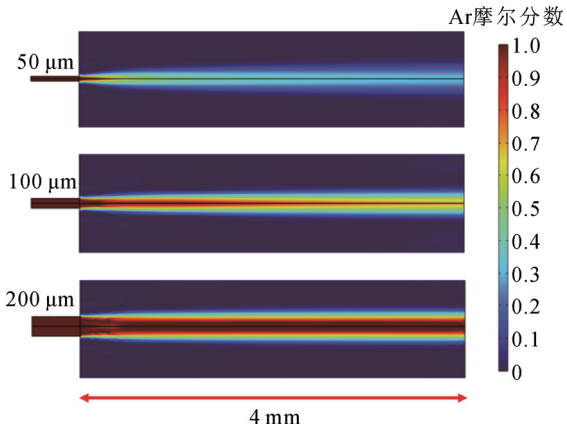


图 4 不同毛细管内径 Ar 摩尔分数仿真分布

Fig.4 Simulation distribution of Ar gas mole fraction with different capillary inner diameters

2.3 毛细管内径对气体温度的影响

图 5 所示为 Ar 微等离子体射流的典型发射光谱，具有较高强度的谱线集中分布于 300~400 nm 与 690~850 nm 这 2 个区间。其中，300~400 nm 区间以 N_2 和 OH 的各类激发态发生能级跃迁所产生的发射光谱为主，这是由于射流在开放的大气环境中产生，在外施电场的作用下，空气中的大量 N_2 和 H_2O 分子亦会出现电离或激发。690~850 nm 区间内则以 Ar 的各类激发态原子发生能级跃迁所产生的发射光谱为主，包含了由 $2p_2$、$2p_3$、$2p_6$ 以及 $2p_8$ 等能级向 $1s_5$、$1s_4$ 等能级跃迁的谱带，且 Ar 的发射光谱谱线强度远远高于 N_2 和 OH 的发射光谱。

实验得到的 OH ($A^2\Sigma^+$-$X^2\Pi$，$\Delta\upsilon$=0)谱带如图 6 中的虚线所示，温度分别为 490、540、590 K 时的 OH ($A^2\Sigma^+$-$X^2\Pi$，$\Delta\upsilon$=0)拟合谱带如图 5 中实线所示。因此，直径分别为 50、100、200 μm 的微等离子体射流中气体温度分别为 490、540、590 K，随着射流直径的增加，等离子体的气体温度也出现了明显的提升。在 2.3 节中，根据射流放电的图像，可以得到毛细管内径 D 为 50、100、200 μm 时，射流长度与直径的比值分别为 124、104、72，比表面积会随着毛细管内径的减小而逐渐增大。这不仅意味着射流内部各类活性粒子更易出现扩散，同时中性粒子可以与开放环境中的气体分子进行更充分的热量传递，使得其所附带的热量可以更快地散失，因此随着微等离子体射流直径的减少，其气体温度会出现明显下降[12]。

2.4 毛细管内径对电子数密度的影响

微等离子体射流的电子数密度同样通过借助其发射光谱间接获得，主要通过对 $Ar_{2p2\rightarrow1s5}$ (696.5 nm)谱线进行展宽分析得到。不同实验谱线及其拟合曲线如图 7 所示。通过汞氩灯标定得到实验谱线如图 7(a)所示，获得仪器展宽部分 $\Delta\lambda_I$=0.118 nm。对所得到的实验谱线进行 Voigt 拟合，波长为 696.5 nm 附近的拟合结果如图 7(b)—图 7(d)所示，可得直径为 50、100、200 μm 的微等离子体射流的 $\Delta\lambda_V$ 分别为 0.232、0.204、0.179 nm。计算得到的不同直径微等离子体射流各类展宽与电子数密度数值如表 1 所示，直径为 50、100 μm 与 200 μm 微等离子体射流的电子数密度 n_e 分别为 1.64×10^{15}、1.28×10^{15} cm^{-3} 与 1.13×10^{15} cm^{-3}。

由表 1 可知，本文所产生微等离子体射流中的电子数密度达到了 10^{15} cm^{-3} 量级，远高于直径为毫米级的射流的电子数密度(10^{14} cm^{-3} 量级)[14,27-28]。根据准电中性要求，等离子体特征长度 D 要远大于其德拜半径 λ_D，德拜半径定义[29]为：

