

# 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\*

陈忠琪<sup>1)</sup> 钟安<sup>1)</sup> 戴栋<sup>1)†</sup> 宁文军<sup>2)</sup>

1) (华南理工大学电力学院, 广州 510641)

2) (四川大学电气工程学院, 成都 610065)

(2022年3月8日收到; 2022年4月14日收到修改稿)

在大气压等离子体射流应用中, 环境气体对射流流出物的影响不可忽视, 尤其是在某些对环境粒子高度敏感的特定场景中. 同轴双管式射流装置可用于抑制射流流出物与环境气体之间的相互扩散, 从而控制射流流出物的化学性质. 本文对同轴双管式氦气大气压等离子体射流在不同屏蔽气体流速下的放电特性和化学性质进行了数值仿真研究, 并通过实验光学图像对仿真模型加以验证. 结果表明, 相比于没有屏蔽气体的情况, 在高流速条件下放电得到增强, 而在低流速下放电较弱; 随着流速的增加, 空间中的粒子数均随之增加, 这可以归因于由屏蔽气体流速增加而产生的更宽的主放电通道. 此外, 不同浓度轮廓线上的离子径向通量受到流速的影响也存在很大差异. 本研究进一步揭示了不同的放电位置对氮氧粒子产生的影响, 加深了关于屏蔽气体流速影响等离子体射流放电行为的认识, 并可能为等离子体射流的进一步应用开辟新的机会.

**关键词:** 大气压等离子体射流, 同轴双管式装置, 屏蔽气体, 粒子分布

**PACS:** 52.20.-j, 52.25.Jm, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220421

## 1 引言

大气压等离子体在生物医学、材料处理和环境应用等领域中受到了广泛关注<sup>[1-10]</sup>. 大气压等离子体射流 (atmospheric pressure plasma jet, APPJ) 也因其便捷性、无需真空腔体等优点而备受欢迎<sup>[11-17]</sup>. APPJ 的常见配置是由工作气体 (working gas, WG) 流经介质管, 等离子体在介质管中维持并从管嘴向外延伸一定的距离 (厘米级). 在此过程中, 包含电离态、自由基态和激发态粒子的等离子体羽流与周围空气混合. 这种混合效应会导致许多复杂的化学反应, 产生大量的活性物质. 然而, 在不同的环境

空气条件下, 等离子体处理物品的性能不同且不可控制<sup>[18]</sup>. 为了在完全不同的背景条件下控制活性物质的输出, 研究人员做了大量的尝试性工作. 一种很有发展前景的方法是使用同轴双管式的反应器结构产生气幕以保护工作气体免受周围环境气体的影响<sup>[19,20]</sup>. 这种气幕常被称为屏蔽气体 (shielding gas, SG) 或保护气体, 它不仅有效地抑制环境空气对等离子体羽的影响, 还可以通过改变 SG 的种类、流速等参数以控制射流流出物的成分<sup>[21]</sup>.

在过去十几年中, 研究人员对同轴双管式 APPJ 装置进行了一些实验和数值仿真研究以探索 SG 对射流的影响. 如, Winter 等<sup>[22]</sup> 在实验中使用含有不同  $N_2/O_2$  比率的混合气体作为 SG, 结果表明,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51877086) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ddai@scut.edu.cn

当 SG 为空气 (80% N<sub>2</sub>-20% O<sub>2</sub>) 时, 激发态粒子 He(2<sup>3</sup>S<sub>1</sub>) 的密度达到最大值. Nguyen 等<sup>[23]</sup>发现, 由于 SG 的引入, 两个电介质管之间的次级放电明显减弱, 射流长度、射流温度和放电功率/效率也会受到 SG 种类的影响.

尽管之前的研究中对同轴双管式 APPJ 的传播特性和放电行为进行了一些探索, 但 SG 化学成分对 WG 及射流流出物的影响却很少被提及, 放电空间中粒子的演化也尚未得到细致的描述. 利用 SG 对射流进行更精确的控制, 需要进一步的实验和数值仿真手段以探索同轴双管式 APPJ 流出物的性质.

APPJ 在管外空间中持续放电与空间中的稀有气体浓度有着密不可分的联系, 在传播过程中, 当空气分子与氦原子的比值超过一定值时, 等离子体子弹的传播就会受到抑制<sup>[24,25]</sup>. 前人的研究表明, APPJ 中的电离波会大致沿着 98% 氦气浓度的轮廓线向前传播<sup>[26]</sup>. 而在同轴双管式 APPJ 中, 气体浓度分布会因 SG 的引入而发生变化, 这可能会使得 APPJ 的放电范围受到影响. 因此, 从稀有气体浓度的角度来研究 SG 对 APPJ 的影响对进一步理解射流放电具有重要意义.

本文将主要通过数值仿真研究屏蔽气体 (SG) 流速对同轴双管反应器氦气大气压等离子体射流 (APPJ) 的放电行为和粒子分布的影响, 并利用实验放电光学图像与模型中主放电通道宽度随 SG 流速变化的趋势进行对比以验证模型有效性. 本工作采用氦气作为 WG, 环境气体及 SG 均为空气 (79% N<sub>2</sub>-21% O<sub>2</sub>). 在此基础上, 比较和分析了不同流速下 APPJ 在放电空间中的时空演化过程. 此外, 本文还对三种氦气浓度 (98%, 95%, 90%) 等值轮廓线表面的粒子变化情况进行分析和讨论, 以阐明 SG 对射流流出物化学的影响. 进一步分析表明, 不同浓度轮廓线对应的放电位置对氮氧粒子的生成有很大影响. 这项工作加强了关于 SG 影响等离子体射流放电行为的认识, 并进一步定性分析了放电位置与重要粒子生成之间的关系, 这对大气压等离子体射流的基础研究具有重要价值. 同时, 深入了解并掌握 SG 对氮氧粒子生成的影响规律和机理, 对进一步调控空间中的等离子体特性和参数有实际指导意义.

## 2 实验与模型描述

### 2.1 实验描述

采用的实验装置结构如图 1 所示. 此反应器由两个呈同轴放置的介质管组成, 高压针状电极位于反应器对称轴上, 接地电极是由围绕在外侧介电管外表面的环形电极构成. 内侧管的内径和外径分别为 4 和 6 mm, 外侧管的内径和外径分别为 8 mm 和 10 mm. 为了更好地通入气体, 外侧管比内侧管高 5 mm. 反应器的其他几何参数如图 2 所示. 内侧管通入的 WG 是纯度为 99.999% 的氦气, 其流速为 3 slm (standard liters per minute, slm); 通入内侧管与外侧管之间的环形空间的 SG 是空气, 其流速变化范围是 0—3 slm. 针电极接入频率和峰值分别为 5 kHz 和 4 kV 的正弦交流电压. 放电光学图像由佳能 EOS 6D 单反数码相机拍摄, 曝光时间为 1/8 s.

