



·脉冲功率技术·

不同电极结构下双通道大气压 He 等离子体射流数值研究*

张彼德, 李万顺, 王冰川

(西华大学 电气与电子信息学院, 成都 610000)

摘 要: 采用二维轴对称流体模型对单电极结构(不锈钢针管)和双电极结构(不锈钢针管-高压环形电极)下同轴双通道进气的大气压氦气等离子体射流进行了对比研究。研究表明:相比于单电极结构,双电极结构下射流的传播速度明显降低,介质管内尤为严重。同时双电极结构下射流的空间结构也发生了显著变化。在单电极结构下,随射流发展由环形中空结构转变为实心圆盘结构;而在双电极结构下则呈现出实心圆盘结构至环形中空结构再至实心圆盘结构的演化过程,改善了射流空间分布的均匀性。此外,还研究了双电极结构下高压环形电极厚度对射流的影响。研究表明,随环形电极厚度的增加,射流的传播速度进一步降低,射流通道径向收缩,同时环形中空结构的射流内径减小,进而改善了射流径向分布的均匀性。

关键词: 等离子体射流; 电极结构; 同轴双通道; 射流结构; 径向分布

中图分类号: O531

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202234.210533

Numerical study of atmospheric pressure He plasma jets with dual-channel inlet under different electrode structures

Zhang Bide, Li Wanshun, Wang Bingchuan

(School of Electrical and Electronic Information, Xihua University, Chengdu 610000, China)

Abstract: An atmospheric pressure helium plasma jet with a coaxial dual-channel inlet under single electrode structure (stainless steel needle tube) and double electrode structure (stainless steel needle tube—high voltage ring electrode) is comparatively studied using a two-dimensional axisymmetric fluid model. The study shows that compared with the single electrode structure, the propagation velocity of the jet decreases significantly under the double electrode structure, and decreases more in the dielectric tube. Meanwhile, the spatial structure of the jet changes significantly under the double electrode structure. Under the single electrode structure, the jet structure changes from a donut-shaped hollow structure to a solid disk-shaped structure with its development; while under the double electrode structure, a transformation process from a solid disk-shaped structure to a donut-shaped hollow structure and then to a solid disk-shaped structure is shown, which improves the uniformity of the jet spatial distribution. The effect of high-voltage ring electrode thickness on jet under the double electrode structure is also investigated. It is shown that as the ring electrode thickness increases, the jet propagation velocity decreases further and the jet channel shrinks radially, and the inner diameter of the jet with the donut-shaped hollow structure decreases, which improves the uniformity of the radial distribution of the jet.

Key words: plasma jet, electrode structure, coaxial dual-channel inlet, jet structure, radial distribution

大气压等离子体射流突破了真空腔的限制,可以在开放环境中产生长达十几厘米的低温等离子体羽^[1]。此外,由于等离子体羽接近室温并富含大量的活性粒子,大气压等离子体射流在环境工程^[2-3]、表面改性^[4-5]、生物医药^[6-7]等诸多领域展现了巨大的应用前景。尤其是在处理对温度敏感的材料表面时,更体现出了其在实际应用中独特的技术优势^[8]。

* 收稿日期:2021-11-29; 修订日期:2022-06-01
联系方式:张彼德, fyhzzx2015@sina.com。

大量研究表明,工作气体进气方式和电极结构均严重影响射流的放电特性^[8-17]。Li等^[9]对氦气等离子体射流与同轴保护气体之间的相互作用进行了实验和数值研究,结果表明,氦气保护气体能显著促进射流传播,而氮气保护气体则随其流量的增加对射流的发展起先促进后抑制的作用。Economou等^[10]数值研究了双电极结构下同轴氦气保护气体对氦气射流的影响,结果表明,氮气保护气体导致等离子体羽在轴向和径向均明显收缩。蒋园园等^[11]对比研究了带绝缘介质的针电极结构和带绝缘介质的针-环电极结构对氦气射流传播的影响,结果表明,接地环形电极的引入促进了介质管内射流的传播,但却抑制了管外射流的传播,导致其射流通道收缩。Yan等^[12]数值研究了双高压电极(针-环)驱动的氦气射流,结果表明,相比于单环电极,双高压电极驱动下射流具有更高的传播速度、更高的物种密度和更大的放电宽度。Qian等^[13-14]曾实验研究了双高压环形电极驱动的氦气射流。Li等^[15]采用二维流体模型研究了针-多环电极配置下等离子体的时空演化,结果表明,介质管外一系列环形电极的极性及其位置对流注的传播至关重要,不仅可以控制流注的传播,还可以调控流注的形状。Wang等^[16]研究了同轴双通道进气的氦气射流,结果表明,工作气体流速不仅易于控制射流长度,还可以调控射流结构,进而改善射流分布的均匀性。综上可知,同轴双通道进气方式便于射流调控,环形电极的引入严重影响射流传播及其空间结构。虽然已有大量的研究以理解等离子体射流的放电特性,但对不同电极结构下双通道进气的等离子体射流的研究仍有不足。本文将在先前研究的基础上^[16],引入一高压环形电极,探讨双高压电极驱动的同轴双通道进气的射流放电特性。研究中利用二维轴对称流体模型,对不锈钢针管电极结构(单电极)和不锈钢针管-高压环形电极结构(双电极)下同轴双通道进气的大气压氦气等离子体射流在氮气环境中的传播进行了模拟研究,并对两种电极结构下的模拟结果进行对比分析。此外,还研究了双电极结构下高压环形电极厚度对射流的影响。

1 模型描述

模拟中使用的两种电极结构示意图如图1(a)和图1(b)所示。图中不锈钢针管(图1(a)中红色区域)内外径分别为1 mm和2 mm,长度为1 mm,其边缘为半椭圆(长半轴为0.5 mm、短半轴为0.25 mm)。介质管(图1中灰色区域)内外径分别为3 mm和7 mm,长度为3 mm,相对介电常数为2。长度为1 mm的高压环形电极内嵌介质管壁,见图1(b),其内壁距介质管内壁0.5 mm,若无特殊说明,其厚度为0.1 mm。幅值为3 kV的直流电压施加在不锈钢针管和环形电极上。需要注意的是:双电极结构下环形电极的嵌入导致介质管壁中形成一个环形空腔,为确保两种电极结构下介质管的一致性,单电极结构下也应如此。同时,为验证这一做法的合理性,本文将首先探讨介质管性质(介质管壁中是否存在环形空腔)对单电极结构下射流放电的影响。