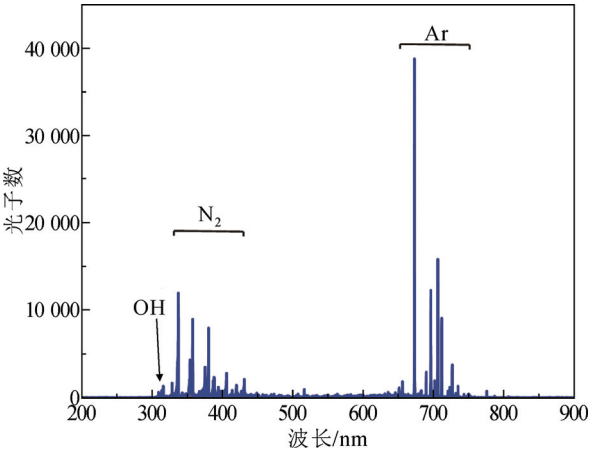


图 5 Ar 微等离子体射流发射光谱

Fig.5 Ar microplasma jet emission spectrum

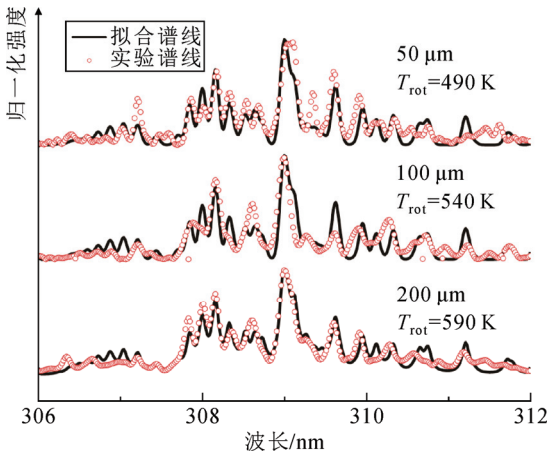


图 6 OH ($A^2\Sigma^+$-$X^2\Pi$，$\Delta\upsilon$=0)实验与模拟谱线对比

Fig.6 Comparison of experimental and simulated OH ($A^2\Sigma^+$-$X^2\Pi$，$\Delta\upsilon$=0) spectral lines

$$\lambda_D=\left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}\right)^{0.5} \tag{7}$$

式中：ε_0 为真空介电常数；k_B 为玻耳兹曼常数；e 为电子电荷量。可以看到，随着大气压低温等离子体射流特征尺寸 D 减小，其德拜半径 λ_D 也要相应地减小，以使等离子体整体处于准电中性状态[12]。德拜半径减小，电子数密度则相应地增加。因此，当大气压低温等离子体射流特征尺寸小于毫米级时，可以获得 10^{15} cm^{-3} 量级的电子数密度。并且电子数密度随射流直径的减少而进一步增加。在相同的施加电压即近似相等的放电功率下，更小的管径