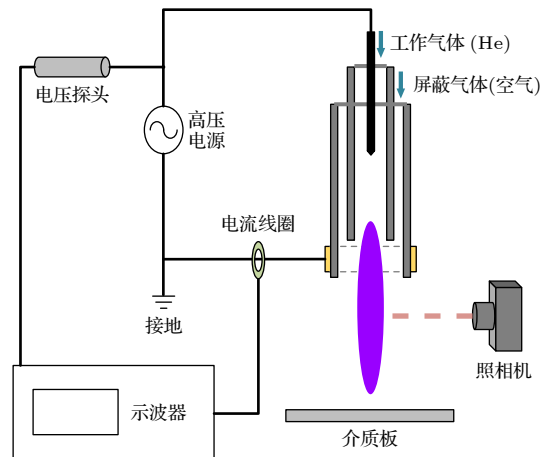


图 1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup.

### 2.2 仿真模型描述

采用的流体仿真模型由两部分组成: 中性气体流动模型和等离子体动力学模型. 与其他文章中的建模方法一致, 中性气体流动模型的结果用作等离子体动力学模型的初始值<sup>[27-29]</sup>. 这种方法被广泛应用是因为中性气体流动的特征时间尺度 (ms) 与等离子体动力学的特征时间尺度 (ns) 之间存在差异, 即放电过程几乎不会影响到气体浓度在空间中的分布. WG(He) 以 3 slm 的流速流过内侧管, 相应的平均流速为 2.65 m/s (1 atm, 300 K). SG(空气) 以 0—3 slm (平均流速为 0—2.28 m/s) 的流速通过两条介质管之间的环形通道.

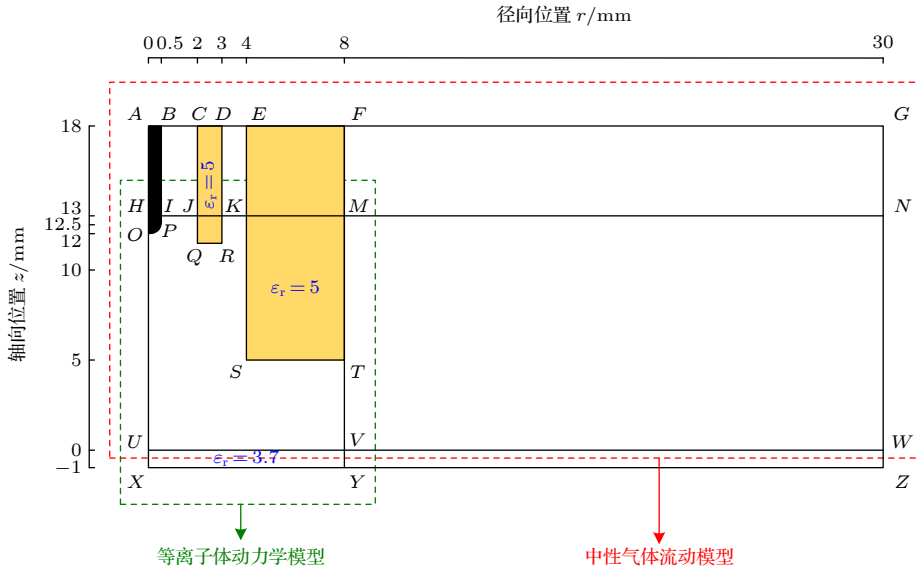


图 2 仿真模型的几何结构

Fig. 2. The geometry of the simulation model.

### 2.2.1 模型的几何结构

图 2 中的 AUVGA 区域用于计算中性气体流动模型, 而图中的 HXYMH 区域用于计算等离子体动力学模型. 这样的计算域配置方式是一种折衷方案, 这样能够以较为合理的计算负担来模拟现实情况<sup>[30]</sup>. 与实验中采用的结构相比, 仿真模型中的高压电极与接地电极的位置有所不同, 高压电极放置在更加靠近管口的位置有利于降低混合气体的击穿电压, 接地电极由附着在外侧介质管外表面改为计算域远端 (XY 和 MY) 接地, 采用这样的接地方式可以使得模型得以简化且不会对仿真结果产生较大影响. 此外, 仿真模型中外侧介质管的外径也比实验中要大, 这是因为更宽的介质管在不会对模型结果造成巨大影响的前提下能够使模型收敛性更好<sup>[31]</sup>.

等离子体射流的特征时间尺度通常为纳秒级, 相比于千赫兹级正弦电压下等离子体射流仿真的高计算成本<sup>[27]</sup>, 使用纳秒脉冲电压驱动一方面能够减少仿真的计算成本<sup>[28]</sup>, 另一方面也能反映出射流中更多的细节信息. 因此, 本文的仿真模型采用了一个幅值为 4 kV、上升时间为 50 ns 的正极性脉冲电压源, 将其施加于尖端半径为 0.5 mm 的半球形针状电极. 此外需要补充说明的是, 根据 Kettlitz 的研究<sup>[32]</sup>, 由千赫兹级正弦电压驱动的放电行为和由脉冲电压驱动的放电行为在时空结构上没有很大差异, 本文受实验条件限制, 在实验研

究中使用了千赫兹级正弦电压源.

### 2.2.2 中性气体流动模型的控制方程和边界条件

在中性气体流动模型中, 通常使用 Navier-Stokes 方程 (1)、连续性方程 (2) 和对流扩散方程 (3) 来计算空间中的气体流动情况:

$$\rho(u \cdot \nabla)u = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla u + (\nabla u)^T)] + \mathbf{F}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\rho u) = 0, \quad (2)$$

$$u \nabla c = \nabla(D_d \nabla c), \quad (3)$$

其中  $\rho$  是气体密度;  $u$  是平均速度;  $p$  是气体压力;  $\mu$  是气体动力黏度 (氦气:  $1.94 \times 10^{-5}$  Pa·s, 空气:  $1.82 \times 10^{-5}$  Pa·s);  $\mathbf{F}$  是体积力矢量,  $D_d$  是氦气和空气之间的扩散系数 ( $7.2 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s);  $c$  表示氦气的摩尔分数 (单位: mol·m<sup>-3</sup>)<sup>[27]</sup>.

中性气体流动模型的边界条件如表 1 所列.

表 1 中性气体流动模型的边界条件

Table 1. Boundary conditions of the neutral gas flow model.

