



## 论文

# 大气压氩气射流的放电模式及激光汤姆孙散射诊断研究

武珈存<sup>1,2</sup>, 孙换霞<sup>1,3</sup>, 冉俊霞<sup>4</sup>, 李金懋<sup>5</sup>, 贾鹏英<sup>1</sup>, 孙辉<sup>6</sup>, 李雪辰<sup>4\*</sup>

1. 河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002
2. 清华大学电机工程与应用电子技术系, 北京 100084
3. 河北大学光电信息与材料河北省重点实验室, 保定 071002
4. 教育部零碳节能建筑与测量技术工程研究中心, 保定 071002
5. 黑龙江工业学院电气与信息工程学院, 鸡西 158100
6. 中国科学院大学材料与光电学院, 北京 100049

\*联系人, E-mail: [plasmalab@126.com](mailto:plasmalab@126.com)

收稿日期: 2025-02-25; 接受日期: 2025-03-21; 网络出版日期: 2025-05-19

国家自然科学基金(编号: 12375250, 11875121, 51977057, 11805013)、河北省自然科学基金(编号: A2023201012, A2020201025, A2022201036)和黑龙江省省属本科高校基本科研业务费(编号: 2022-KYYWF-0475)资助项目

**摘要** 大气压等离子体射流(Atmospheric Pressure Plasma Jet, APPJ)能在开放的空气环境下产生富含多种活性粒子的等离子体羽, 实现了等离子体产生区和应用区的分离, 从而在多个领域具有重要的应用前景. 前人研究已经发现, 氩气APPJ根据实验参数的不同可以工作于定向流光模式或连续放电模式. 关于氩气APPJ是否存在连续放电模式, 尚不清楚. 基于此, 本文利用正弦电压激励针-板电极结构的氩气APPJ, 通过改变放电功率和气隙宽度, 观察到氩气APPJ存在3种运行模式: 定向流光模式、过渡模式和连续放电模式. 当放电功率增加或气隙宽度减小时, 氩气APPJ从定向流光模式, 经历过渡模式, 最终发展到连续放电模式. 在连续放电模式下, 利用激光汤姆孙散射法测量了APPJ喷口下游2.0 mm处电子密度和电子温度的时间演化. 结果表明, 电子密度和电子温度在每个电压半周期内呈现周期性变化, 其变化规律同气隙电压的变化趋势一致. 利用发射光谱法, 对激光汤姆孙散射的结果进行了验证. 此外, 本文还利用羟基谱线拟合的方法获得了APPJ喷口下游2.0 mm处等离子体羽的气体温度, 结果表明在误差范围内连续放电模式中气体温度几乎不随时间改变.

**关键词** 等离子体射流, 放电模式, 激光汤姆孙散射, 连续放电模式, 定向流光**PACS:** 52.30.-q, 52.70.-m, 52.70.Kz, 52.38.Bv

## 1 引言

大气压等离子体射流(Atmospheric Pressure Plas-

ma Jet, APPJ)是一种产生大气压非平衡等离子体的重要方式, 它通过工作气体的流动能够在较低的电压下实现气体击穿, 在开放空间中产生长达几个厘米的等

**引用格式:** 武珈存, 孙换霞, 冉俊霞, 等. 大气压氩气射流的放电模式及激光汤姆孙散射诊断研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 225211  
Wu J, Sun H, Ran J, et al. Study on discharge modes and laser Thomson scattering diagnostics of an atmospheric pressure argon jet (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 225211, doi: [10.1360/SSPMA-2025-0076](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0076)

离子体羽<sup>[1-3]</sup>. 等离子体羽中富含大量的活性粒子, 包括电子、离子、紫外光子、亚稳态粒子和自由基等<sup>[4-7]</sup>. 在电场和流场的共同作用下, 这些活性粒子可以被输送到待处理物体表面, 实现等离子体产生区与应用区的空间分离. 因此, APPJ在生物医学<sup>[8,9]</sup>、材料表面改性<sup>[10,11]</sup>、活化水处理<sup>[12,13]</sup>等多个领域展现出广泛的应用前景.

为满足不同应用需求, 研究者们开发了多种工作气体(如氩气、氦气、空气、氮气等)和不同电极结构的APPJ装置<sup>[14-16]</sup>. 对于惰性气体APPJ, Teschke等人<sup>[17]</sup>于2005年通过高速影像技术观察到等离子体羽实际上是由一系列离散的发光层高速移动产生的. 这些发光层称为等离子体子弹(以下简称为子弹), 其传播速度通常介于 $10^3$ – $10^6$  m/s之间<sup>[18,19]</sup>. 研究表明, 等离子体羽中存在沿气流轴线传播的流光(即定向流光), 而流光头对应纳秒时间尺度曝光拍摄的子弹<sup>[20,21]</sup>. 在大多数情况下, APPJ运行在定向流光模式. 该模式下, 发光集中在流光头附近且沿着气流轴线向下游传播.

光学诊断是研究等离子体特性的常用手段<sup>[22,23]</sup>. 激光汤姆孙散射是诊断等离子体参数的重要方法. 首先, 将探测激光束入射到待测等离子体中, 通过测量散射光的频率和强度, 可以获得电子温度( $T_e$ )和电子密度( $n_e$ )<sup>[24,25]</sup>. 该方法可以实现很高的三维时空分辨测量<sup>[24]</sup>. Wu等人<sup>[25]</sup>研究了脉冲激励氦气APPJ, 发现在定向流光模式时喷嘴附近 $n_e$ 呈现环形分布. 相较于氦气APPJ, 利用激光汤姆孙散射法测量氩气APPJ的 $T_e$ 和 $n_e$ 面临更大的挑战. 这主要源于两方面原因: (1) 氩气的电离能较高(15.76 eV), 导致等离子体 $n_e$ 较低, 使得激光汤姆孙散射信号相对较弱; (2) 氩气中重粒子(氩原子)会导致各种散射信号的重叠, 从而降低测量的准确性<sup>[26]</sup>. 即便如此, Hübner等人<sup>[27]</sup>研究了脉冲激励氩气APPJ定向流光模式时流光头部的 $n_e$ , 发现它呈现蘑菇状二维空间分布. 氩气定向流光中 $n_e$ 和 $T_e$ 沿气流方向均呈现下降趋势<sup>[27]</sup>.