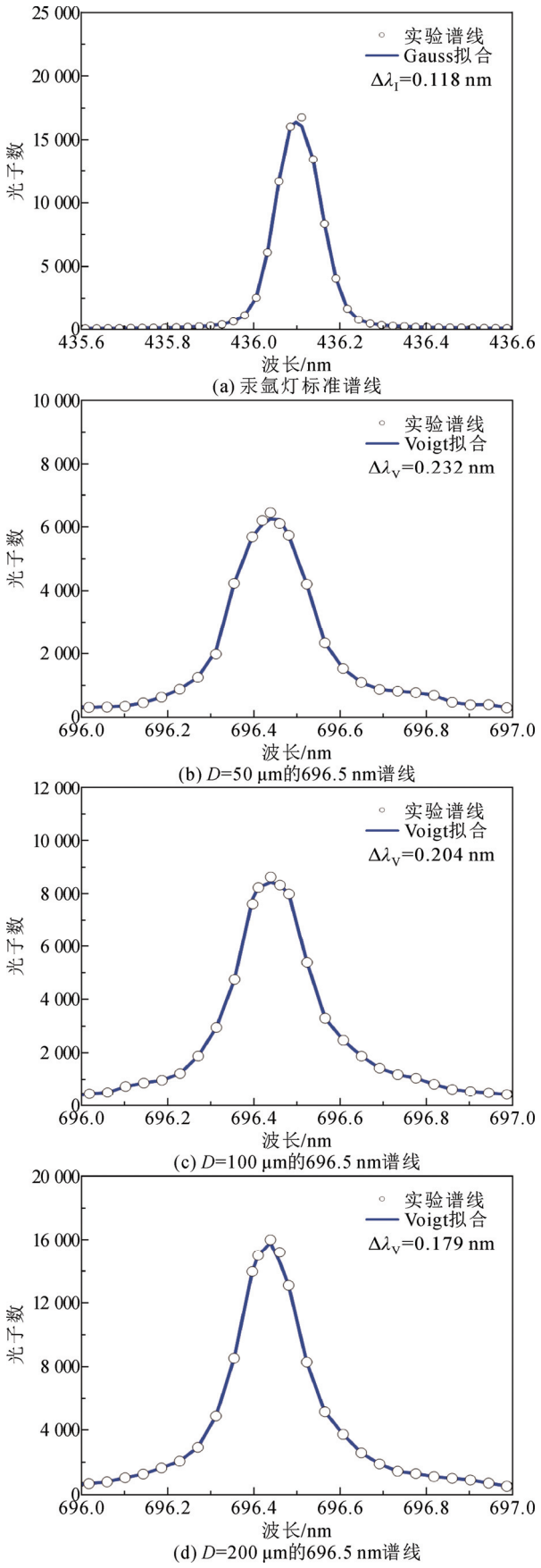


图 7 不同实验谱线及其拟合曲线

Fig.7 Different experimental spectral lines and their fitting curves

表 1 不同直径下的微等离子体射流各类展宽与电子数密度

Table 1 Values of various broadening and electron density of microplasma jets with different diameters

D/μm	$\Delta\lambda_I$/nm	$\Delta\lambda_D$/nm	$\Delta\lambda_G$/nm	$\Delta\lambda_F$/nm	$\Delta\lambda_S$/nm	n_e/cm^{-3}
200					0.014 3	1.13×10^{15}
100	0.118	0.000 185	0.118	0.027 5	0.015 9	1.28×10^{15}
50					0.020 1	1.64×10^{15}

导致更大的功率密度，导致电子数密度的提升。因此，通过降低管径可以有效提升射流中的电子数密度。

综合对比不同管径微等离子体射流的各项特性可以发现，尽管直径较小的微等离子体射流具有较高的击穿电压，通过降低微等离子体射流的管径可以调控射流具有更低的气体密度和更高的等离子体密度，以满足等离子体射流在材料处理和生物医疗方面的应用需求。

3 气体体积流量对微等离子体射流特性的影响

采用 50 μm 直径毛细石英管，电源电压峰值为 12 kV，气体体积流量 v 通过气体流量计控制在 10~60 mL/min 范围内，不同气体体积流量下微等离子体射流图像如图 8 所示。结果表明，当 v 由 10 mL/min 增加至 40 mL/min 时，射流长度由 1.1 mm 增加至 7.3 mm，且在 v=40 mL/min 时，射流长度达到最大值。之后继续增加气体体积流量，射流长度开始逐渐减小，同时射流末端出现扭曲，射流整体也会在一定程度上呈现出不稳定的状态。

根据实验结果绘制射流长度随气体体积流量变化曲线如图 9 所示。随着气体体积流量逐渐增大，射流长度呈现出先增大后减小并最终趋于稳定的趋势。基于气体动力学的相关理论，根据气体流速的不同可将气流分为层流、过渡以及湍流 3 种模式。通过式(8)中的雷诺数 Re 判断射流所处模式[30]。

$$Re=\frac{\rho VD}{\eta} \tag{8}$$

式中：ρ 为流体密度，kg/m^3；V 为气体流速，m/s；η 为流体的黏度系数，Pa·s。

通常雷诺数<2 300 的流动为层流，雷诺数为 2 300~4 000 的流动为过渡模式，雷诺数>4 000 的流动为湍流。当 v>42.7 mL/min 时，射流尾部已经不再稳定，紊流出现，此时的气体流动已经进入了层流和湍流的过渡模式。层流模式下提高气体流量，会提高气流轴向速度，减小径向粒子的扩散，同时