边界	表达式	备注
AX	—	对称轴
BC	$u_i = 3 \text{ slm}, c = 1$	工作气体入口
DE	$u_0, c = 0$	屏蔽气体入口
FG	$u = 0.1 \text{ m/s}, c = 0$	环境空气入口
GW	$p = 1 \text{ atm}, \mathbf{n} \cdot D_d \nabla c = 0$	—
BPO, CQRD, UW, ESTF	$u = 0 \text{ m/s}, \mathbf{n} \cdot D_d \nabla c = 0$	—

### 2.2.3 等离子体动力学模型的控制方程和边界条件

在等离子体动力学模型中, 电子数密度  $n_e$  和电子能量密度  $n_\varepsilon$  通过漂移-扩散近似求解连续性方程得出<sup>[33,34]</sup>:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = S_e, \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon = S_\varepsilon - \mathbf{E} \cdot \Gamma_e, \quad (5)$$

$$\Gamma_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla \cdot n_e, \quad (6)$$

$$\Gamma_\varepsilon = -\frac{5}{3} \mu_e n_e \mathbf{E} - D_\varepsilon \nabla \cdot n_\varepsilon, \quad (7)$$

式中,  $\Gamma_e$ ,  $\mu_e$ ,  $D_e$  和  $S_e$  分别代表电子的通量矢量、迁移率、扩散系数和源项;  $D_e$  是由爱因斯坦关系 ( $D_e = \mu_e k_B T_e$ ) 推导而来, 其中  $k_B$  是玻尔兹曼常数, 电子温度  $T_e = 2\varepsilon/3$ ,  $\varepsilon$  是平均电子能量; 电子能量密度  $n_\varepsilon$  由  $n_\varepsilon = \varepsilon \cdot n_e$  得到;  $\mathbf{E}$  是电场;  $\Gamma_e$ ,  $D_e$  和  $S_e$  分别表示电子能量的通量矢量、扩散系数和源项。

放电空间中的电场由泊松方程 (8) 确定, 其中  $\varepsilon_0$  和  $\varepsilon_r$  分别表示真空介电常数和相对介电常数 (气体为 1, 介电管为 5, 下游介质板为 3.7),  $V$  表示电势,  $\rho_v$  表示空间中的电荷密度。

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}) = -\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla V) = \rho_v. \quad (8)$$

电子、离子、激发态粒子和电子能量密度在壁面上的法向通量可以用以下公式来描述<sup>[33,34]</sup>:

$$\Gamma_e \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4} n_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} - \alpha_s \sum_j \gamma_j (\Gamma_e \cdot \mathbf{n}) + \alpha_{s'} \mu_e n_e \mathbf{E}, \quad (9)$$

$$\Gamma_i \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{4} n_i \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} + \alpha_{s'} \mu_i n_i \mathbf{E}, \quad (10)$$

$$\Gamma_m \cdot \mathbf{n} = \frac{2\gamma_m}{2 - \gamma_m} \frac{1}{4} n_m \sqrt{\frac{8k_B T_g}{\pi m_m}}, \quad (11)$$

$$\Gamma_\varepsilon \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{2} \left( \frac{5}{6} n_\varepsilon \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \right) - \alpha_s k_B T_e \sum_j \gamma_j \bar{\varepsilon}_i (\Gamma_i \cdot \mathbf{n}), \quad (12)$$

式中, 向量  $\mathbf{n}$  是单位法向量, 其方向指向壁面; 二次电子发射系数  $\gamma_j$  设为 0.01;  $\gamma_m$  是激发态粒子与壁碰撞失活的概率 (设为 1); 气体温度  $T_g = 300$  K;  $\alpha_s$  和  $\alpha_{s'}$  是开关函数, 其值由  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{n}$  确定:

$$\alpha_s = \begin{cases} 1 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \geq 0) \\ 0 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} < 0) \end{cases}, \quad \alpha_{s'} = \begin{cases} 0 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} > 0) \\ 1 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \leq 0) \end{cases}. \quad (13)$$

介质表面电荷积累的边界条件由下列式子确定:

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = \mathbf{J}_e \cdot \mathbf{n} + \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{n}, \quad (14)$$

$$\sigma_s = (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n}. \quad (15)$$

其中  $\sigma_s$  为表面电荷密度;  $\mathbf{J}_e$  和  $\mathbf{J}_i$  分别为表面上电子电流密度和离子的电流密度;  $\mathbf{D}_1$  和  $\mathbf{D}_2$  分别表示介质层表面两侧的电位移矢量。

等离子体动力学模型的边界条件见表 2。

表 2 等离子体动力学模型的边界条件

Table 2. Boundary conditions of the plasma dynamics model.

边界	表达式	备注
<i>IPO</i>	$V = V_0$ , 方程(9)—方程(12)	外施电压
<i>HX</i>	—	对称轴
<i>IJ, KL</i>	$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = 0, -\mathbf{n} \cdot \Gamma_e = 0,$ $-\mathbf{n} \cdot \Gamma_\varepsilon = 0$	
<i>TV</i>	$V = 0, -\mathbf{n} \cdot \Gamma_e = 0, -\mathbf{n} \cdot \Gamma_\varepsilon = 0$	接地
<i>TM, XYV</i>	$V = 0$	接地
<i>UV, LST, JQRK</i>	方程(9)—方程(12), 方程(14), 方程(15)	

### 2.2.4 等离子体动力学模型中的化学反应

本工作中使用的化学反应体系与我们小组之前的文献中相类似. 等离子体化学反应体系一共包含了 16 种粒子, 66 个化学反应, 已在附录表 A 中列出. 此外, 本模型中将初始电子密度设置为  $10^{14} \text{ m}^{-3}$  以替代光电离过程<sup>[30]</sup>.

## 3 结果与分析

基于仿真手段及实验放电光学图像对照, 3.1 节对两者的结果进行对照以验证模型有效性. 基于此模型, 3.2 节讨论了放电空间中粒子分布情况及其原因. 为了度量 SG 对环境气体扩散进入主放电区域参与化学反应的抑制效果, 3.3 节将从三种稀有气体浓度 (98%、95% 和 90%) 轮廓线上离子通量变化的角度分析 SG 对射流流出物化学性质的影响。

### 3.1 模型验证

当 APPJ 被下游的介质板阻挡时, 气流的运动状态很容易从层流模式转变为湍流模式. 又因为在层流模式下, 等离子体羽流的长度随流速或速度线性增加<sup>[35]</sup>. 因此, 层流模式下的气流更适合等离子体子弹的传播. 在此前提下, 有必要通过雷诺数

( $Re$ ) 大小判断气流是处于层流模式还是湍流模式. 雷诺数可以使用以下公式求得 [36]

$$Re = \frac{u\rho d}{\mu}, \quad (16)$$

其中  $u$ ,  $\rho$ ,  $d$  和  $\mu$  分别是气流的平均速度、密度、特征长度和流体流动的动力黏性系数. 当 WG 和 SG 的流速均为 3 slm 时, 它们的雷诺数分别为 91 和 729. 根据 [35,37], 此时的 WG 和 SG 均处于层流状态. 实验结果 (图 3) 的图像表明: 当 SG 流速为 1 slm 时, 放电区域 (红色曲线内部区域) 略小于没有 SG 的情况; 当 SG 流速处于 3 slm 时, 其放电区域明显大于没有 SG 的情况. 此外, 当 SG 流速为 3 slm 时, 没有明显的湍流现象, 这可能是由于

WG 和 SG 的平均流速较低 [38].