事实上, 除了定向流光模式, Walsh等人<sup>[28]</sup>研究发现, 随着外加电压幅值的增加, 氦气APPJ可以从定向流光模式转变为连续放电模式. 在连续放电模式中, 放电的发光区域不再局限于流光的头部, 而是等离子体羽的各个部分几乎同时发光. 除了电压幅值外, 电极极性和APPJ喷嘴与下游平板电极间的距离也对氦气APPJ运行模式产生影响. 研究发现, 正极性脉冲激励的氦气APPJ

运行在定向流光模式, 而负极性脉冲激励的APPJ运行在连续放电模式<sup>[29]</sup>. 此外, 当APPJ喷嘴与平板电极间距离较大时, 氦气APPJ运行在定向流光模式; 随着距离减小, APPJ会逐渐转变为连续放电模式<sup>[30]</sup>.

以上连续放电模式均采用氦气作为工作气体, 对于更经济的氩气是否可以实现连续放电模式, 尚不清楚. 基于此, 本文选用氩气作为工作气体, 利用正弦电压激励针-板电极结构的APPJ, 通过改变实验参数, 观察到APPJ存在3种运行模式(定向流光模式、过渡模式和连续放电模式). 通过激光汤姆孙散射法测量了连续放电模式的等离子体参数.

## 2 实验装置

### 2.1 APPJ实验系统

图1(a)展示了APPJ装置示意图. 一根钨针(直径为1.0 mm, 针尖半径为0.3 mm)作为高压电极插入到一个内径为3.0 mm的石英管轴心位置. 钨针的尖端与石英管末端(APPJ喷嘴)平齐, 与一个正弦电源(Suman CTP-2000K)的高压输出端相连, 电源输出频率为50 kHz的正弦电压. 在APPJ喷嘴下游1.0 cm处放置了一个直径为8.0 cm的铜板作为接地电极, 同时将APPJ固定在一个具备 $x$ ,  $y$ ,  $z$ 三方向精密调节功能的三维位移平台上. 利用流量计(Sevenstar CS200A)控制APPJ的氩气(纯度为99.999%)流量为0.9 L/min. 分别通过高压探头(Nanrui NRV-60)、电流环(Pearson 8600)和光电倍增管(PMT) (ET 9130/100B)探测两电极之间的电压(称为气隙电压)、放电电流和发光信号, 并利用数字示波器(Tektronix DPO4104)显示并记录其波形. 此外, 利用单反相机(Canon EOS 5D)拍摄长曝光时间下的放电图像, 利用曝光时间为20 ns的增强型电荷耦合装置(ICCD) (Andor DH334)研究放电的时间演化过程<sup>[31]</sup>. 放电的发光信号经过透镜聚焦后, 通过光纤(PI LG-445-020-1)传输到配备ICCD (PI MAX 4)的光谱仪(AC-TON SP2750)中, 以获得APPJ的发射光谱.

### 2.2 激光汤姆孙散射系统

当一束激光照射到等离子体时, 会发生各种散射现象, 可以分为汤姆孙散射、瑞利散射和拉曼散射. 其中, 空间中的自由电子与入射光子之间发生的散射现象称为汤姆孙散射<sup>[32]</sup>. 激光汤姆孙散射系统装置示

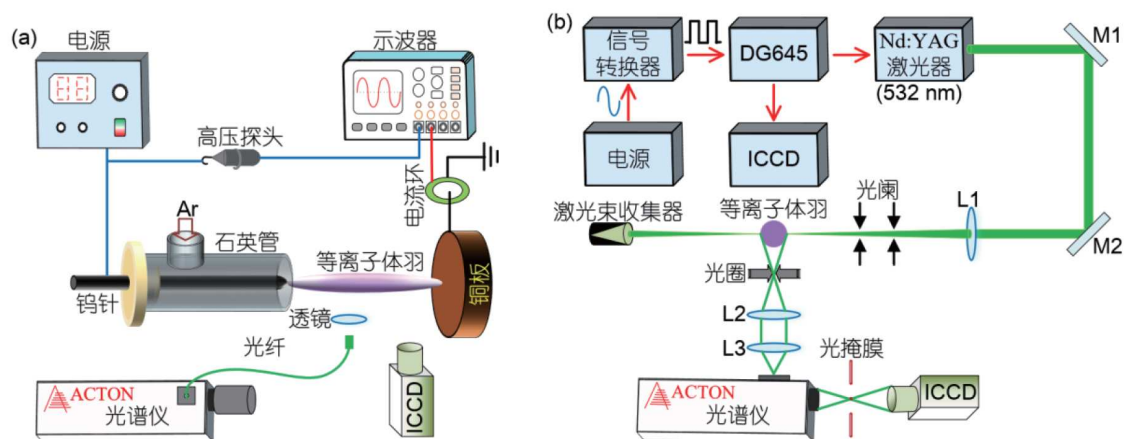


图 1 (网络版彩图)实验装置(a)和激光汤姆孙散射系统(b)示意图. L1是平凸透镜, L2和L3是消色差透镜, M1和M2是反射镜  
Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the experimental setup (a) and the laser Thomson scattering system (b). L1 is a planoconvex lens, L2 and L3 are achromatic lenses, and M1 and M2 are reflector mirrors.

意图如图1(b)所示. Nd:YAG激光器(Nimma 900)产生波长为532 nm的激光束, 其半高全宽为9.0 ns, 重复频率为10 Hz, 能量为120 mJ. 经过两个反射镜改变传播方向后, 利用焦距为1 m的透镜将激光聚焦到等离子体区域. 在垂直于激光束的方向上, 通过两个消色差透镜将散射光收集到光谱仪(ACTON SP2750)中的入口狭缝中. 经过2400刻线的光栅分光后, 不同波长的散射光被聚焦在光谱仪出口焦平面的不同位置. 测量拉曼和汤姆孙散射信号时, 在单色仪出口的焦平面上放置掩膜(宽度为4.0 mm), 用于滤除瑞利散射信号和杂散光<sup>[25,32]</sup>. 在出口的后端, 利用配有聚焦镜头的ICCD (PI MAX4)可以捕获到焦平面上的散射光.

由于放电驱动频率为50 kHz, 而激光器的重复频率为10 Hz. 因此, 在测量拉曼和汤姆孙散射信号时, 需要将ICCD与激光器的触发同放电系统进行同步. 同步方法简述如下. 利用自制信号转换器将50 kHz的正弦信号转换为与之同步的晶体管逻辑(TTL)信号. 利用TTL信号触发数字延迟脉冲发生器(Stanford DG645), 产生10 Hz的脉冲信号, 进一步触发ICCD和激光器. 通过调整发生器的时间延迟, 可以利用ICCD获得放电不同时刻的激光散射信号. ICCD的门宽设置为100 ns, 以减少放电时间抖动的影响.