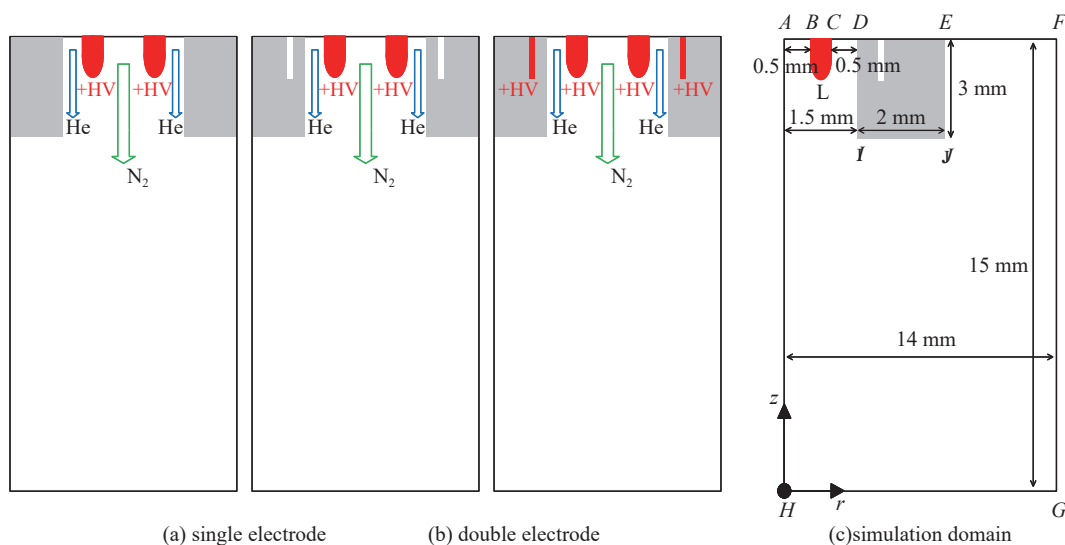


Fig. 1 Structure schematics and simulation domain

图1 结构示意图和模拟区域

1.1 中性气体流体动力学模型

模拟计算区域如图1(c)所示,图中AH是对称轴。氮气和氦气工作气体分别以0.05 m/s和3 m/s的速度分别注入不锈钢针管和管间环形间隙,随后流入环境氮气,对应的雷诺数约为78;表明中性气体处于层流状态。控制方程包括质量连续性方程(式(1)),动量守恒方程(式(2))和对流扩散方程(式(3))

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$-\nabla \cdot [\eta(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) + \nabla p = \mathbf{F} \quad (2)$$

$$-D\nabla^2 c_i + \mathbf{u} \cdot \nabla c_i = 0 \quad (3)$$

式中： ρ 是气体密度（氦气为 0.1625 kg/m^3 ，氮气为 1.25 kg/m^3 ）； \mathbf{u} 是速度矢量； η 是动力粘度（氦气为 $1.94 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ，氮气为 $1.72 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ）； p 是压力； \mathbf{F} 是体积力； D 是扩散系数； c_i 是氮气或氦气的摩尔浓度。边界条件参考自文献 [16] 和 [18]。氮气工作气体在进气口 (AB) 的速度设置为 0.05 m/s ，氦气工作气体在进气口 (CD) 的速度设置为 3 m/s ，环境氮气在进气口 (EF) 的速度设置为 0.03 倍的氦气流速^[16]，即 0.09 m/s 。出口 (FG 和 GH) 压力设置为 $1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ ，气体温度为 300 K 。不锈钢针管和介质管的固体表面采用壁边无滑移边界条件。

1.2 等离子体动力学模型

等离子体模型的控制方程为连续性方程(式(4))，其中粒子流密度由漂移扩散近似表示(式(5))，电子能量守恒方程(式(6))和泊松方程(式(7))

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = \sum_j R_{ij} = S_i \quad (4)$$

$$\mathbf{\Gamma}_i = \text{sgn}(q_i)n_i\mu_i\mathbf{E} - D_i\nabla n_i + n_i\mathbf{u} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(n_e)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{5}{3}\mu_e\mathbf{E}n_e - \frac{5}{3}D_e\nabla n_e \right) = \\ -e\mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{E} - \sum_j \Delta E_j R_{inel,j} - 3\frac{m_e}{M_i}k_b n_e \nu_{en}(T_e - T_g) \end{aligned} \quad (6)$$

$$-\varepsilon_0 \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \Phi) = \varepsilon_0 \nabla \cdot (\varepsilon_r \mathbf{E}) = \sum_j q_j n_j \quad (7)$$

式中：下标 e, i 分别代表电子和第 i 种粒子； n_i 为粒子数密度； $\mathbf{\Gamma}$ 为粒子流密度； S 为粒子源项； q 为电荷； μ 为粒子迁移率； \mathbf{E} 是电场； D 为粒子扩散系数； n_e 是电子数密度； ΔE 和 R_{inel} 分别是非弹性碰撞的能量损失和速率系数； m_e 和 M_i 分别为电子和中性粒子质量； k_b 是玻耳兹曼常数； ν_{en} 为电子与中性粒子的碰撞频率； ε_0 和 ε_r 分别是真空介电常数和介质的相对介电常数， Φ 是电势。在式(7)中电场 $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$ ，并假定电势在对称轴 (AH) 和开放边界处 (AB 、 CD 、 DE 、 EF 、 FG 、 GH) 法线方向上连续，即 $\nabla\Phi = 0$ ，其中接地边界 (FG 、 GH) 处电势 $\Phi = 0$ 。

等离子体模型的边界条件参考自文献 [16] 和 [18]，电子、正离子和中性粒子流密度在固体壁上的边界条件包括以下方程

$$\mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4}n_e \sqrt{\frac{8k_b T_e}{\pi m_e}} - \alpha_s \sum_i \gamma_i (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}) + \alpha'_s \mu_e n_e \mathbf{E} \quad (8)$$

$$\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4}n_i \sqrt{\frac{8k_b T_i}{\pi m_i}} - \alpha_s \mu_i n_i \mathbf{E} \quad (9)$$

$$\mathbf{\Gamma}_m \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4}n_m \sqrt{\frac{8k_b T_g}{\pi m_m}} \quad (10)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{2}n_e \sqrt{\frac{8k_b T_e}{\pi m_e}} - \alpha_s 2k_b T_e \sum_i \gamma_i (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}) \quad (11)$$

式中： e, i, m 和 ε 分别代表电子、离子、亚稳态物质和电子能； \mathbf{n} 为单位法向矢量； γ_i 为正离子撞击固体表面引起的二次电子发射系数，本次模拟中取为 0.01 ^[12]； T_e, T_i 和 T_g 分别为电子、离子和中性气体温度，模拟中取 $T_i = T_g = 300 \text{ K}$ ^[10,12,18]。 α_s 和 α'_s 是 \mathbf{E} 和 \mathbf{n} 点乘的开关函数，定义如下

$$\alpha_s = \begin{cases} 1, (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \geq 0) \\ 0, (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} < 0) \end{cases}, \quad \alpha'_s = \begin{cases} 0, (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \geq 0) \\ 1, (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} < 0) \end{cases} \quad (12)$$

在介质表面上的自洽电势由高斯定理求解^[11]

$$\begin{aligned} (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} &= \sigma_s \\ \frac{d\sigma_s}{dt} &= \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{n} + \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{n} \end{aligned} \quad (13)$$

式中: \mathbf{D}_1 和 \mathbf{D}_2 为介质表面内外两侧的电位移场; σ_s 为介质表面的电荷密度; $\mathbf{J}_i \cdot \mathbf{n}$ 和 $\mathbf{J}_e \cdot \mathbf{n}$ 分别是离子电流密度和电子电流密度在介质表面的法向分量。