根据文献 [26–28], 等离子体子弹主要沿着氦气含量约为 98% 的等值线传播. 图 4 显示了不同 SG 流速下的中性气体流动模型结果中的氦气浓度分布, 其中 0 slm 表示外侧管中不通入屏蔽气体, 0.5 slm 表示 SG 的流速为 0.5 slm, 以此类推. 图 4(b) 示了氦气摩尔分数在轴向位置  $z = 2.5$  mm 处沿径向分布情况, 图 4(c) 为图 4(a) 中指定区域的放大图. 从图 4(b) 和图 4(c) 中可以看出, 当 SG 的流速为 3 slm 时,  $c_{\text{He}} = 98\%$  的等值线范围最大, 然后随着流速的降低而逐渐减小. 特别地, 不通入 SG 情况下, 氦气浓度  $c_{\text{He}} > 98\%$  的区域还略大于 0.5, 1 和 1.5 slm 情况下的结果. 这一现象表明, 低流速的

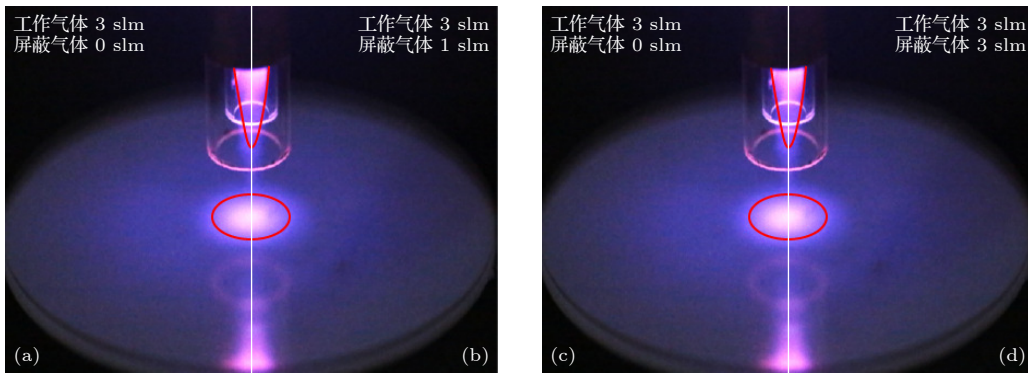


图 3 不同 SG 流速下的放电光学图像 (a), (c) 0 slm; (b) 1 slm; (d) 3 slm. 红色曲线表示放电时最明亮的区域

Fig. 3. The discharge optical images for the different SG flow rates: (a), (c) 0 slm; (b) 1 slm; (d) 3 slm. The red curve shows the brightest region of the discharge.

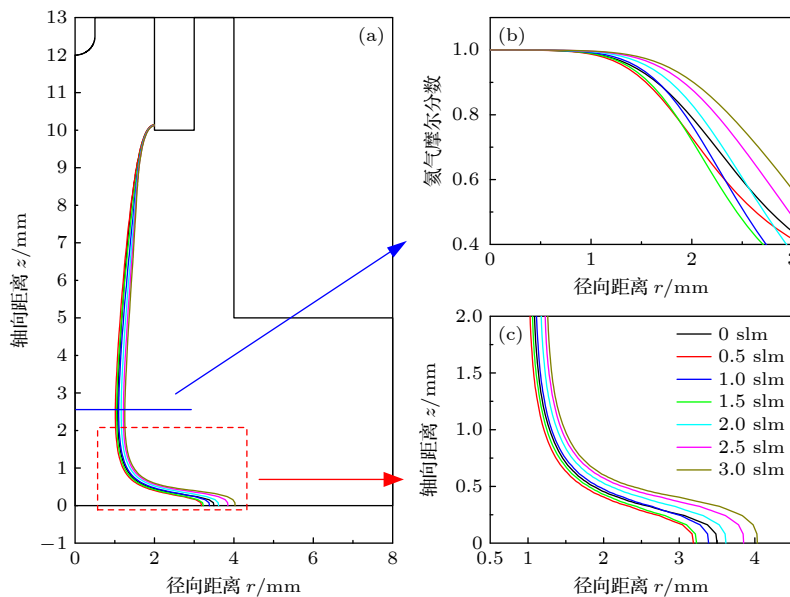


图 4 (a), (c) 不同 SG 流速下 98% 氦气摩尔分数的轮廓线; (b) 氦气摩尔分数 ( $c_{\text{He}}$ ) 在轴向位置  $z = 2.5$  mm 处的径向分布

Fig. 4. (a), (c) The contour line of the 98% helium mole fraction at different flow rates of SG; (b) the distribution of the helium mole fraction ( $c_{\text{He}}$ ) at axial position of  $z = 2.5$  mm.

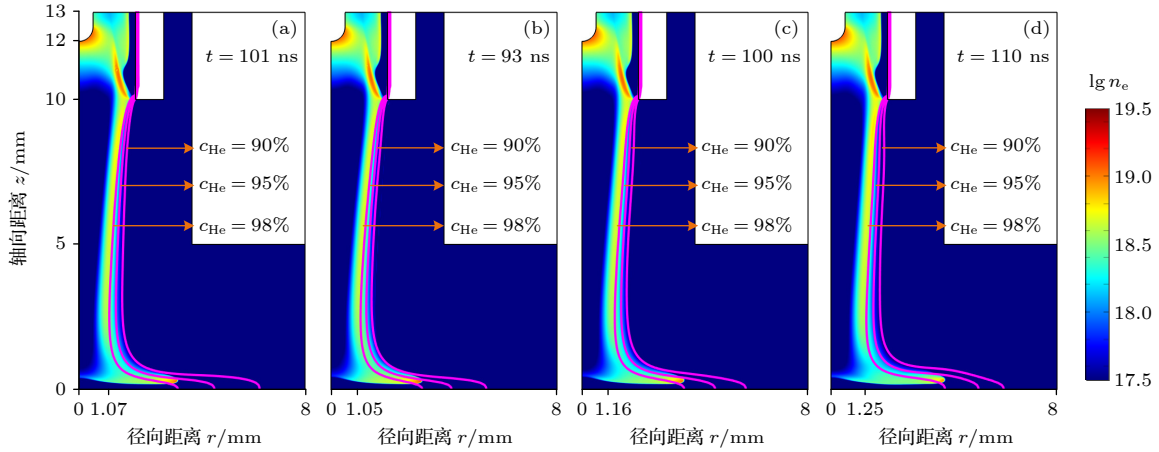


图 5 当 SG 流速处于 (a) 0, (b) 1, (c) 2 和 (d) 3 slm 情况下, 电子密度  $n_e$  (单位:  $\text{m}^{-3}$ , 以对数形式表示) 的时空分布. 洋红色线分别表示不同氦气摩尔分数的等值轮廓线

Fig. 5. Spatial and temporal profiles of the electron density  $n_e$  (unit:  $\text{m}^{-3}$ , in 10 logarithmic scale) for SG flow rates of (a) 0, (b) 1, (c) 2 and (d) 3 slm. The magenta lines are the contour lines of different helium mole fractions.