### 3 结果与讨论

当正弦电压高于击穿阈值时, 在APPJ下游产生了

稳定的等离子体羽. 图2给出了利用单反相机在不同放电功率( $P$ )和放电间隙( $d$ )下拍摄的放电图像, 其中 $P$ 通过气隙电压( $u(t)$ )和放电电流( $i(t)$ )乘积的周期平均来得到:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \times i(t) dt, \quad (1)$$

式中 $T$ 为电压周期. 从图2可以看出, 当 $P$ 较低(3.0 W)且 $d$ 较长(20 mm)时, 在APPJ下游产生了一个圆锥状的羽流(图2(a)), 它包含中心的亮丝和围绕其周围的晕, 所以也称为丝加晕形羽<sup>[33]</sup>. 当增加 $P$ 并减小 $d$ 时, 羽流形成桥接两电极的一个细丝(丝状羽), 如图2(b)所示. 丝状羽在铜板电极上横向扩展为一个圆盘. 圆盘的面积随着 $P$ 的增加而增大(图2(c)), 但 $d$ 对圆盘的面积影响不大(图2(d)).

图3展示了与图2对应的气隙电压、放电电流和光信号的波形. 为了方便后续描述, 将电压正、负半周期的放电分别称为正放电( $D_p$ )和负放电( $D_n$ ). 图3(a)是丝加晕形羽的波形, 由于等离子体未到达铜板电极, 所以经过铜板电极的放电电流几乎可以忽略. 通过发光信号波形可以看出, 在每个电压半周期存在一个光信号脉冲, 一个电压周期存在一个 $D_p$ 和一个 $D_n$ . 图3(b)–(d)是丝状羽的波形. 可以看出, 气隙电压波形在放电开始后发生了畸变, 偏离了理想的正弦波形. 增加 $P$ 或减小 $d$ , 每个电压半周期内仍仅有一个 $D_p$ 或 $D_n$ , 但在这种情况下,  $D_p$ 和 $D_n$ 均由脉冲阶段和驼峰阶段两部分构成, 如图3(b)所示. 随着 $P$ 的进一步增加(图3(c)), 或 $d$ 的

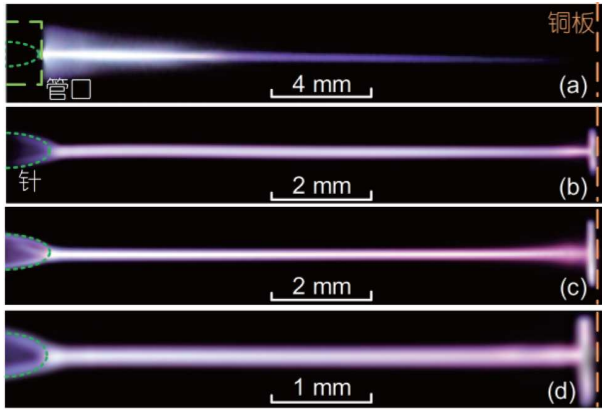


图 2 (网络版彩图)不同实验参数条件下的放电图像. (a)  $P = 3.0 \text{ W}$ ,  $d = 20 \text{ mm}$ ; (b)  $P = 8.0 \text{ W}$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ ; (c)  $P = 32.0 \text{ W}$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ ; (d)  $P = 8.0 \text{ W}$ ,  $d = 5 \text{ mm}$ . 曝光时间为  $0.1 \text{ s}$

**Figure 2** (Color online) Discharge images under different experimental conditions. (a)  $P = 3.0 \text{ W}$ ,  $d = 20 \text{ mm}$ ; (b)  $P = 8.0 \text{ W}$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ ; (c)  $P = 32.0 \text{ W}$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ ; (d)  $P = 8.0 \text{ W}$ ,  $d = 5 \text{ mm}$ . Exposure time is  $0.1 \text{ s}$ .

进一步减小(图3(d)), 脉冲阶段的峰值强度减弱, 而驼峰阶段的峰值强度增加.

利用曝光时间为  $20 \text{ ns}$  的 ICCD 对两种形貌等离子体羽流的时间演化过程进行了研究. 需要指出的是, 为了获得清晰的图像, 在拍摄时对不同时刻 ICCD 的增益进行了调整. 对于丝加晕形羽(图4(a)), 在  $2.2 \mu\text{s}$  时放电首先在针尖附近产生, 随后等离子体沿气流方向扩展.  $2.4 \mu\text{s}$  时呈现为一个长矛状等离子体<sup>[34]</sup>. 接着 ( $2.5 \mu\text{s}$ ), 一个等离子体子弹从长矛状等离子体中分离出来, 并随着时间的流逝沿直线向瞬时阴极(铜板电极)传播 ( $2.8 \mu\text{s}$ ). 以上结果表明放电运行在定向流光模式下. 在  $3.3 \mu\text{s}$  时, 定向流光的等离子体子弹到达了丝状羽的尾部. 此后, 放电逐渐变暗并消失. 当外加电压的极性发生反转后, 在  $13.6 \mu\text{s}$  时放电再次在针尖附近产生. 随后, 放电体积持续增加 ( $13.7$  和  $13.9 \mu\text{s}$ ), 并进而转化为负流光沿直线向瞬时阳极(铜板电极)移动. 通过和正流光对比可以发现, 负流光具有更大的直径. 在  $14.1 \mu\text{s}$  时, 负流光与针尖附近放电之间形成了一个暗区. 此后, 负流光继续沿直线向瞬时阳极(铜板电极)移动, 在  $14.8 \mu\text{s}$  时到达传播的最远距离并熄灭. 通过与长