值得注意的是, 氦气和氮气混合气体中的电子迁移率是通过 Blanc 公式求解的

$$\frac{1}{\mu_e} = \sum_k \frac{f_k}{\mu_k} \quad (14)$$

式中: μ_e 为混合气体中的电子迁移率; f_k 为第 k 种气体在混合气体中所占的摩尔分数; μ_k 为第 k 种气体中的电子迁移率。

模拟计算中共考虑了 10 种粒子及其之间的 21 种反应, 如表 1 所示。电子输运系数和电子碰撞反应速率均由玻耳兹曼求解器 BOLSIG+求解^[19], 求解中使用的截面数据通过网址^[20] 获得。离子和亚稳态粒子的输运系数由文献 [21] 和 [22] 获得。根据先前的研究^[10], 本模型中采用均匀的背景电离代替光电离。由于在大气压和室温条件下等离子体放电过程的特征时间(ns)远低于中性气体输运过程的特征时间(ms), 因此假设等离子体放电发生在中性气体流动达到稳态后的稳态气体中。在模拟中, 采用 COMSOL Multiphysics[®][23] 对中性气体流体动力学模块和等离子体流体动力学模块分别独立求解^[16-18]。

表 1 模拟中采用的化学反应
Table 1 Chemistry reactions used in the simulation

| index | reaction | rate coefficient | reference |
|-------|--|---|-----------|
| (R1) | $e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}$ | BOLSIG+ | [21] |
| (R2) | $e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}^*$ | BOLSIG+ | [21] |
| (R3) | $e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$ | BOLSIG+ | [21] |
| (R4) | $e + \text{N}_2 \rightarrow 2e + \text{N}_2^+$ | BOLSIG+ | [21] |
| (R5) | $e + \text{N}_2 \rightarrow e + \text{N}_2(\text{c}^3\Pi)$ | BOLSIG+ | [21] |
| (R6) | $\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$ | $1.1 \times 10^{-43} \text{ [m}^6/\text{s]}$ | [22] |
| (R7) | $\text{He}^* + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$ | $2.0 \times 10^{-46} \text{ [m}^6/\text{s]}$ | [22] |
| (R8) | $2\text{He}_2^* \rightarrow \text{He}_2^+ + 2\text{He} + e$ | $1.5 \times 10^{-15} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R9) | $\text{He}_2^* + \text{M} \rightarrow 2\text{He} + \text{M}$ | $1.0 \times 10^4 \text{ [1/s]}$ | [22] |
| (R10) | $2\text{He}^* \rightarrow \text{He}_2^+ + e$ | $1.5 \times 10^{-15} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R11) | $e + \text{He}_2^+ \rightarrow \text{He} + \text{He}^*$ | $8.9 \times 10^{-15} (\text{T}_e/\text{T}_g)^{-1.5} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R12) | $e + \text{N}_2^+ \rightarrow \text{N}_2$ | $4.8 \times 10^{-13} (\text{T}_e/\text{T}_g)^{-0.5} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R13) | $\text{He}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{He}_2^*$ | $1.4 \times 10^{-15} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R14) | $\text{He}^* + \text{N}_2 \rightarrow \text{He} + \text{N}_2^+ + e$ | $5.0 \times 10^{-17} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R15) | $\text{He}_2^* + \text{N}_2 \rightarrow 2\text{He} + \text{N}_2^+ + e$ | $3.0 \times 10^{-17} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R16) | $\text{N}_2^+ + 2\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_4^+ + \text{N}_2$ | $1.9 \times 10^{-41} \text{ [m}^6/\text{s]}$ | [22] |
| (R17) | $\text{N}_2^+ + \text{N}_2 + \text{He} \rightarrow \text{N}_4^+ + \text{He}$ | $5.0 \times 10^{-41} \text{ [m}^6/\text{s]}$ | [22] |
| (R18) | $\text{N}_4^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + 2\text{N}_2$ | $2.5 \times 10^{-21} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R19) | $\text{N}_4^+ + \text{He} \rightarrow \text{He} + \text{N}_2 + \text{N}_2^+$ | $2.5 \times 10^{-21} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [22] |
| (R20) | $e + \text{N}_4^+ \rightarrow 2\text{N}_2$ | $2.0 \times 10^{-12} \text{ [m}^3/\text{s]}$ | [21] |
| (R21) | $\text{N}_2(\text{c}^3\Pi) \rightarrow \text{N}_2 + h\nu$ | $2.45 \times 10^7 \text{ [1/s]}$ | [21] |

Note: In reaction R9, "M" represents background particles He and N₂.

2 结论与分析

2.1 中性气体的传播特性

中性气体流动的模拟结果如图 2 所示, 图 2(a)中白色实线是氦气摩尔分数为 98% 的等高线, 图 2(b)中绿色实线是氮气摩尔分数为 2% 的等高线。从图 2 中可以看出, 当氦气工作气体离开介质管在环境氮气中传播时, 由于对流扩散形成了氦气与氮气混合层, 导致氦气摩尔分数沿轴向和径向均减小。从不锈钢针管注入的氮气工作气体

在中心轴附近形成了另一气体混合层。这将会严重影响两种电极结构下射流放电特性^[10]。

2.2 单电极结构下介质管性质对射流放电的影响

图 3 给出了同一时刻单电极结构下介质管壁中存在和不存在环形空腔时电子密度的空间分布。由图 3 可知, 相比于介质管壁中不存在环形空腔的情况, 介质管壁中存在环形空腔时射流长度明显增加, 介质管出口附近中心轴线处电子密度明显降低, 但射流头部电子密度则明显增加。鉴于介质管壁中是否存在环形空腔对单电极结构下的射流影响较大, 因此在单电极结构下采用与双电极结构一致的介质管较为合理, 其结构示意图见图 1。

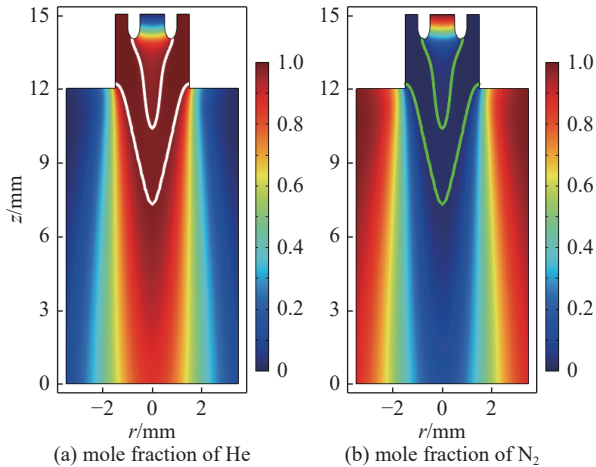


Fig. 2 Calculation results of the neutral gas flow

图 2 中性流场计算结果

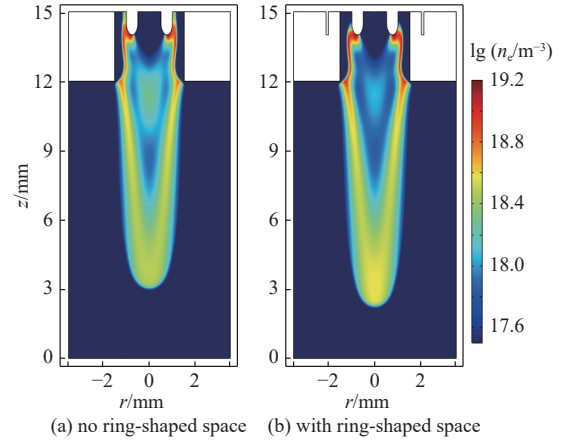


Fig. 3 Spatial profiles of electron density with and without ring-shaped space in the dielectric tube wall under single electrode structure