SG 会将更多的氦气带到远端, 导致氦气摩尔分数  $c_{\text{He}} > 98\%$  的区域比没有通入 SG 的情况下的结果小. 结合实验结果表明中性气体流动模型的仿真结果与实验结果是一致的, 即在低流速下, 中性气体流动模型中的主放电通道和实验中的放电区域不如没有 SG 的情况; 而在高流速下, 中性气体流动模型结果和实验结果均优于无 SG 的情况下的结果.

当 SG 处于不同流速时, 各模型放电最后时刻 (射流沿介质板表面径向放电到达 98% 轮廓线最大径向位置处所对应的时刻) 的电子密度的时空分布见图 5 所示. 对比图中三条轮廓线, 98% 氦气浓度轮廓线更加靠近电子密度集中的区域. 因此, 在本文中, 98% 氦气摩尔分数 ( $c_{\text{He}} = 98\%$ ) 的轮廓线表示主放电通道的边界<sup>[26]</sup>. 从图 5 还可以看出, 不同流速下的 SG 不会显著改变等离子体羽流的形态. 特别地, 随着 SG 流速的增加, 主放电通道逐渐变宽. 当 SG 处于低流速时, 主放电柱比没有 SG 时窄. 由此可以看出等离子体动力学模型的结果与中性气体流动模型以及实验现象中所描述的结果一致. 因此, 本研究使用的模型是有效的<sup>[27]</sup>.

### 3.2 放电空间中粒子分布情况

图 6 描述了当 SG 流速为 0 和 3 slm 时, 放电空间中电离率的时空演化过程. 从图 6 中可以看出, 电离波几乎沿着这三条轮廓线向下游介质板发展, 直到放电阶段结束. 此外, 还可以明显地看出, 改变 SG 的流速会影响主放电柱的宽度及其沿介质板表面放电的区域大小.

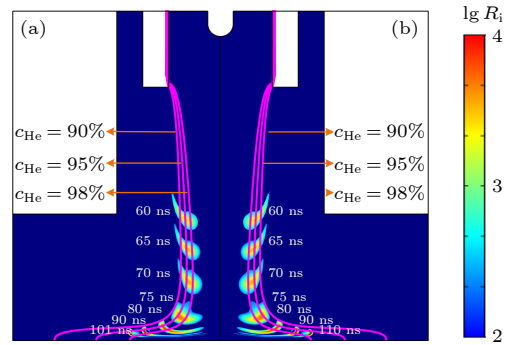


图 6 SG 流速为 (a) 0 和 (b) 3 slm 情况下放电空间中电离率 (单位:  $\text{mol}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ , 以对数形式表示) 的时空演化情况. 洋红色线分别表示不同氦气摩尔分数的等值轮廓线

Fig. 6. Development of the ionization rate (unit:  $\text{mol}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ , in 10 logarithmic scale) in the discharge region for SG flow rate of (a) 0 and (b) 3 slm. The magenta lines are the contour lines of different helium mole fractions.

图 7(a) 所示是放电空间中的粒子平均数密度随 SG 流速变化的对比结果. 由此可知, 当介质管中通入 SG 后, 随着 SG 流速增加, 主放电通道逐渐加宽, 放电空间中粒子平均数密度均随之增加. 值得注意的是, 未通入 SG 情况下的空间平均粒子数密度与 SG 流速为 1.5 或 2 slm 情况下的结果接近. 即当通入的 SG 流速较低时, 由于 SG 的屏蔽效果不好, 间接导致放电空间中粒子数密度有所下降; 而当其流速大于 2 slm 时, SG 的屏蔽作用显著, 因此放电空间中粒子数密度明显增加.

此外, 在放电空间中整个放电阶段的各粒子平均生成速率如图 7(b) 所示, 粒子的产率与 SG 流速也呈现出正相关的关系, 也和放电空间中平均粒

子数密度随流速变化的趋势一致. 从图 7(b) 可以看出, 在主放电通道内,  $\text{He}^*$  粒子反应速率没有较大差异, 主要的区别还是在于该粒子参与反应的空间位置, 即主放电通道边界的位置. 换言之, SG 流速变化几乎不会影响 APPJ 主放电通道内粒子产率, 只是由于 SG 流速影响主放电通道大小从而导致空间中粒子数增多或减少.

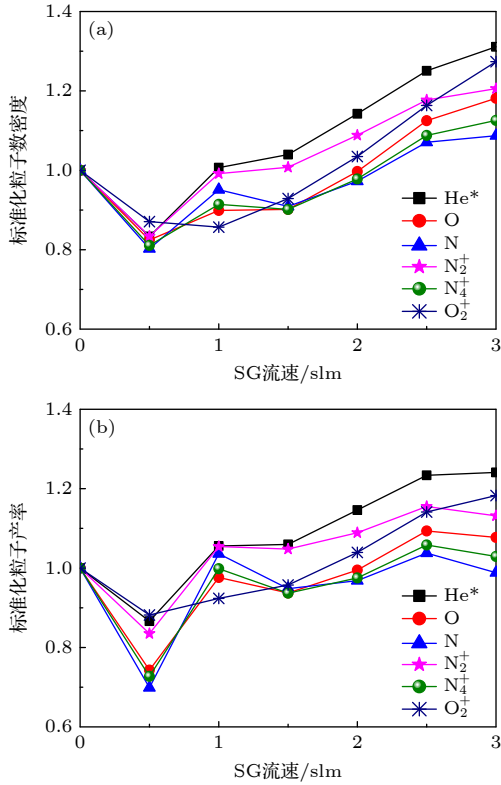


图 7 放电空间中 (a) 粒子平均数密度及 (b) 各粒子时间空间平均生成速率  
Fig. 7. (a) The average species density and (b) the average spatiotemporal production rate of the species in discharge region.