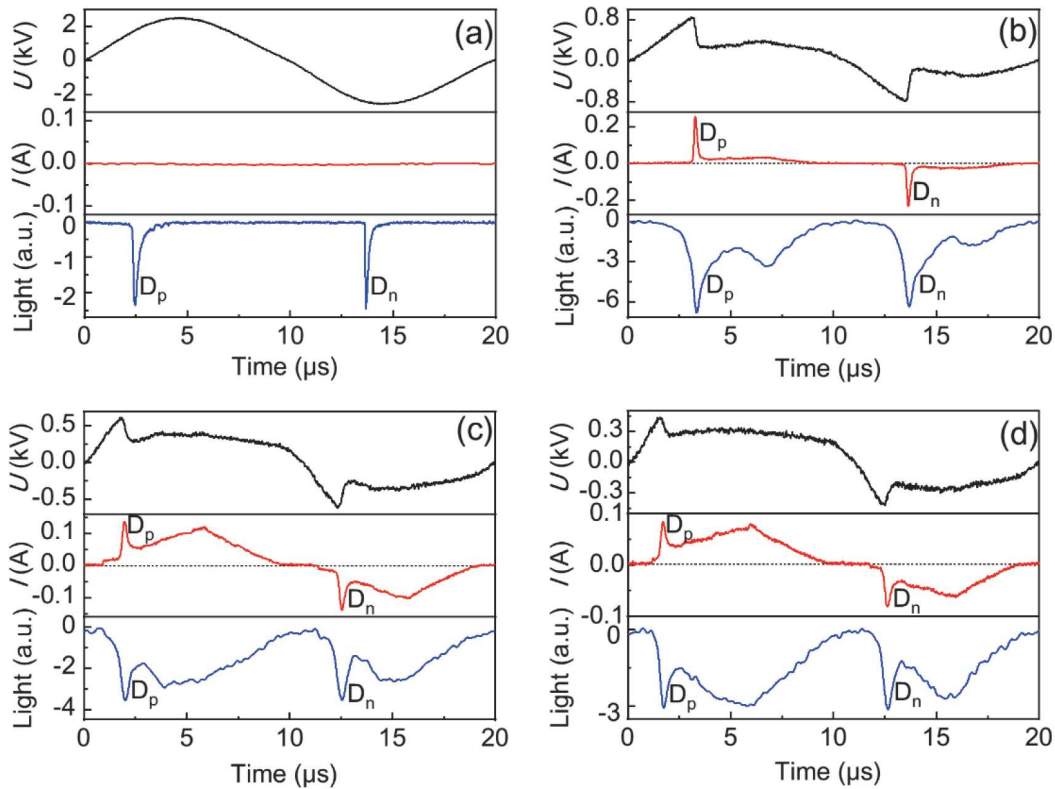


图 3 (网络版彩图)不同实验参数条件下外加电压、放电电流和发光信号的波形. (a)–(d) 分别对应图2(a)–(d)

**Figure 3** (Color online) Waveforms of applied voltage, discharge current, and light emission signal under different experimental parameters conditions. (a)–(d) correspond to Figure 2(a)–(d), respectively.

曝光图片对比, 可以发现 $D_p$ 对应着羽流的“丝”, 而 $D_n$ 对应着“晕”. 总之, 在 $P$ 较低且 $d$ 较大的实验条件下等离子体羽表现为丝加晕形结构, 此时无论是 $D_p$ 还是 $D_n$ 均运行在定向流光模式.

图4(b)给出了 $P$ 较低(8.0 W)且 $d$ 较长(10 mm)时丝状羽的时空演化. 对于 $D_p$ , 与丝加晕形羽类似, 放电首先在针尖附近产生(1.5  $\mu$ s), 随后以定向流光(等离子体子弹)的形式沿直线向下游(瞬时阴极方向)传播(2.0和2.5  $\mu$ s). 与丝加晕形羽的时空演化不同的是, 除了针尖附近的放电, 还能在铜板电极附近观察到一个局部放电. 随着时间的流逝, 子弹会与铜板电极附近的放电合并形成一个桥接两电极的放电柱(3.3  $\mu$ s). 放电柱的形成意味着放电运行在连续放电模式. 也就是说, 放电从定向流光模式转变为连续放电模式. 在9.5  $\mu$ s后, 整个放电柱逐渐变暗, 直至电压不足以维持放电时, 放电熄灭. 对于 $D_n$ , 放电也是首先从针尖附近产生(11.4  $\mu$ s). 之后(11.9和12.4  $\mu$ s), 放电以负流光的形式沿

直线向瞬时阳极(铜板电极)传播. 随着负流光靠近铜板电极, 在铜板电极附近产生了一个局部放电(12.4  $\mu$ s). 当负流光到达铜板电极附近时, 它会与铜板电极附近的局部放电合并, 形成一个放电柱(13.6  $\mu$ s). 这个放电柱与两个电极相连, 它的形成意味着 $D_n$ 也从定向流光模式过渡为连续放电模式. 在18.8  $\mu$ s后连续放电逐渐熄灭. 总之, 当 $P$ 较小且 $d$ 较大时, 放电存在从定向流光模式向连续放电模式过渡的过程.

图4(c)给出了 $P$ 较大(32.0 W)时丝状羽的时间演化过程. 从图中可以看出, 无论是 $D_p$ 还是 $D_n$ , 当放电开始后各个位置几乎同时出现放电, 所以任意时刻放电始终处于连续放电模式. 此外, 实验还发现即使当 $P$ 较低时如果 $d$ 也较小(比如5.0 mm), 放电也始终处于连续放电模式. 因此, 随着实验参数条件的改变, APPJ存在3种放电模式, 分别为定向流光模式、过渡模式和连续放电模式. 对于连续放电模式, 在阴极附近 $D_p$ 存在横向扩展. 这是由于放电柱中大量的正离子向瞬时阴极