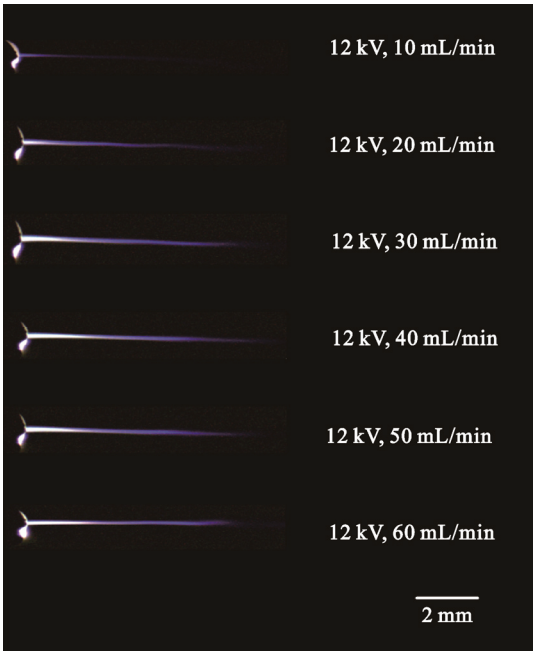


图 8 不同气体体积流量下的射流图像

Fig.8 Jet images at different gas flow rates

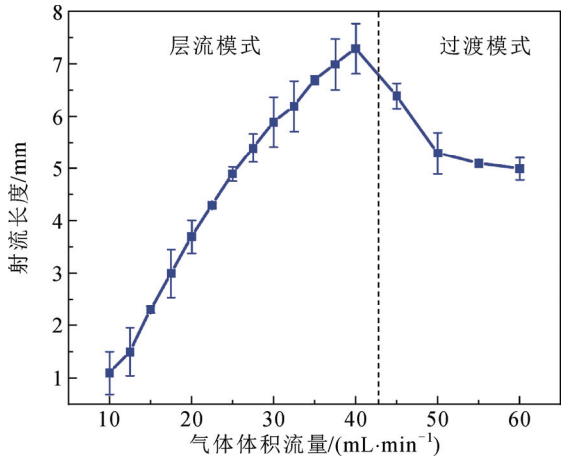


图 9 射流长度随气体体积流量变化曲线

Fig.9 Variation curve of jet length dependent on gas flow rate

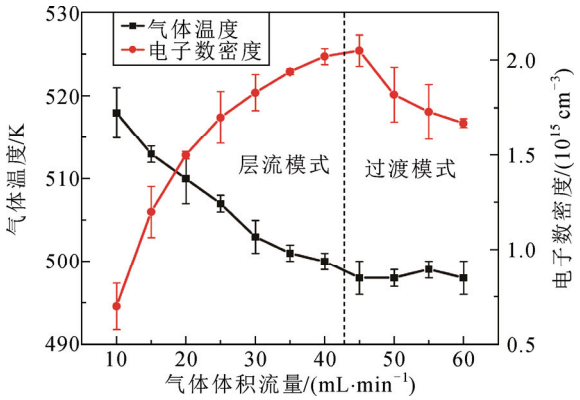


图 10 气体温度和电子数密度随气体体积流量变化曲线

Fig.10 Variation curves of gas temperature and electron density dependent on gas flow rate

放电产生的等离子体也能够获得更大的向前的动量，有效减小了其径向运动所产生的消耗，这有利于射流向前发展。因此，当气体流动处于层流模式时，射流长度最终与气体流量呈正相关。而当气体流速进一步提高使得气体流动进入过渡模式时，在湍流作用下，气体的径向速度开始增加，活性粒子也开始逐渐向周围扩散[31-32]，这不利于微等离子体射流向前传播。因此，过渡模式下的微等离子体射流长度会明显小于层流模式的值。

气体温度和电子数密度随气体体积流量变化曲线如图 10 所示。在层流模式下，气体温度随着体积流量的增加逐渐下降。气体体积流量的增加意味着更多气体的通过以带走更多热量，并且射流长度的增加也有利于热量的散失，最终引起了气体温度的下降[33]。在过渡模式下，射流长度缩短，使得其比表面积减小，不利于热量的交换。因此，气体温度随着体积流量的增加而稳定于 498 K 左右，不再继续下降。