### 3.3 放电空间中粒子通量变化情况

由上文分析可以得出, SG 流速几乎不影响粒子的产量, 但会影响主放电通道的区域大小. 当外侧管通入屏蔽气体时, 放电柱 (或主放电通道) 随着流速的增加而逐渐变宽. 为了探究主放电通道的宽度变化如何影响从环境气体 (空气) 到主放电通道内的粒子通量, 下面分析了主放电通道表面及其他氦气浓度轮廓线表面的离子径向通量. 本文选取的轮廓线表面并非是整条轮廓线表面, 而是取各条轮廓线其中一小段, 并对这一小段轮廓线进行分析 (见图 8). 对于 98% 氦气浓度轮廓线, 本文选取轴向位置  $z = 10.54 - 10.56$  mm, 对于 95% 和

90% 氦气浓度轮廓线, 本文选取的位置分别为  $z = 10.14 - 10.16$  mm 和  $z = 10.34 - 10.36$  mm.

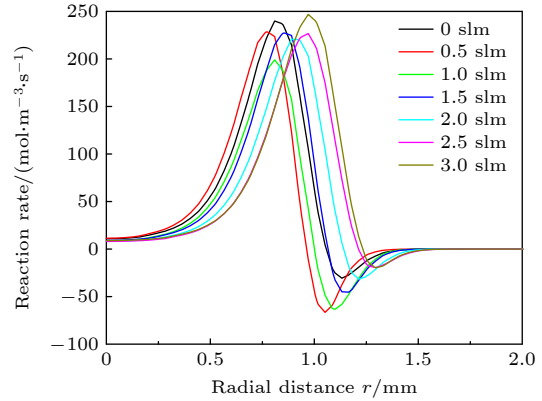


图 8 轴向位置  $z = 2.5$  mm,  $\text{He}^*$  粒子的生成速率沿径向分布  
Fig. 8. Radial distribution of the production rate of  $\text{He}^*$  at axial position  $z = 2.5$  mm.

此外, 部分研究小组将 95% He 和 90% He 浓度轮廓线近似当作主放电通道的边界 [30,39], 本文将对这三种氦气浓度轮廓线进行区分和比较. 由图 9(a) 可以看出 98% He 浓度轮廓线表面  $\text{O}^-$ ,  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{O}_2^+$  和  $\text{O}_4^+$  的通量随着流速增加而逐渐增加, 而  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{N}_4^+$  的通量几乎不受 SG 流速或主放电通道宽度的影响.

空间中离子的通量可由下式求得

$$\Gamma_i = -n_i q_i \mu_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i, \quad (17)$$

式中,  $n_i$  表示离子数密度;  $q_i$ ,  $\mu_i$ ,  $D_i$  分别表示离子的电荷数、混合物迁移率和扩散系数.

从方程 (17) 可以看出, 离子通量  $\Gamma_i$  与电场  $\mathbf{E}$  和离子数密度  $n_i$  正相关. 然而, 离子数密度  $n_i$  是会受时空累积效应影响的状态量, 所以本文只考虑离子的生成速率 (即化学反应速率) 和电场的变化. 从图 10 和图 11 可以看出,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{N}_4^+$  和  $\text{O}_2^+$  是放电柱中主要的离子. 因此, 本文后续将对这些离子的通量变化进行分析.

表 3 所列为氦气浓度为 98%, 95%, 90% 的轮廓线表面与  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{N}_4^+$  和  $\text{O}_2^+$  相关的化学反应速率. 值得注意的是, 表 3 是对各自轮廓线中选定的一小段上化学反应速率进行线积分后的结果. 由此可以看出,  $\text{N}_2^+$  离子以消耗反应 (R46, R58, R63) 为主, 这些反应的主要生成物是  $\text{N}_4^+$  离子; 而此处的  $\text{N}_4^+$  也是以消耗反应 (R64) 为主, 主要生成物是  $\text{O}_2^+$  离子;  $\text{O}_2^+$  以消耗反应 (R51) 为主, 主要产物是  $\text{O}_4^+$ .

图 10(a) 表明  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{N}_4^+$  粒子相关的反应的速率与 SG 流速也有着负相关的关系, 而  $\text{O}_2^+$  等粒子相

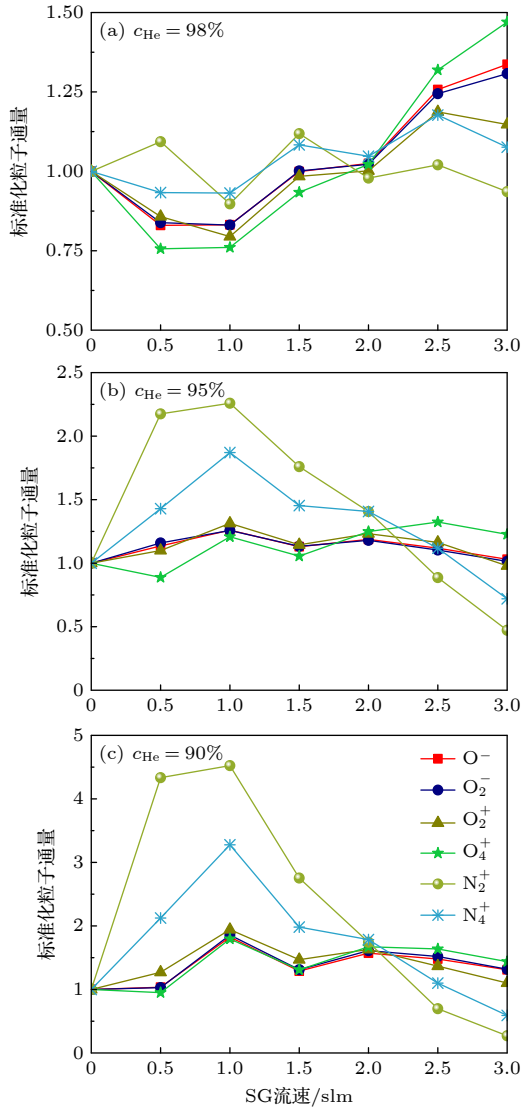


图 9 不同氦气浓度轮廓线表面的离子径向通量

Fig. 9. Radial flux of ions on the contour lines of different helium mole fractions.

关的反应的速率则几乎不受其影响. 然而, 对其表面电场进行分析发现, 电场与 SG 流速有着正相关的关系 (图 12). 因此, 在化学反应速率及电场的双重作用下,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  粒子的通量几乎不受 SG 流速影响, 而  $O_2^+$  等离子体的通量与屏蔽气体流速呈正相关.