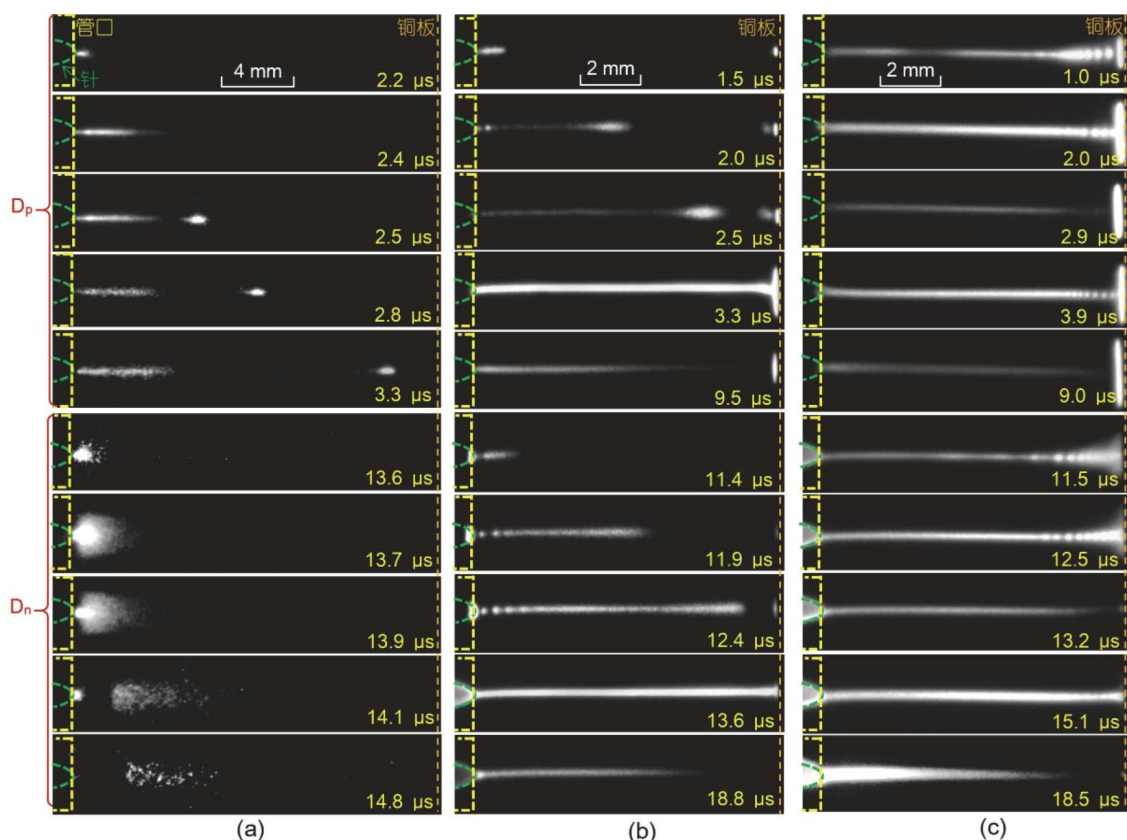


图 4 (网络版彩图)曝光时间为20 ns的ICCD获得的等离子体羽演化过程. (a)–(c)分别对应图2(a)–(c)

Figure 4 (Color online) Plasma plume evolution process obtained with ICCD at an exposure time of 20 ns. (a)–(c) correspond to Figure 2(a)–(c), respectively.

(铜板电极)迁移, 其中一部分在铜板电极附近积累. 这些累积在铜板电极附近的正离子诱导了一个与铜板电极平行的电场, 导致放电在铜板电极上横向扩展.

如引言所述, 对于连续模式下氩气APPJ等离子体参数的时空分布鲜有报道. 基于此, 我们利用激光汤姆孙散射法测量了氩气APPJ连续模式的等离子体参数. 首先, 在没有放电的情况下测量了环境空气中的拉曼散射光谱, 如图5(a)所示, 该光谱是2000次激光照射的累积结果. 拉曼散射可用于校准汤姆孙散射的强度, 通过将实验测得的拉曼光谱与利用Matlab©软件编写程序模拟的拉曼光谱进行拟合(如图5(a)), 可以获得一个用于模拟汤姆孙散射信号的校准常数. 在拟合过程中, 压强为760 Torr (1 Torr=133.322 Pa), 温度为300 K. 气体成分为N<sub>2</sub> (78%) and O<sub>2</sub> (21%). 图5(b)给出了连续放电

模式时测得的激光汤姆孙散射光谱, 激光照射累积次数为6000次, 延迟时间为3.3  $\mu$ s, 测量位置在距离针尖2.0 mm处. 通过拟合激光汤姆孙散射光谱(图5(b)), 可以分别从谱线的半高全宽和强度中获得等离子体羽的 $T_e$ 和 $n_e$ [35].

通过调整激光器的延迟时间, 利用激光汤姆孙散射法测量了D<sub>p</sub>中 $n_e$ 和 $T_e$ 的时间演化, 结果如图6(a)所示. 在开始放电时(约1.0  $\mu$ s时),  $n_e$ 和 $T_e$ 随时间增加, 并在2.0  $\mu$ s时左右到达第一个峰值. 约2.5  $\mu$ s时 $n_e$ 和 $T_e$ 迅速下降至一个最小值. 之后, 随着气隙电压的缓慢增加,  $n_e$ 和 $T_e$ 再次达到第二个峰值. 与第一个峰值相比, 第二个峰值的数值略小, 且变化更加平稳. 之后,  $n_e$ 和 $T_e$ 会经历一个再次下降. 通过与气隙电压波形比较, 可以发现,  $n_e$ 和 $T_e$ 的变化趋势与气隙电压的变化趋势几乎一

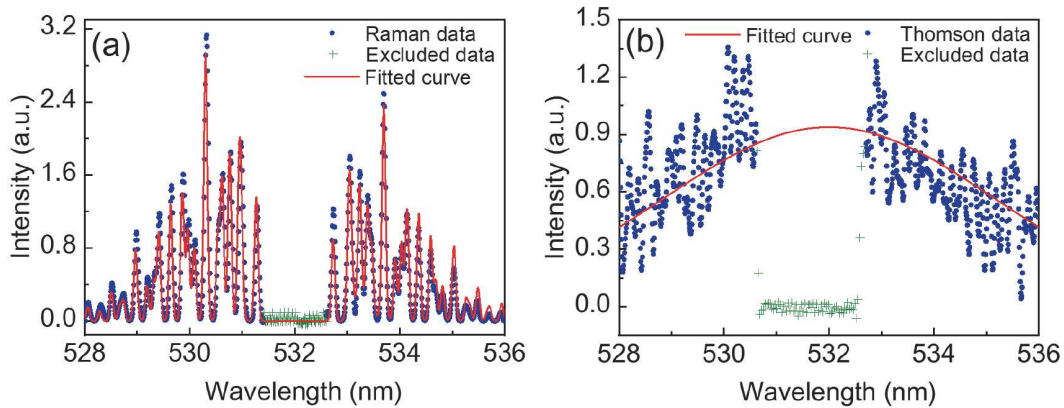


图 5 (网络版彩图) (a) 环境空气条件下校准的拉曼散射光谱. (b) 等离子体羽的汤姆孙散射光谱.  $P = 32$  W,  $d = 10$  mm. ICCD 的曝光时间为100 ns, 延迟时间为3.9  $\mu$ s

Figure 5 (Color online) (a) Calibrated Raman scattering spectrum under ambient air conditions. (b) Thomson scattering spectrum of the plasma plume.  $P = 32$  W,  $d = 10$  mm. Exposure time of the ICCD is 100 ns, and delay time is 3.9  $\mu$ s.