图 3 单电极结构下介质管壁中存在和不存在环形空腔时电子密度的空间分布

2.3 单电极和双电极结构下射流的放电特性

图 4 为单电极结构和双电极结构下电子密度的时空演化。相比于单电极结构, 双电极结构下射流的传播速度明显降低, 在介质管内这一现象更为突出, 仅为单电极结构下射流传播速度的一半。同时, 双电极结构下射流的空间结构也发生了显著变化, 其空间分布均匀性得到明显改善。单电极结构下射流呈现环形中空结构并沿介质管壁发展, 喷出介质管后逐渐转变为实心圆盘结构; 而双电极结构下射流在介质管内就已呈现实心圆盘结构, 并在介质管出口下方转变为环形中空结构, 随着射流的传播又再次转变为实心圆盘结构。

电场可以预测射流的传播^[24-26]。为了理解两种电极结构下射流传播速度和空间结构的巨大差异, 图 5 给出了单电极和双电极结构下电离波传播至不同轴向位置 ($z=13$ 、 12 、 9 、 6 、 3 mm) 时电场的时空演化, 图 6 给出了对应位置处电场的径向分布。对比图 4 和图 5, 发现单电极和双电极结构下电场的时空演化均与其电子密度的时空演化具有高度一致性。由图 5 可知, 当电离波在介质管内传播时, 单电极结构下的峰值电场是双电极结构下的 2~3 倍; 而当电离波在介质管外传播时, 两种电极结构下的峰值电场差异较小。由于射流的产生和传播是由电场驱动的, 因此介质管内单电极结构下射流的传播速度约是双电极的 2 倍, 而在介质管外两种电极结构下射流的传播速度相差较小。所以两种电极结构下射流传播速度的差异主要是在管内引起的。

由图 6(a) 可知, 单电极结构下峰值电场出现在介质管内壁附近, 而双电极结构下峰值电场则出现在中心轴线附近。因此介质管内射流在单电极结构下呈现环形中空结构, 而在双电极结构下则呈现实心圆盘结构(见图 4)。从图 6(a) 和 6(b) 可以看出, 当电离波在介质管外的环境氮气中传播时, 两种电极结构下的径向电场分布随电离前沿位置有完全不同的变化趋势。在单电极结构下, 其峰值电场随电离波的发展逐渐由远离中心轴线位置过渡到中心轴线上, 因此在图 4(a) 中可以看到射流在介质管外由环形中空结构至实心圆盘结构的时空演化过程; 而在双电极结构下, 其峰值电场则随电离波的发展先由中心轴线位置逐渐远离中心轴线后再逐渐过渡到中心轴线上, 因此在图 4(b) 中可以看到射流在介质管外由实心圆盘结构至环形中空结构再至实心圆盘结构的时空演化过程。从图 6 还可以观察到, 相比于单电极结构, 双电极结构下电场径向收缩, 进而导致其射流通道径向收缩(见图 4(b))。

图 7 给出了单电极和双电极结构下射流传播至轴向位置 $z=3$ mm 时 He^* 、 He^+ 、 $\text{N}_2(\text{c}^3\Pi)$ 和 N_4^+ 四种活性粒子的空间分布。从图 7 可以看出, 两种电极结构下 He^* 、 He^+ 和 $\text{N}_2(\text{c}^3\Pi)$ 粒子分别具有相似的空间结构, 其中双电极结构下 He^* 和 He^+ 的粒子密度在介质管内及管出口附近明显降低, 而 $\text{N}_2(\text{c}^3\Pi)$ 粒子密度则明显增加。值得注意的是: 双电极

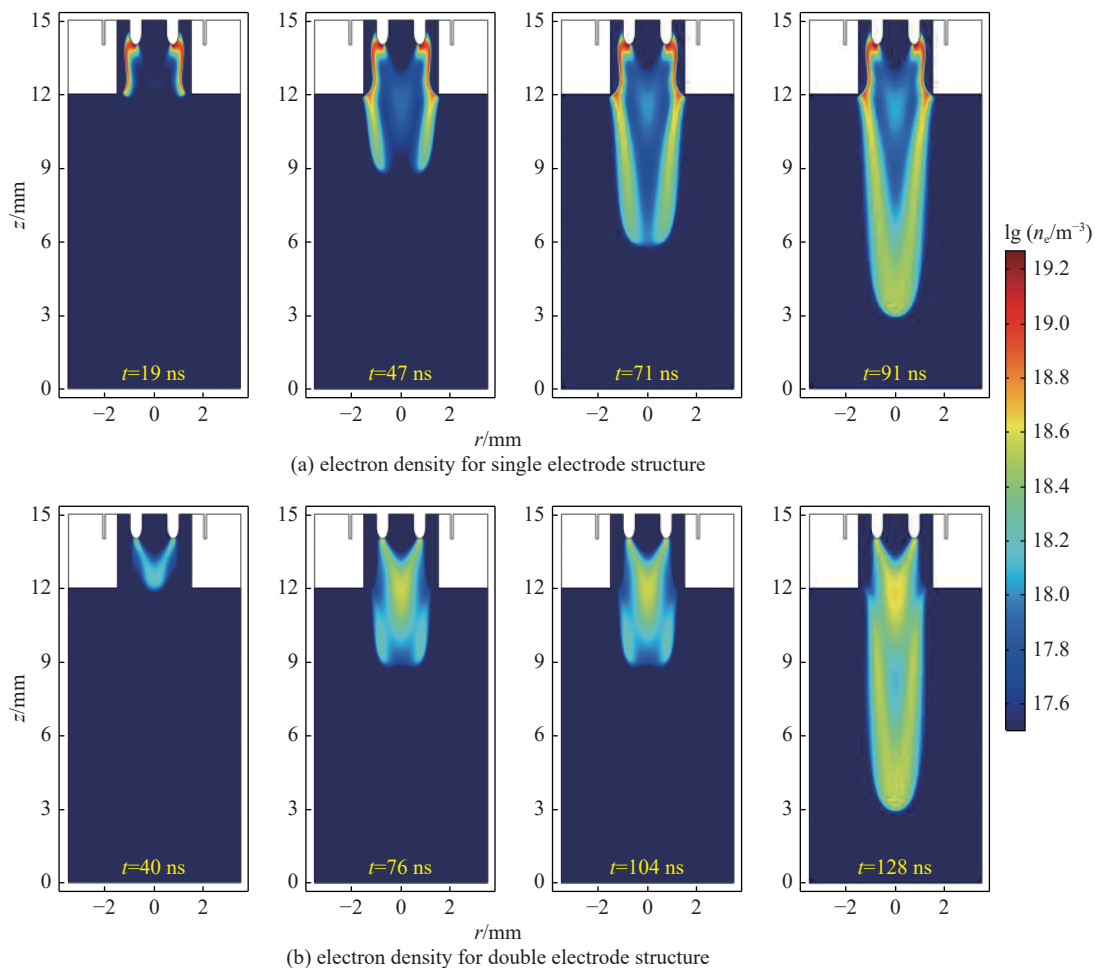


Fig. 4 Spatial profiles of electron density as the jet propagates to different axial positions for single and double electrode structure