当 SG 流速为 3 slm 且  $t = 110$  ns 时,  $N_2^+$  和  $O_2^+$  生成速率的空间分布如图 13 所示. 结果表明, 与  $O_2^+$  有关的化学反应主要发生在主放电通道表面外围, 而与  $N_2^+$  和  $N_4^+$  有关的化学反应主要发生在靠近对称轴的地方. 这是因为  $N_2$  的电离能 (15.6 eV) 高于  $O_2$  的电离能 (12.6 eV), 意味着  $O_2$  发生电离的可能性更大. 此外, 电子能量在主放电通道内部分布均匀, 随着径向距离的增加, 电子能量在主放电通道外部逐渐减小 [31], 因此与  $O_2^+$  相关的化学反

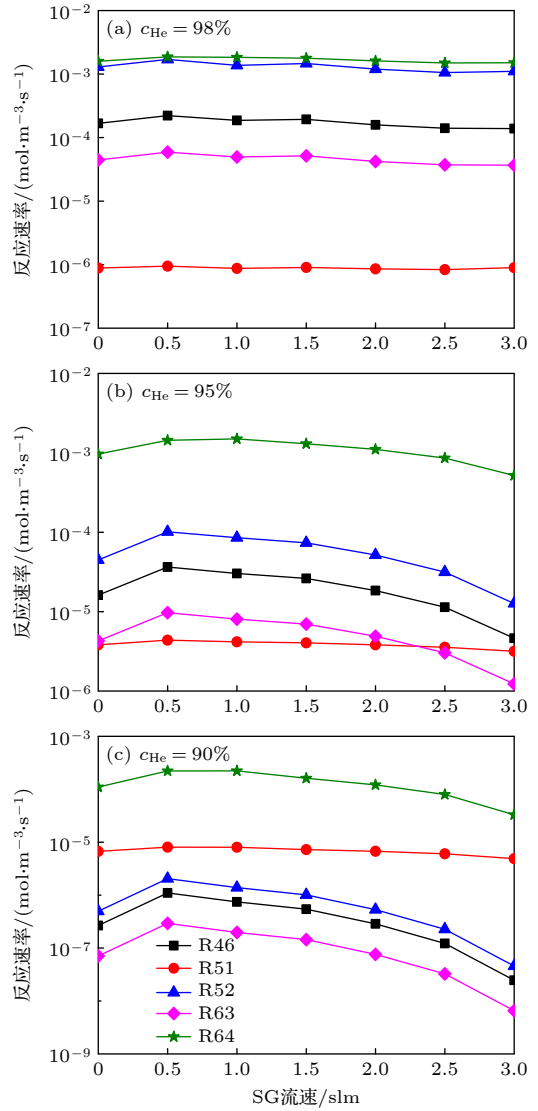


图 10 不同氦气浓度轮廓线表面的化学反应速率

Fig. 10. Reaction rate on the contour lines of different helium mole fractions.

应的空间分布比  $N_2^+$  更为广泛. 值得说明的是,  $O_2^+$  (R54, R55) 的彭宁电离反应速率为  $6.2 \times 10^{-16}$  mol·m<sup>-3</sup>·s<sup>-1</sup>, 远高于  $N_2$  (R52, R53) 的  $1.4 \times 10^{-16}$  mol·m<sup>-3</sup>·s<sup>-1</sup>. 由于 98% He 浓度轮廓线较为靠近主放电通道, 与  $O_2^+$  有关的化学反应受到的影响较小, 而与  $N_2^+$  有关的化学反应受到的影响较大. 又由于轮廓线上的电场与屏蔽气体流速有着正相关的关系, 所以  $O_2^+$  等离子体的通量随着流速增加而逐渐增加, 而  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  离子通量几乎不变.

此外, 95% He 和 90% He 浓度轮廓线表面粒子通量变化情况如图 9(b) 和图 9(c) 所示. 在图 9(b) 和图 9(c) 中, 这两条轮廓线表面的  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  离子通量随着流速增加而逐渐降低, 其中  $N_2^+$  离子的通量变化甚至高达 70 倍. 相比于  $N_2^+$  和  $N_4^+$  离子,  $O^-$ ,

$O_2^-$ ,  $O_2^+$  和  $O_4^+$  的变化只有 2 倍. 因此, 可以认为  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_2^+$  和  $O_4^+$  几乎不受 SG 流速或主放电通道宽度的影响. 而图 12 结果表明, 流速的变化并不会导致这两条轮廓线上的电场发生较大变化. 从图 10(b) 和图 10(c) 可以看出,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  粒子相关的反应的速率与屏蔽气体流速也有着负相关的关系, 而  $O_2^+$  粒子相关的反应的速率则几乎不受其影响. 这也导致了  $N_2^+$  和  $O_2^+$  粒子通量的变化规律有着如此大的差异.

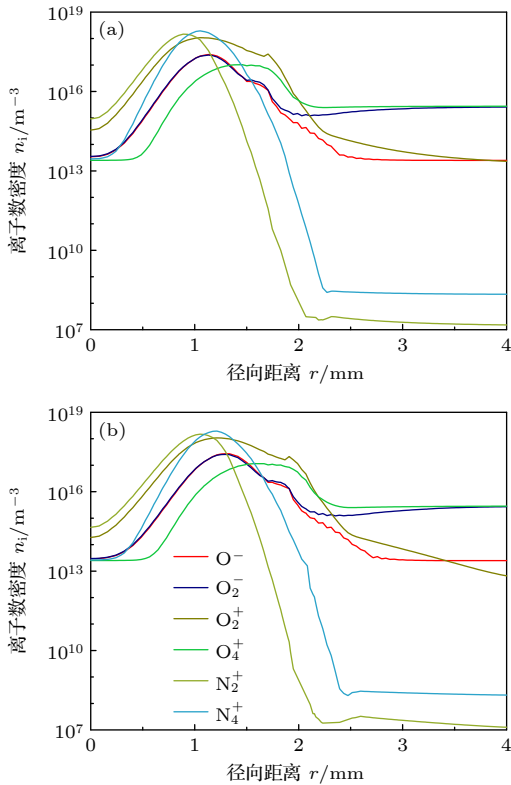


图 11 当 SG 流速为 (a) 0 和 (b) 3 slm 时, 轴向位置  $z = 2.5$  mm 处的离子密度沿径向位置分布  
Fig. 11. Distribution of ion density at axial position  $z = 2.5$  mm for SG flow rate of (a) 0 and (b) 3 slm.

由于 95% 和 90% He 浓度轮廓线更靠近主放电通道外围, 与  $O_2^+$  有关的化学反应受到的影响较小, 而与  $N_2^+$  有关的化学反应受到的影响较大; 同时, 由于两条轮廓线上的电场变化不大, 所以  $O_2^+$  等离子的通量几乎不变,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  离子通量随着流速增加而逐渐降低.