在层流模式下，电子数密度随着体积流量的增加逐渐上升，进一步增加气体体积流量，进入过渡模式，电子数密度则开始降低。在层流模式下增加气体流速，可以有效地提升气流的轴向速度，同时也意味着单位时间内会有更多的 Ar 原子通过毛细管参与放电，因而电离所产生的自由电子数目亦会增加。并且空气中的氧分子对于电子有较为强烈的吸附作用，气流轴向速度的增加减少了空气混入气流的比例，可以有效减少电子的消耗。当射流处于过渡模式时，在湍流的作用下，气流径向速度增加，大量活性粒子更易扩散进入大气环境。同时气流径向速度的增加使得空气中的氧分子更易混入气流，其吸附作用将消耗大量自由电子，最终引起微等离子体射流中电子数密度的减小[9]。

综合对比不同气体流速下微等离子体射流的各项特性可以发现，相较于过渡模式，当射流处于层流模式时，微等离子体射流有着更好的稳定性、更大的射流长度与电子数密度，同时气体温度也能够维持在较低的水平，其在应用中将具有更明显的优势。

4 施加电压对射流特性的影响

采用 50 μm 直径毛细石英管，气体体积流量为

40 mL/min，施加电压峰值控制在 9~13.5 V 间进行变化，不同施加电压峰值下微等离子体射流图像如图 11 所示。射流长度随着施加电压的增大而逐渐增加，同时射流的亮度也出现了明显提升，说明射流中气体电离被增强，导致活性粒子数目增加。

根据实验结果绘制射流长度随施加电压幅值变化的曲线如图 12 所示。施加电压幅值<10.5 kV 时，射流长度随施加电压幅值增大而迅速增加。施加电压幅值较小时，射流较短，其头部空气的含量较低，若增加施加电压可产生具有更高电离强度与传播速度的等离子体子弹以传播更远的距离，从而增加了射流长度。施加电压幅值>10.5 kV 时，射流长度增加的斜率下降。这是由于射流长度增加至一定程度时，其头部空气的含量也会逐渐增加，空气中的氧分子对等离子体子弹的传播有着较强的抑制作用[34]，此时再增加施加电压，射流长度的变化便不再明显。

气体温度和电子数密度随施加电压幅值变化的曲线如图 13 所示。气体温度与施加电压幅值呈正相关，随着施加电压幅值从 9 kV 增加至 13.5 kV，射流气体温度从 480 K 被提升到 528 K。随着施加电压的增大，放电功率的增加提升了碰撞反应强度，使得更多能量从电子转移到重粒子，从而增加了射流气体温度。

电子数密度亦与施加电压幅值呈正相关，施加电压幅值从 9 kV 提升至 13.5 kV 时，电子数密度从 1.50×10^{15} cm^{-3} 增加至 2.41×10^{15} cm^{-3}。随着施加电压的增大，功率密度的增加提升了碰撞电离强度，从而产生更多电子。

因此，电压幅值是影响射流特性的重要因素，通过改变施加电压幅值可以有效调控微等离子体气体温度和电子数密度，以满足不同应用的需求。

5 结论

1）由于更高的电子、Ar 激发态壁损失和扩散损耗，管径减小时，微等离子体射流具有更高的击穿电压和更短的射流长度；由于较高的比表面积和能量密度，微等离子体射流相对于宏观尺寸射流具有更低的气体温度和更高的电子数密度，并且继续减小管径可以调控气体温度降低、电子数密度升高。