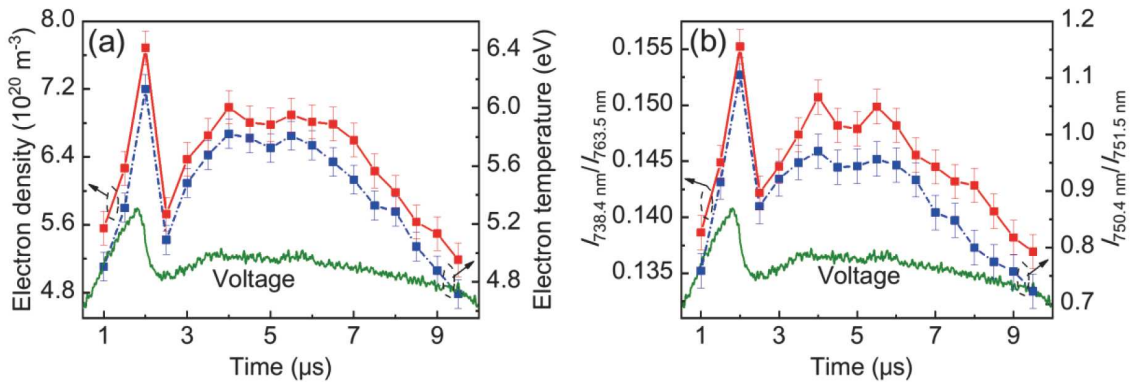


图 6 (网络版彩图)在连续放电模式下, D<sub>p</sub>中 $T_e$ 和 $n_e$  (a)以及谱线强度比(b)的时间演化.  $P = 32$  W,  $d = 10$  mm

Figure 6 (Color online) Temporal evolution of  $T_e$  and  $n_e$  (a), as well as intensity ratios of spectral lines (b) in D<sub>p</sub> under continuous discharge mode.  $P = 32$  W,  $d = 10$  mm.

致, 这意味着连续放电模式中 $n_e$ 和 $T_e$ 的时间演化受到气隙电压的调制. 对以上现象可以分析如下. 假设气隙电压增加, 则放电丝中电场增强. 增强的电场允许电子从电场中获得更多的能量, 即 $T_e$ 会升高. 因此 $T_e$ 呈现与气隙电压相同的趋势. 随着 $T_e$ 的增加, 高能电子可以更积极地参与电离过程<sup>[36,37]</sup>, 导致更多的电子和离子的产生. 因此,  $n_e$ 也增加. 所以, 不论 $T_e$ 还是 $n_e$ 均呈现与气隙电压相同的时间演化趋势. 此外, 大量电子和离子的存在降低了放电丝的阻抗, 使两个电极之间的电阻显著降低(类似于短路). 由于交流电源内阻的分压作用, 放电丝的分担电压显著降低, 致使气隙电压波形严重偏离理想的正弦波形(图3(b)–(d)).

为了验证激光汤姆孙散射法测量结果的有效性, 图6(b)还利用发射光谱法对等离子体羽中 $T_e$ 和 $n_e$ 进行了表征. 图7给出了放电处于连续放电模式时, 在针尖下方2.0 mm处采集的300–900 nm范围内的发射光谱, 用于表征等离子体参数. 光谱主要由氩原子谱线(Ar I)及氮分子的第二正带系谱线( $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ )构成. 利用谱线强度比可以表征 $T_e$ 和 $n_e$ 的变化趋势<sup>[38,39]</sup>. 氩原子谱线738.4和763.5 nm的强度比与 $n_e$ 成正相关, 而750.4和751.5 nm的强度比与 $T_e$ 成正相关<sup>[38,39]</sup>. 图6(b)给出了在连续放电模式下,  $D_p$ 中谱线强度比(738.4–763.5 nm和750.4–751.5 nm)的时间演化. 从图6(b)中可以看出, 这两组谱线强度比具有相似的变化趋势, 并且与激光汤姆孙散射法测量得到的 $n_e$ 和 $T_e$ 的演化规律(图6(a))一致. 此外, 研究还发现在 $D_n$ 中,  $n_e$ 和 $T_e$ 以及谱线强度比(738.4–763.5 nm和750.4–751.5 nm)的时间演化具有相似的变化趋势, 该变化趋势与 $D_p$ 中的一致.

采用 $OH(A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi)$ 转动谱的拟合方法, 能够有效获得等离子体羽的气体温度( $T_g$ )<sup>[40]</sup>. 按照此方法, 图8给出了在连续放电模式下,  $D_p$ 中喷嘴下游2.0 mm处气体温度 $T_g$ 的时间演化. 从图中可以看出, 放电丝的 $T_g$ 较低, 在误差范围内随着时间的流逝,  $T_g$ 几乎不变. 这主要是由于通过碰撞电子的能量主要用于激发和电离气体分子, 而转移给中性粒子的动能几乎可以忽略.

## 4 结论

本文研究了氩气APPJ在不同实验参数下的放电模式及连续放电模式下等离子体参数的时间演化. 结果表明, APPJ存在定向流光模式、过渡模式和连续放

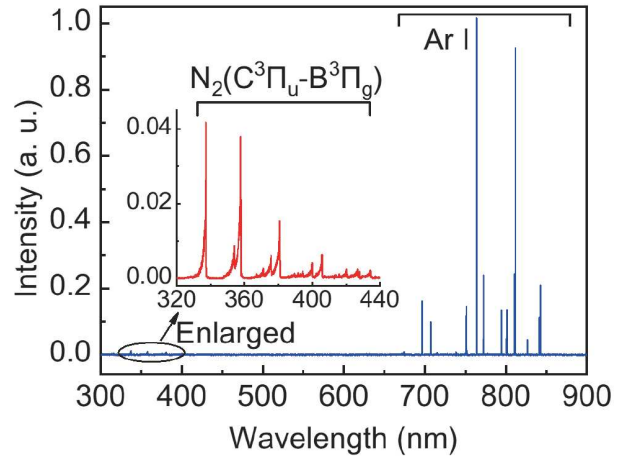


图7 (网络版彩图) 300–900 nm扫描范围内等离子体羽的发射光谱

Figure 7 (Color online) Emission spectrum of the plasma plume within the scanning range of 300–900 nm.