图 4 单电极和双电极结构下射流传播至不同轴向位置时电子密度的空间分布

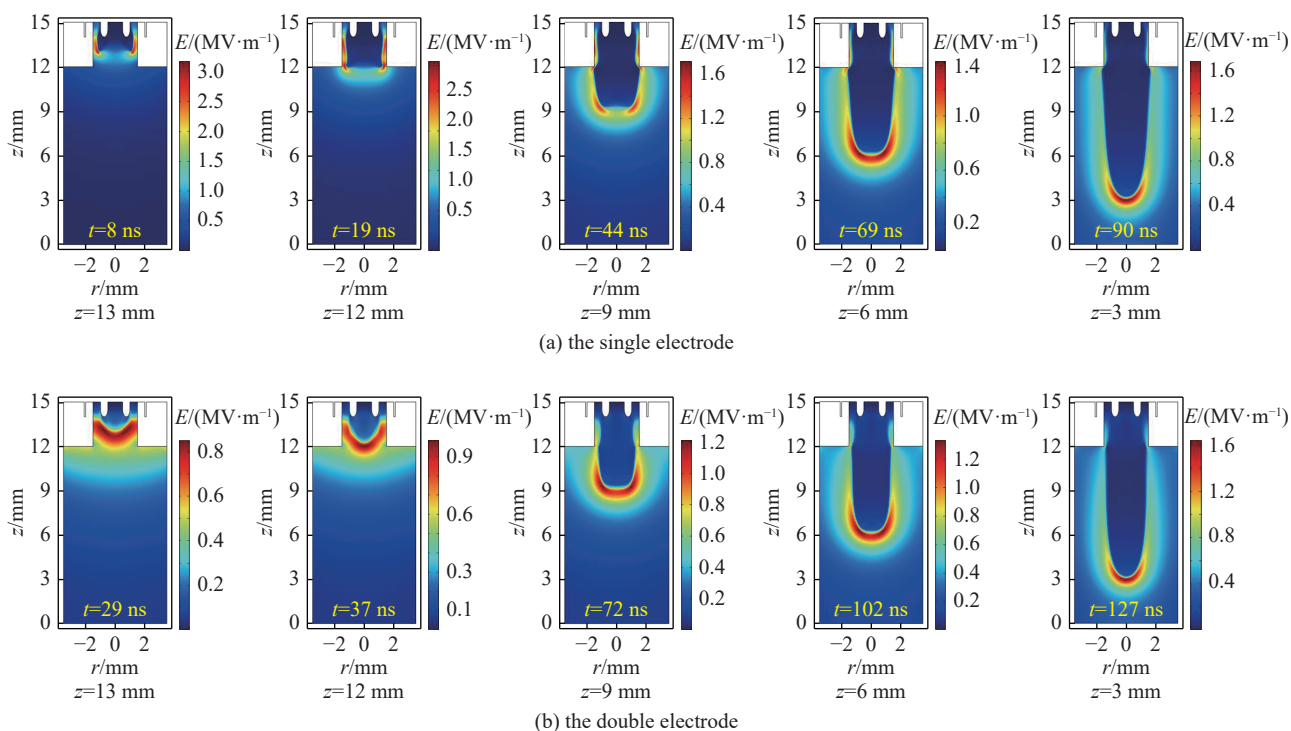
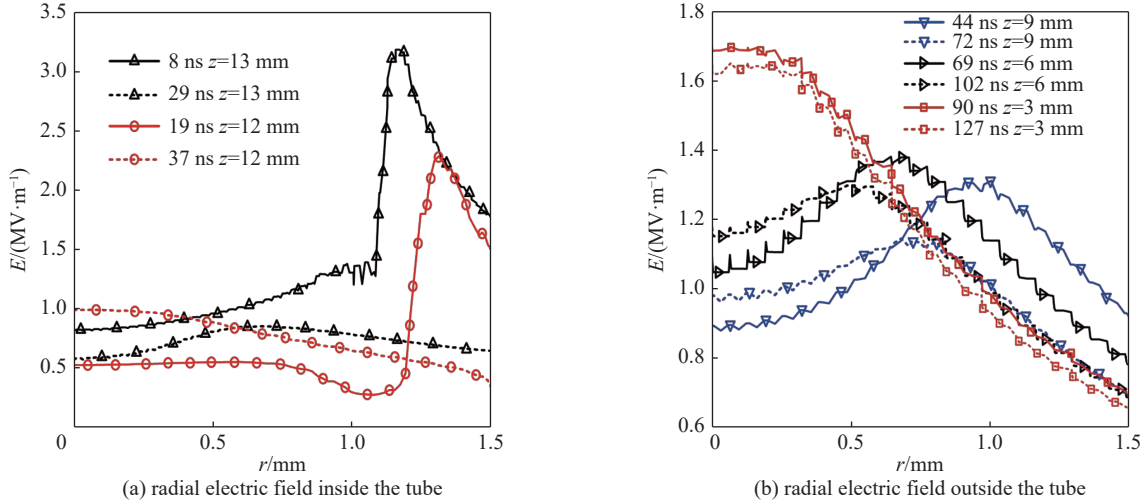


Fig. 5 Spatial profiles of electric field when the ionization wave propagates to different axial positions for single and double electrode structure

图 5 单电极和双电极结构下电离波传播至不同轴向位置时电场的空间分布



Note: solid line: the single electrode structure; dashed line: the double electrode structure

Fig. 6 Radial profiles of electric field in the ionization head when the ionization wave propagates to different axial positions inside and outside the tube for single and double electrode structure