2）根据气体体积流量大小，射流被分为层流模式和过渡模式；相较于过渡模式，当射流处于层流模式时，由于活性粒子沿径向扩散损失较小，微

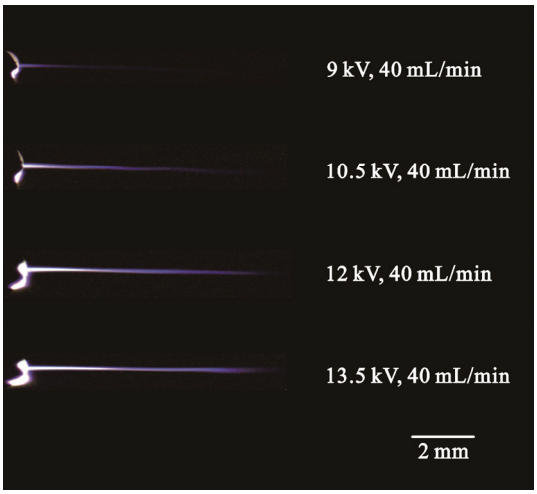


图 11 不同施加电压峰值下的射流图像

Fig.11 Jet images at different applied voltage amplitudes

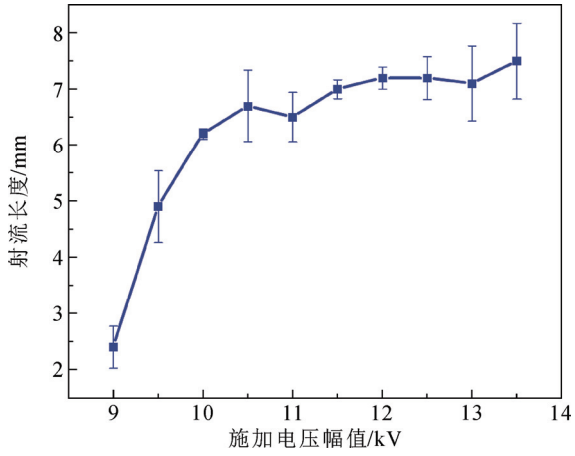


图 12 射流长度随施加电压幅值变化的曲线

Fig.12 Variation curve of jet length dependent on applied voltage amplitude

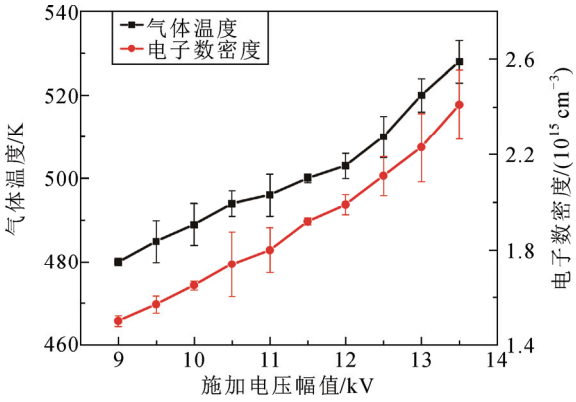


图 13 气体温度和电子数密度随施加电压幅值变化曲线

Fig.13 Variation curves of gas temperature and electron density dependent on applied voltage amplitude

等离子体射流具有更大的射流长度与电子数密度，同时气体温度也能够维持在较低的水平。

3）施加电压幅值<10.5 kV 时，增大施加电压可以有效增长射流尺寸；而施加电压幅值>10.5 kV 时，再增大施加电压，射流长度的变化不显著。气体温度、电子数密度均与施加电压幅值呈正相关，通过改变施加电压幅值可以有效调控微等离子体气体温度和电子数密度。

参考文献 References

[1] SCHOENBACH K H, BECKER K. 20 years of microplasma research: a status report[J]. The European Physical Journal D, 2016, 70(2): 29.

[2] 张远涛，刘 冰，葛 蕾. 大气压射频微等离子体放电结构演化的粒子模拟[J]. 高电压技术，2014，40(10)：2997-3005.
ZHANG Yuantao, LIU Bing, GE Lei. PIC-MCC simulation of the discharge structure evolution in atmospheric radio-frequency micro-plasmas[J]. High Voltage Engineering, 2014, 40(10): 2997-3005.

[3] 郑培超，王金梅，胡章芳，等. 大气压微等离子体射流对聚酰亚胺薄膜的表面改性[J]. 高电压技术，2010，36(6)：1542-1546.
ZHENG Peichao, WANG Jinmei, HU Zhangfang, et al. Surface modification of polyimide film with atmospheric pressure microplasma jet[J]. High Voltage Engineering, 2010, 36(6): 1542-1546.

[4] 王 涛，汪加豪，王圣泉，等. 大气压 He/O_2 微等离子体射流阵列及其薄膜处理均一性研究[J]. 真空科学与技术学报，2021，41(10)：1001-1008.
WANG Tao, WANG Jiahao, WANG Shengquan, et al. Research on uniformity of an atmospheric He/O_2 microplasma jet array and its film processing[J]. Chinese Journal of Vacuum Science and Technology, 2021, 41(10): 1001-1008.