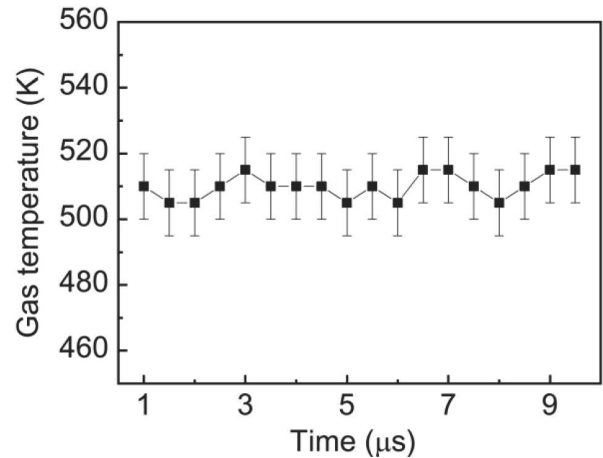


图8 (网络版彩图)在连续放电模式下 $D_p$ 中 $T_g$ 的时间演化.  $P = 32$  W,  $d = 10$  mm

Figure 8 (Color online) Temporal evolution of  $T_g$  in  $D_p$  under continuous discharge mode.  $P = 32$  W,  $d = 10$  mm.

电模式3种放电模式, 且放电模式受 $P$ 和 $d$ 显著影响. 在 $d$ 较大且 $P$ 较低时放电运行在定向流光模式;  $d$ 较小且 $P$ 较高时运行在连续放电模式; 过渡模式发生在中等 $d$ 和中等 $P$ 条件下. 在3种放电模式中, 每个电压周期均对应一个 $D_p$ 和一个 $D_n$ . 在连续放电模式中,  $T_e$ 和 $n_e$ 具有相似的时间演化趋势, 并且与气隙电压的时间变化相似. 进一步通过激光汤姆孙散射法和谱线强度比的对比, 验证了激光汤姆孙散射表征 $T_e$ 和 $n_e$ 的有效性. 此外, 通过拟合 $OH(A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi)$ 的方法获得了 $T_g$ . 研究发现, 在误差允许范围内, 连续放电的 $T_g$ 几乎不随时间改变.

**致谢** 本工作在激光汤姆孙散射系统的搭建及数据分析方法得到了华中科技大学卢新培教授的指导和帮助, 在此致以诚挚的谢意.

## 参考文献

- 1 Lu X P, Jiang Z H, Xiong Q, et al. An 11 cm long atmospheric pressure cold plasma plume for applications of plasma medicine. *Appl Phys Lett*, 2008, 92: 081502
- 2 Chen M, Dong X, Wu K, et al. A large-scale filament-free planar plume generated by an argon plasma jet in a gas-confined barrier discharge geometry. *Appl Phys Lett*, 2024, 124: 214102
- 3 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 [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]
- 4 Xu H M, Zhang W L, Jia P Y, et al. Characteristics and mechanism of moniliform plasma plume in atmospheric argon jet (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 125201 [徐慧敏, 张文良, 贾鹏英, 等. 大气压氩气周期性突起的放电特性及其产生机制研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49: 125201]
- 5 Chen Z Q, Wang W Y, Chen S L, et al. Study of spatiotemporal characteristics of atmospheric-pressure pulsed microwave Ar/N<sub>2</sub> plasma jets (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2024, 54: 235211 [陈兆权, 王伟业, 陈思乐, 等. 大气压脉冲微波Ar/N<sub>2</sub>等离子体射流的时空特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2024, 54: 235211]
- 6 Naidis G V. Production of active species in cold helium-air plasma jets. *Plasma Sour Sci Technol*, 2014, 23: 065014
- 7 Lu X P, Liu D W, Xian Y B, et al. Cold atmospheric-pressure air plasma jet: Physics and opportunities. *Phys Plasmas*, 2021, 28: 100501
- 8 Xiong Z L, Lu X P, Cao Y G. Plasma medicine (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2011, 41: 1279–1298 [熊紫兰, 卢新培, 曹颖光. 等离子体医学. 中国科学: 技术科学, 2011, 41: 1279–1298]
- 9 Fu Y, Kong D, Gu X, et al. Quantitative evaluation of the low-temperature pulsed plasma-wound interaction based on splint model. *Appl Phys Lett*, 2023, 123: 194101
- 10 Jia P Y, Jia H X, Ran J X, et al. Efficient hydrophilicity improvement of titanium surface by plasma jet in micro-hollow cathode discharge geometry. *Chin Phys B*, 2023, 32: 085202
- 11 Wu J, Wu K, Chen J, et al. Influence of air addition on surface modification of polyethylene terephthalate treated by an atmospheric pressure argon plasma brush. *Plasma Sci Technol*, 2021, 23: 085504
- 12 Guo L, Zhao P Y, Huang L L, et al. Significance and current status of plasma-activated water for microbial inactivation (in Chinese). *High Volt Eng*, 2024, 50: 2955–2971 [郭莉, 赵鹏瑜, 黄玲玲, 等. 等离子体活化水用于微生物消杀的意义和现状. 高电压技术, 2024, 50: 2955–2971]
- 13 Liu Z, Wang S, Pang B, et al. A novel designed 3D multi-microhole plasma jet device driven by nanosecond pulse at atmospheric pressure. *Plasma Sour Sci Technol*, 2022, 31: 05LT03
- 14 Lu X, Laroussi M, Puech V. On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets. *Plasma Sour Sci Technol*, 2012, 21: 034005
- 15 Kong D L, He F, Zhu P, et al. Study of large-area atmospheric pressure plasma jet based on coplanar dielectric barrier discharge (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 090009 [孔得霖, 何锋, 朱平, 等. 基于DBD的均匀大面积等离子体射流研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 090009]
- 16 Zhang X M, Wu X M. Time-resolved diagnostic of atmospheric pressure plasma jet with double-ring electrode (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2023, 55: 2928–2937 [张潇漫, 吴雪梅. 双环状电极大气压等离子体射流的时间分辨诊断. 力学学报, 2023, 55: 2928–2937]
- 17 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
- 18 Lu X P, Ostrikov K K. Guided ionization waves: The physics of repeatability. *Appl Phys Rev*, 2018, 5: 031102
- 19 Li X, Lin X, Wu K, et al. Regularly-swelling plumes generated in atmospheric pressure argon plasma jet excited by a biased sinusoidal voltage. *Plasma Sour Sci Technol*, 2019, 28: 055006
- 20 Lu X P, Laroussi M. Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated by submicrosecond voltage pulses. *J Appl Phys*, 2006, 100: 063302