图6 单电极和双电极结构下电离波在管内和管外传播至不同轴向位置时电离头处电场的径向分布

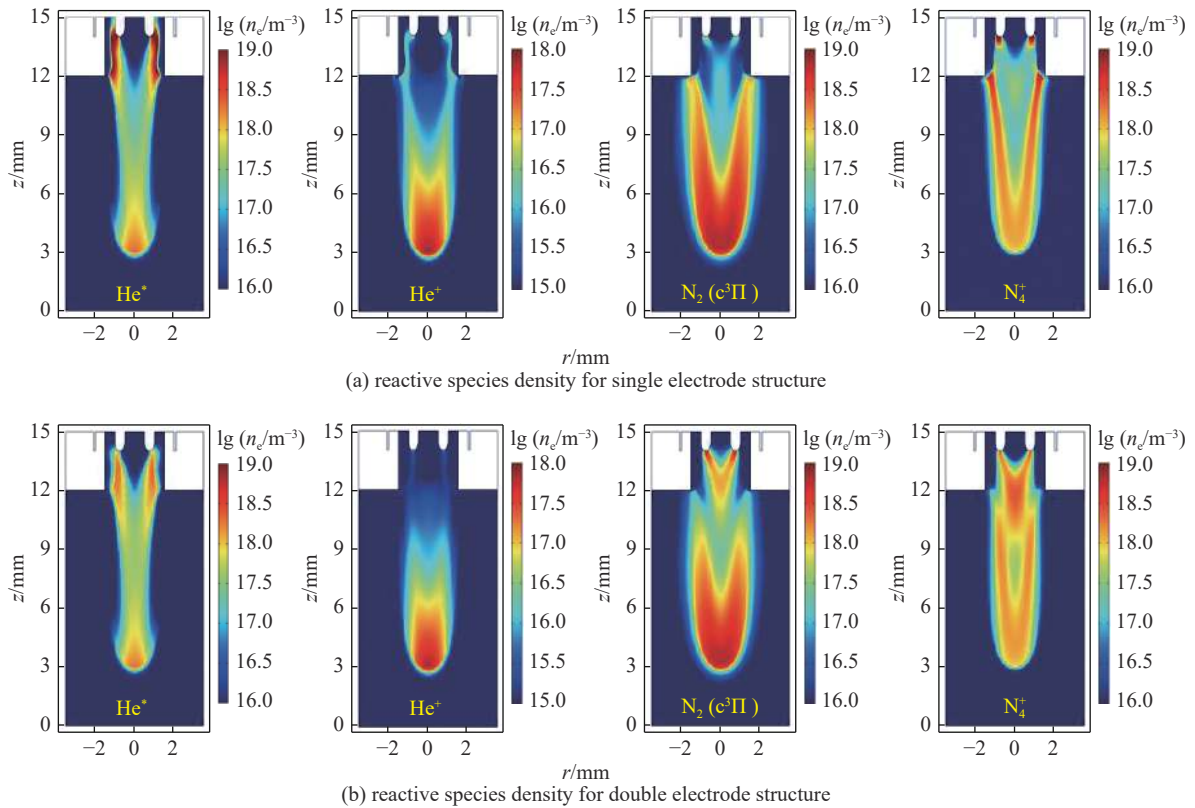


Fig. 7 Spatial profiles of reactive species as the jet propagates to axial position $z=3$ mm for single and double electrode structure

图7 单电极和双电极结构下射流传播至轴向位置 $z=3$ mm 时活性粒子的空间分布

结构下 N_4^+ 离子的空间分布发生了类似于电子空间分布的变化趋势, 这显著改善了 N_4^+ 离子空间分布的均匀性。

2.4 双电极结构下环形电极厚度对射流的影响

为了进一步探讨双电极结构下环形电极对射流放电特性的影响, 图8给出了双电极结构下不同环形电极厚度 ($d=0.1、0.5、1.0$ mm) 时电子密度的空间分布。从图8中可以看出, 环形电极厚度的增大导致射流传播速度降低, 但三种环形电极厚度下射流的空间结构并未发生明显改变。相比于较小环形电极厚度下射流具有两个电子密度较大的区域(一个位于管出口附近, 一个位于射流头部), 而在较大环形电极厚度下仅在射流头部具有较大的电子密度, 且射流通道径向收缩, 环形中空结构的射流内径减小, 进而改善了射流径向分布均匀性。

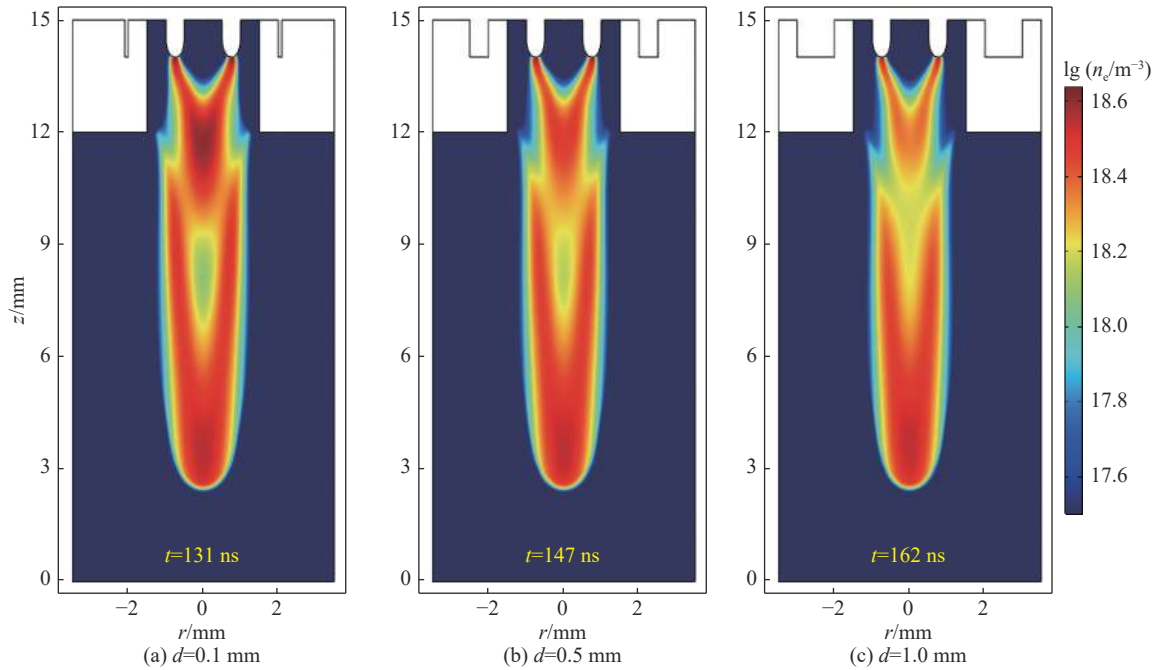


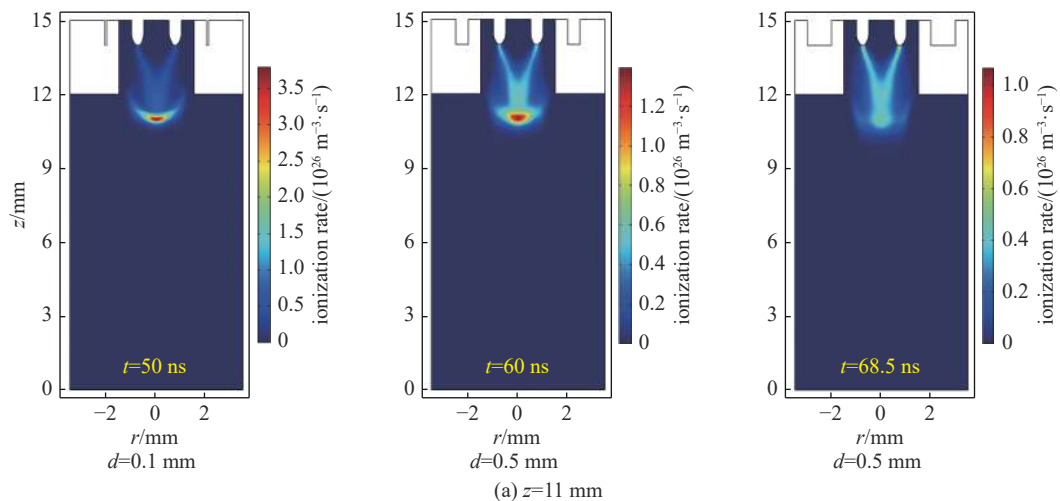
Fig. 8 Spatial profiles of electron density at different ring electrode thicknesses for double electrode structure