[5] CHIANG W, MARIOTTI D, SANKARAN R M, et al. Microplasmas for advanced materials and devices[J]. Advanced Materials, 2020, 32(18): 1905508.

[6] 孟国栋，折俊艺，应 琪，等. 微米尺度气体击穿的数值模拟研究进展[J]. 电工技术学报，2022，37(15)：3857-3875.
MENG Guodong, SHE Junyi, YING Qi, et al. Research progress on numerical simulation of gas breakdown at microscale[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2022, 37(15): 3857-3875.

[7] PARK H S, KIM S J, JOH H M, et al. Optical and electrical characterization of an atmospheric pressure microplasma jet with a capillary electrode[J]. Physics of Plasmas, 2010, 17(3): 033502.

[8] TALVISTE R, RAUD S, JÕGI I, et al. Investigation of a He micro plasma-jet utilized for treatment of prostate cancer cells[J]. Plasma Research Express, 2019, 1(4): 045002.

[9] JÕGI I, TALVISTE R, RAUD J, et al. The influence of the tube diameter on the properties of an atmospheric pressure He micro-plasma jet[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2014, 47(41): 415202.

[10] WU S Q, WU F, LIU X Y, et al. Investigation on the characteristics of an atmospheric-pressure microplasma plume confined inside a long capillary tube[J]. Plasma Science and Technology, 2018, 20(10): 105420.

[11] WU S Q, WU F, LIU X Y, et al. A bipolar DC-driven touchable helium plasma jet operated in self-pulsed mode[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2018(12), 46: 4091-4098.

[12] GOU J, XIAN Y, LU X. Low-temperature, high-density plasmas in long micro-tubes[J]. Physics of Plasmas, 2016, 23(5): 053508.

[13] RAUD J, LAAN M, JÕGI I. Rotational temperatures of N_2(C, 0) and OH(A, 0) as gas temperature estimates in the middle pressure Ar/O_2 discharge[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2011, 44(34): 345201.

[14] 刘 坤，项红甫，周雄峰，等. 固定功率下大气压交流氩气等离子体射流的光谱特性[J]. 物理学报，2023，72(11)：115201.
LIU Kun, XIANG Hongfu, ZHOU Xiongfeng, et al. Spectral diagnosis of atmospheric pressure AC argon plasma jet at constant power[J]. Acta Physica Sinica, 2023, 72(11): 115201.

[15] 姚雪瑞，苏泽华，弓丹丹，等. 光谱法研究大气压氩气等离子体射流的气体温度[J]. 河北师范大学学报(自然科学版)，2019，43(3)：225-229.
YAO Xuerui, SU Zehua, GONG Dandan, et al. Gas temperature determination of atmospheric pressure plasma jet by optical spectroscopy[J]. Journal of Hebei Normal University (Natural Science Edition), 2019, 43(3): 225-229.

[16] 刘志杰，陈 旻，刘定新. 大气压冷等离子体的理化特性检测方法综述[J]. 高电压技术，2022，48(10)：4196-4214.
LIU Zhijie, CHEN Min, LIU Dingxin. Review of detection methods for physicochemical characteristics of atmospheric pressure cold plasma[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(10): 4196-4214.

[17] LUQUE J, CROSLEY D R. LIFBASE: Database and spectral simulation program (version 1.5)[R]. Menlo Park, USA: SRI International Report MP, 1999.

[18] LIU K, XIA H T, YANG M H, et al. Insights into generation of OH radicals in plasma jets with constant power: the effects of driving voltage and frequency[J]. Vacuum, 2022, 198: 110901.

[19] BRUGGEMAN P, SCHRAM D, GONZÁLEZM Á, et al. Characterization of a direct DC-excited discharge in water by optical emission spectroscopy[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2009, 18(2): 025017.

[20] GRIEM H R. Spectral line broadening by plasmas[M]. New York, USA: Academic Press, 1974.

[21] FRIDMAN A, CHIROKOV A, GUTSOL A. Non-thermal atmospheric pressure discharges[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2005, 38(2): R1-R24.