- 21 Gott R P, Xu K G. Time-resolved imaging and spectroscopy of atmospheric pressure plasma bullet propagation and RONS production. [J Phys D-Appl Phys](#), 2020, 53: 315201
- 22 Viegas P, Slikboer E, Bonaventura Z, et al. Physics of plasma jets and interaction with surfaces: Review on modelling and experiments. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2022, 31: 053001
- 23 Engeln R, Klarenaar B, Guaitella O. Foundations of optical diagnostics in low-temperature plasmas. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2020, 29: 063001
- 24 Carbone E, Nijdam S. Thomson scattering on non-equilibrium low density plasmas: Principles, practice and challenges. [Plasma Phys Control Fusion](#), 2015, 57: 014026
- 25 Wu F, Li J Y, Xian Y B, et al. Investigation on the electron density and temperature in a nanosecond pulsed helium plasma jet with Thomson scattering. [Plasma Process Polym](#), 2021, 18: 2100033
- 26 van Gessel A F H, Carbone E A D, Bruggeman P J, et al. Laser scattering on an atmospheric pressure plasma jet: Disentangling Rayleigh, Raman and Thomson scattering. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2012, 21: 015003
- 27 Hübner S, Hofmann S, van Veldhuizen E M, et al. Electron densities and energies of a guided argon streamer in argon and air environments. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2013, 22: 065011
- 28 Walsh J L, Iza F, Janson N B, et al. Three distinct modes in a cold atmospheric pressure plasma jet. [J Phys D-Appl Phys](#), 2010, 43: 075201
- 29 Shao T, Yang W, Zhang C, et al. Temporal evolution of atmosphere pressure plasma jets driven by microsecond pulses with positive and negative polarities. [Europhys Lett](#), 2014, 107: 65004
- 30 Yamada H, Shimizu T, Fujiwara M, et al. Measurements of emission-propagation phenomena in low-energy atmospheric-pressure helium plasma. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2018, 27: 05LT02
- 31 Liu X, Zhang J, He Y, et al. Gliding arc discharge in combination with Cu/Cu<sub>2</sub>O electrocatalysis for ammonia production. [Plasma Sci Technol](#), 2024, 26: 075501
- 32 Lu X P, Wu F, Tan X. Non-equilibrium atmospheric pressure plasma diagnostic: Laser scattering (in Chinese). [High Volt Eng](#), 2021, 47: 3684–3695 [卢新培, 吴帆, 谭笑. 大气压非平衡等离子体诊断: 激光散射. [高电压技术](#), 2021, 47: 3684–3695]
- 33 Li X, Chen J, Lin X, et al. Morphology transition from diffuse to diffuse-and-filamentary for an argon plume with varying sinusoidal frequency or voltage amplitude. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2020, 29: 065015
- 34 Wu J, Jia P, Ran J, et al. Mechanism of snake-like propagation for positive streamers in a meandering plasma plume excited by a positively biased sinusoidal voltage. [Phys Plasmas](#), 2021, 28: 073501
- 35 Li X, Nie L L, Lu X P. Temporal electric field and electron density behavior of a He plasma jet with pulse width closing to pulse duration. [Phys Plasmas](#), 2023, 30: 033510
- 36 Karakas E, Akman M A, Laroussi M. The evolution of atmospheric-pressure low-temperature plasma jets: Jet current measurements. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2012, 21: 034016
- 37 Sands B L, Leiweke R J, Ganguly B N. Spatiotemporally resolved Ar (1s<sub>5</sub>) metastable measurements in a streamer-like He/Ar atmospheric pressure plasma jet. [J Phys D-Appl Phys](#), 2010, 43: 282001
- 38 Zhu X M, Pu Y K. Optical emission spectroscopy in low-temperature plasmas containing argon and nitrogen: Determination of the electron temperature and density by the line-ratio method. [J Phys D-Appl Phys](#), 2010, 43: 403001
- 39 Zhu X M, Pu Y K, Balcon N, et al. Measurement of the electron density in atmospheric-pressure low-temperature argon discharges by line-ratio method of optical emission spectroscopy. [J Phys D-Appl Phys](#), 2009, 42: 142003
- 40 Bruggeman P J, Sadeghi N, Schram D C, et al. Gas temperature determination from rotational lines in non-equilibrium plasmas: A review. [Plasma Sour Sci Technol](#), 2014, 23: 023001

## Study on discharge modes and laser Thomson scattering diagnostics of an atmospheric pressure argon jet

WU Jiacun<sup>1,2</sup>, SUN Huanxia<sup>1,3</sup>, RAN Junxia<sup>4</sup>, LI Jinmao<sup>5</sup>, JIA Pengying<sup>1</sup>,  
SUN Hui<sup>6</sup> & LI Xuechen<sup>4\*</sup>

<sup>1</sup> College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding 071002, China

<sup>2</sup> Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China

<sup>3</sup> Hebei Key Laboratory of Photo-Electricity Information and Materials, Hebei University, Baoding 071002, China

<sup>4</sup> Research Center of Zero-carbon Energy Buildings and Measurement Techniques, Ministry of Education, Baoding 071002, China

<sup>5</sup> School of Electrical and Information Engineering, Heilongjiang University of Technology, Jixi 158100, China

<sup>6</sup> College of Materials and Opto-Electronic Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

\*Corresponding author (email: [plasmalab@126.com](mailto:plasmalab@126.com))

With the ability to achieve separation between the plasma generation area and the application region, the atmospheric pressure argon plasma jet (APPJ) generates a remote plasma plume rich in various active particles in ambient air. Therefore, APPJ has been extensively used in lots of application fields. Previous studies have shown that helium APPJ can operate in either a guided streamer mode or a continuous discharge mode, depending on experimental parameters. However, it is not clear whether the continuous discharge mode exists in an argon APPJ. Aiming to this research status, an argon APPJ with a needle-plate electrode geometry is employed, which is excited by a sinusoidal voltage. With varying discharge power and gap width, three distinct operational modes are observed: the guided streamer mode, the transition mode, and the continuous discharge mode. Results indicate that as discharge power increases or gap width decreases, the argon APPJ undergoes transitions from the guided streamer mode, through the transition mode, and finally to the continuous discharge mode. In addition, temporal evolutions of electron density and electron temperature are determined by laser Thomson scattering for the continuous discharge mode, revealing that both electron density and electron temperature exhibit periodic variations during each voltage half-cycle. The changes in electron density and electron temperature follow the temporal profile of the gap voltage. Moreover, the results of the laser Thomson scattering are verified by the line intensity ratio method obtained from optical emission spectroscopy. Additionally, the gas temperature is obtained by fitting the rotational system band of OH radicals, which keeps almost unchanged over time within an acceptable margin of error.

**plasma jet, discharge modes, laser Thomson scattering, continuous discharge mode, guided streamer**

**PACS:** 52.30.-q, 52.70.-m, 52.70.Kz, 52.38.Bv

**doi:** [10.1360/SSPMA-2025-0076](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0076)