图 8 双电极结构下不同环形电极厚度时电子密度的空间分布

电离速率可以预测射流的传播^[18], 图 9 给出了双电极结构不同环形电极厚度下电离波传播至不同轴向位置 ($z=11$ 、8、4 mm) 时电离速率的时空演化, 图 10 给出了对应位置处电离速率的径向分布。从图 9 中可以看出, 随环形电极厚度的增加, 不同轴向位置处电离波前沿的峰值电离速率均不断减小, 进而导致了射流传播速度的降低; 特别是在介质管出口附近, 其峰值电离速率下降更为明显 (见图 9(a) 和 10(a)), 这也直接导致了较大环形电极厚度下管出口附近区域电子密度的明显下降, 最终导致仅在射流头部具有较大的电子密度 (见图 8)。由图 9(b) 和 10(b) 可知, 三种环形电极厚度下的峰值电离速率在此位置处均远离中心轴线, 导致了射流环形中空结构的形成。从图 10(b) 中还可以观察到, 随着环形电极厚度的增加, 峰值电离速率不断减小并向中心轴线移动, 而中心轴线处的电离速率则逐渐增加。这将导致较大环形电极厚度下射流通道径向收缩, 同时环形中空结构的射流内径减小 (见图 8)。由图 9(c) 和 10(c) 可知, 随环形电极厚度的增加, 峰值电离速率下降相对较小, 且其径向分布仅略微收缩, 因此环形电极厚度对远离管出口的射流影响较小。

3 结 论

本文采用二维轴对称流体模型对单电极结构 (不锈钢针管) 和双电极结构 (不锈钢针管-高压环形电极) 下同轴双通道进气的大气压氦气等离子体射流在氮气环境中的传播进行了详细模拟研究。结果表明, 高压环形电极的引入导致其电场径向收缩并减小, 从而导致射流传播速度降低, 射流通道径向收缩, 管内尤为严重。同时, 高压环形



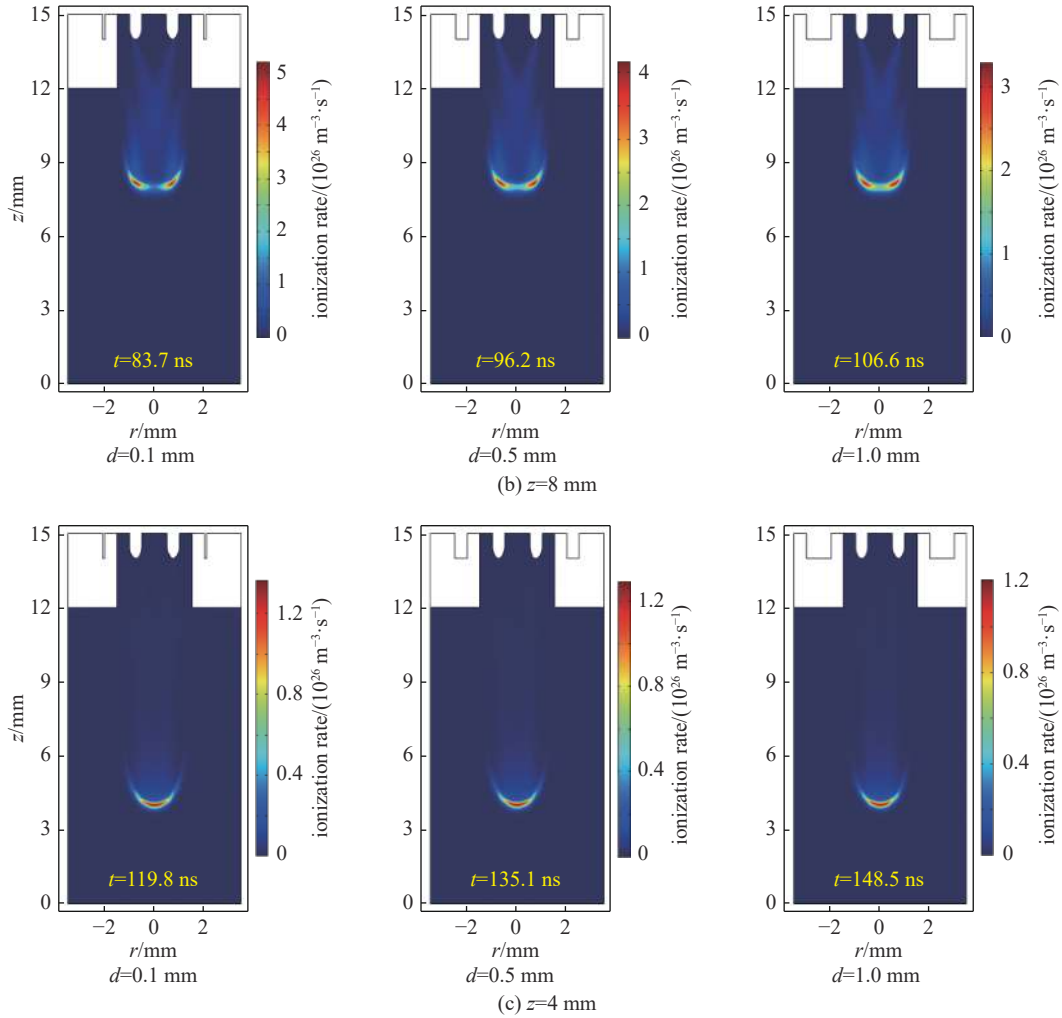


Fig. 9 Spatial profiles of ionization rate when the ionization wave propagates to axial positions $z=11, 8, 4$ mm at different ring electrode thicknesses for double electrode structure