[22] 李晨颉，郑昕雷，赵 政，等. 大气压下连续脉冲流注放电演变过程的二维全局粒子模拟仿真研究[J]. 高电压技术，2022，48(2)：789-797.
LI Chenjie, ZHENG Xinlei, ZHAO Zheng, et al. Two-dimensional global-particle simulation of streamer evolution process under continuous pulses in nitrogen at atmospheric pressure[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(2): 789-797.

[23] CHANG Z S, JIANG N, ZHANG G J, et al. Influence of Penning effect on the plasma features in a non-equilibrium atmospheric pressure plasma jet[J]. Journal of Applied Physics, 2014, 115(10): 103301.

[24] 常泽洲，孟国栋，应 琪，等. 阴极曲率半径对微米尺度气隙击穿的影响规律研究[J]. 电工技术学报，2023，38(4)：1032-1041.
CHANG Zezhou, MENG Guodong, YING Qi, et al. Study on the influence of cathode radius on the breakdown characteristics across microgaps in air[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2023, 38(4): 1032-1041.

[25] 赵明波，曹修全，郭文钰，等. 氮氩直流电弧等离子体射流特性实验研究[J]. 高电压技术，2023，49(5)：2206-2215.
ZHAO Mingbo, CAO Xiuquan, GUO Wenyu, et al. Experimental study on the characteristics of nitrogen-argon DC arc plasma jet[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(5): 2206-2215.

[26] 何桐桐，何燕鹏，王 遂，等. 大气压氦-氩等离子体射流放电特性及活性粒子诊断[J]. 高电压技术，2022，48(10)：4215-4223.

HE Tongtong, HE Yanpeng, WANG Sui, et al. Discharge characteristics and reactive species diagnosis of atmospheric pressure helium-argon plasma jet[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(10): 4215-4223.

[27] 陈忠琪，钟　安，戴　栋，等. 屏蔽气体流速对同轴双管式氦气大气压等离子体射流粒子分布的影响[J]. 物理学报，2022，71(16)：165201.
CHEN Zhongqi, ZHONG An, DAI Dong, et al. Effect of flow rate of shielding gas on distribution of particles in coaxial double-tube helium atmospheric pressure plasma jet[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(16): 165201.

[28] XIONG Q, NIKIFOROV A Y, GONZÁLEZ M Á, et al. Characterization of an atmospheric helium plasma jet by relative and absolute optical emission spectroscopy[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2013, 22(1): 015011.

[29] LIEBERMAN M A, LICHTENBERG A J. Principles of plasma discharges and materials processing[M]. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.

[30] MOHAMED A A H, KOLB J F, SCHOENBACH K H. Low temperature, atmospheric pressure, direct current microplasma jet operated in air, nitrogen and oxygen[J]. The European Physical Journal D, 2010, 60(3): 517-522.

[31] XIONG R H, XIONG Q, NIKIFOROV A Y, et al. Influence of helium mole fraction distribution on the properties of cold atmospheric pressure helium plasma jets[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 112(3): 033305.

[32] 赵　航，孙宇豪，张　波，等. 空气等离子体射流特性及其活化水灭菌效果[J]. 高电压技术，2023，49(12)：5270-5281.
ZHAO Hang, SUN Yuhao, ZHANG Bo, et al. Characteristics of air plasma jet and inactivation efficacy of plasma activated water[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(12): 5270-5281.

[33] XIA L H, WU M C, LI Y M, et al. Enhancing CO_2 conversion via atmospheric pressure glow discharge plasma jet coupled with catalysts[J]. Energy & Fuels, 2024, 38(1): 565-575.

[34] KARAKAS E, KOKLU M, LAROUSSI M. Correlation between helium mole fraction and plasma bullet propagation in low temperature plasma jets[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010, 43(15): 155202.



夏凌寒
1997—，男，博士生
主要研究方向为放电等离子体及其应用
E-mail: abc19970910@stu.xjtu.edu.cn

XIA Linghan
Ph.D. candidate



孟国栋(通信作者)
1985—，男，博士，副教授，博导
主要研究方向为微纳尺度绝缘与放电等离子体、电力设备状态监测及故障诊断、二维材料与器件应用研究等
E-mail: gdmengxjtu@xjtu.edu.cn

MENG Guodong
Ph.D.
Associate professor
Corresponding author

收稿日期　2024-02-02　修回日期　2024-05-13　　编辑　曾文君