图 9 双电极结构下不同环形电极厚度时电离波传播至轴向位置 $z=11, 8, 4$ mm 时电离速率的空间分布

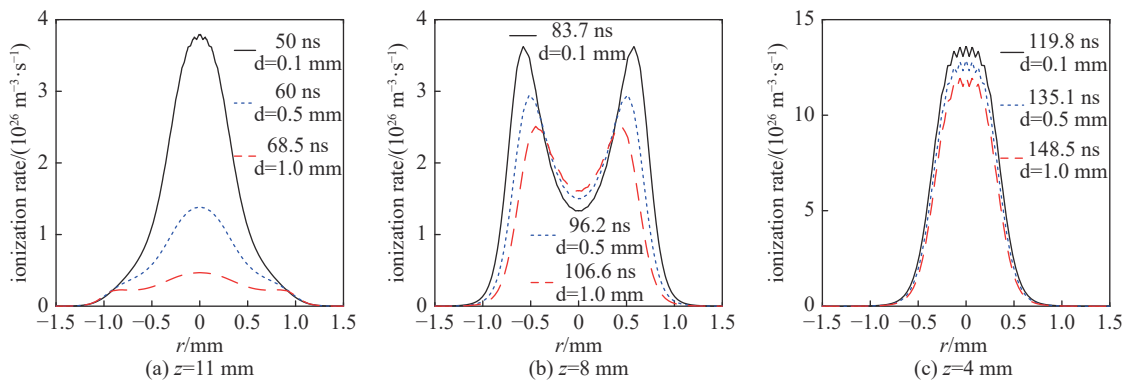


Fig. 10 Radial profiles of ionization rate in the ionization head when the ionization wave propagates to axial positions $z=11, 8, 4$ mm at different ring electrode thicknesses for double electrode structure

图 10 双电极结构下不同环形电极厚度时电离波传播至轴向位置 $z=11, 8, 4$ mm 时电离头处电离速率的径向分布

电极的引入也导致射流的空间结构发生了重大变化, 双电极结构下射流呈现出实心圆盘结构至环形中空结构再至实心圆盘结构演化过程, 射流的整体均匀性得到改善。对双电极结构下不同环形电极厚度的对比研究发现, 随环形电极厚度的增加, 射流的传播速度进一步降低, 射流通径径向收缩, 同时环形中空结构的射流内径减小, 进而改善了射流径向分布均匀性。综上, 电极结构是射流性质的重要影响因素, 深入研究有利于开发更切合实际应用的射流源。

参考文献:

- [1] Mitić S, Philipps J, Hofmann D. Atmospheric pressure plasma jet for liquid spray treatment[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016, 49: 205202.
- [2] Jiang Bo, Zheng Jingtang, Qiu Shi, et al. Review on electrical discharge plasma technology for wastewater remediation[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2014, 236: 348-368.
- [3] Joshi R P, Thagard S M. Streamer-like electrical discharges in water: part II. Environmental applications[J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2013, 33(1): 17-49.
- [4] Fanelli F, Fracassi F. Atmospheric pressure non-equilibrium plasma jet technology: general features, specificities and applications in surface processing of materials[J]. *Surface and Coatings Technology*, 2017, 322: 174-201.
- [5] Penkov O V, Khadem M, Lim W S, et al. A review of recent applications of atmospheric pressure plasma jets for materials processing[J]. *Journal of Coatings Technology and Research*, 2015, 12(2): 225-235.
- [6] Graves D B. Low temperature plasma biomedicine: a tutorial review[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 080901.
- [7] Chen Zhitong, Obenchain R, Wirz R E. Tiny cold atmospheric plasma jet for biomedical applications[J]. *Processes*, 2021, 9: 249.
- [8] Breden D, Miki K, Raja L L. Self-consistent two-dimensional modeling of cold atmospheric-pressure plasma jets/bullets[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2012, 21: 034011.
- [9] Li Jing, Guo Heng, Zhang Xiaofei, et al. Numerical and experimental studies on the interactions between the radio-frequency glow discharge plasma jet and the shielding gas at atmosphere[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 46(8): 2766-2775.
- [10] Lin Peng, Zhang Jiao, Nguyen T, et al. Numerical simulation of an atmospheric pressure plasma jet with coaxial shielding gas[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2021, 54: 075205.
- [11] 蒋园园, 王艳辉, 高彩慧, 等. 不同电极结构下大气压Ar等离子体射流的流体模拟研究[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33: 065011. (Jiang Yuanyuan, Wang Yanhui, Gao Caihui, et al. Numerical study of atmospheric pressure Ar plasma jets under different electrode structures[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2021, 33: 065011)
- [12] Yan Wen, Liu Fucheng, Sang Chaofeng, et al. Two-dimensional numerical study of an atmospheric pressure helium plasma jet with dual-power electrode[J]. *Chinese Physics B*, 2015, 24: 065203.
- [13] Qian Muyang, Ren Chunsheng, Wang Dezhen, et al. Stark broadening measurement of the electron density in an atmospheric pressure argon plasma jet with double-power electrodes[J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107: 063303.
- [14] Qian Muyang, Fan Qianqian, Ren Chunsheng, et al. Dual-power electrodes atmospheric pressure argon plasma jet: effect of driving frequency (60-130 kHz) on discharge characteristics[J]. *Thin Solid Films*, 2012, 521: 265-269.
- [15] Li Jinru, Zhang Jiao, Wang Yanhui, et al. Modeling of plasma streamers guided by multi-ring electrodes in atmospheric pressure plasma jets[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2021, 49(1): 234-243.
- [16] Wang Bingchuan, Li Wanshun, Zhang Bide, et al. Numerical study of discharge characteristics of an atmospheric pressure plasma jet with a coaxial dual-channel inlet[J]. *Journal of Applied Physics*, 2022, 131: 113303.
- [17] Babaeva N Y, Kushner M J. Interaction of multiple atmospheric-pressure micro-plasma jets in small arrays: He/O₂ into humid air[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2014, 23: 015007.
- [18] Qian Muyang, Yang Congying, Liu Sanqiu, et al. A computational modeling study on the helium atmospheric pressure plasma needle discharge[J]. *Chinese Physics B*, 2015, 24: 125202.
- [19] Hagelaar G J M, Pitchford L C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2005, 14: 722-733.
- [20] Napartovich A P, Dyatko N A, Kochetov I V, et al. [DB/OL]. (2021). www.lxcat.net/TRINITI.
- [21] Bourdon A, Darny T, Pechereau F, et al. Numerical and experimental study of the dynamics of a μs helium plasma gun discharge with various amounts of N₂ admixture[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2016, 25: 035002.
- [22] Martens T, Bogaerts A, Brok W J M, et al. The dominant role of impurities in the composition of high pressure noble gas plasmas[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92: 041504.
- [23] COMSOL Multiphysics® v. 5. 4. cn comsol. com. COMSOL AB [CP/DK], Stockholm, Sweden. 2018.
- [24] Yue Y, Ma F, Gong W, et al. Radial constraints and the polarity mechanism of plasma plume[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25: 103510.
- [25] Huang Bangdou, Zhang Cheng, Zhu Wenchao, et al. Ionization waves in nanosecond pulsed atmospheric pressure plasma jets in argon[J]. *High Voltage*, 2021, 6(4): 665-673.
- [26] Huang Bangdou, Zhang Cheng, Adamovich I, et al. Surface ionization wave propagation in the nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge: the influence of dielectric material and pulse repetition rate[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, 29: 044001.