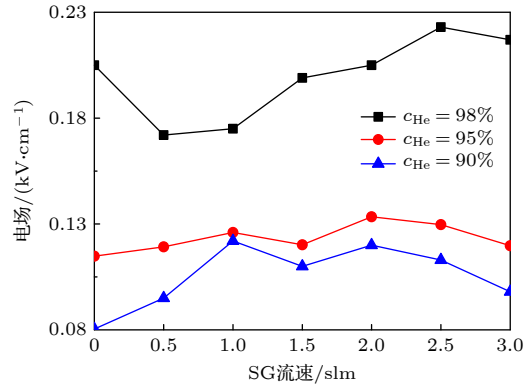


图 12 不同氦气浓度轮廓线表面的径向电场变化情况  
Fig. 12. Variation of the radial electric field on the contour lines of different helium mole fractions.

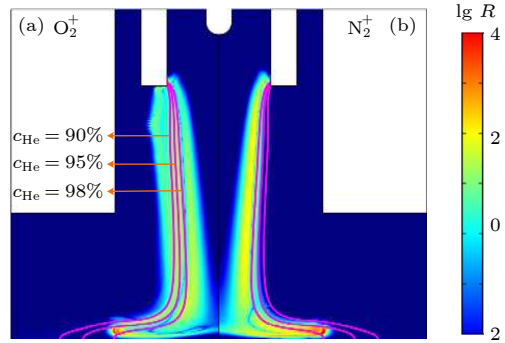


图 13  $N_2^+$  和  $O_2^+$  的化学反应速率的空间分布. 洋红色线分别表示不同氦气摩尔分数的等值轮廓线  
Fig. 13. Spatial distribution of the reaction rates involving (a)  $O_2^+$  and (b)  $N_2^+$ . The magenta lines are the contour lines of different helium mole fractions.

表 3 与  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  和  $O_2^+$  相关的化学反应速率  
Table 3. Reaction rates involving  $N_2^+$ ,  $N_4^+$  and  $O_2^+$ .

反应	$c_{He} = 98\%$ 轮廓线上 化学反应速率/(mol·m <sup>-2</sup> ·s <sup>-1</sup> )	$c_{He} = 95\%$ 轮廓线上 化学反应速率/(mol·m <sup>-2</sup> ·s <sup>-1</sup> )	$c_{He} = 90\%$ 轮廓线上 化学反应速率/(mol·m <sup>-2</sup> ·s <sup>-1</sup> )
R41: $e + O_2^+ \rightarrow O + O$	$2.98 \times 10^{-3}$	$1.27 \times 10^{-3}$	$3.81 \times 10^{-4}$
R46: $N_2 + N_2 + N_2^+ \rightarrow N_2 + N_4^+$	$1.67 \times 10^{-4}$	$1.61 \times 10^{-5}$	$2.67 \times 10^{-7}$
R51: $O_2 + O_2 + O_2^+ \rightarrow O_2 + O_4^+$	$8.86 \times 10^{-7}$	$3.83 \times 10^{-6}$	$6.70 \times 10^{-6}$
R52: $He^* + N_2 \rightarrow e + He + N_2^+$	$1.29 \times 10^{-3}$	$4.48 \times 10^{-5}$	$4.96 \times 10^{-7}$
R55: $He^* + O_2 \rightarrow e + He + O_2^+$	$1.28 \times 10^{-3}$	$4.42 \times 10^{-5}$	$4.90 \times 10^{-7}$
R58: $He + N_2 + N_2^+ \rightarrow He + N_4^+$	$1.86 \times 10^{-3}$	$6.92 \times 10^{-5}$	$5.41 \times 10^{-7}$
R63: $N_2 + O_2 + N_2^+ \rightarrow O_2 + N_4^+$	$4.45 \times 10^{-5}$	$4.29 \times 10^{-6}$	$7.09 \times 10^{-8}$
R64: $O_2 + N_4^+ \rightarrow 2N_2 + O_2^+$	$1.59 \times 10^{-3}$	$9.67 \times 10^{-4}$	$1.10 \times 10^{-4}$

## 4 结 论

本研究通过仿真研究了屏蔽气体 (SG) 流速对氦气大气压等离子体射流 (APPJ) 的放电行为和粒子分布的影响, 利用实验中放电光学图像与模型中主放电通道宽度随 SG 流速变化的趋势进行对比以验证模型有效性. 结果表明, 当少量屏蔽气体被引入外侧管时, SG 的屏蔽效果不好, 更多的稀有气体氦气溢出, 放电强度减弱; 当 SG 流速高于 2 slm 时, SG 的屏蔽效果明显, 放电得到增强.

在此基础上, 研究了 SG 流速对放电空间中粒子数密度的影响. 仿真结果表明, 当外侧管通入 SG 时, 放电空间中的粒子数密度与 SG 流速呈正相关, 这可以归因于较高的 SG 流速导致更宽的主放电通道.

本文还讨论了不同浓度轮廓线表面的径向离

子通量以探究 SG 对射流流出物化学的影响. 研究发现, 主放电通道 (98% 氦浓度等值线) 表面的  $N_2^+$  和  $N_4^+$  的通量几乎不随流速变化, 而  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_2^+$  和  $O_4^+$  的通量随 SG 流速的增加而增加. 而在 95% 和 90% He 浓度等值线表面,  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_2^+$  和  $O_4^+$  的通量几乎不受 SG 流速的影响, 并且  $N_2^+$  和  $N_4^+$  的通量随着 SG 流速的增加而减少. 这是因为: 一方面, 这些轮廓线表面的粒子生成率和径向电场受到 SG 流速不同程度的影响; 另一方面, 与  $O_2^+$  和  $O_4^+$  等离子体的化学反应主要发生在主放电通道外围, 而  $N_2^+$  和  $N_4^+$  的反应主要发生在靠近主放电通道的位置.

此项研究有助于进一步理解屏蔽气体对射流的影响, 这对大气压等离子体射流的基础研究和实际应用具有重要意义.

## 附录

表 A 等离子体化学反应

Table A. Chemical reactions considered in the plasma dynamics model.

序号	反应方程式	速率常数	能量损耗/eV	参考文献
1	$e + He \rightarrow e + He$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[40]
2	$e + He \rightarrow e + He^*$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	19.82	[40]
3	$e + He^* \rightarrow e + He$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	-19.82	[40]
4	$e + He \rightarrow 2e + He^+$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	24.587	[40]
5	$e + N_2 \rightarrow e + N_2$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[40]
6	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(VIB\ v1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	0.2889	[40]
7	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(VIB\ 3v1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	0.8559	[40]
8	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(VIB\ 4v1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	1.1342	[40]
9	$e + N_2 \rightarrow e + N_2(VIB\ 5v1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	1.4088	[40]
10	$e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	15.6	[40]
11	$e + O_2 \rightarrow e + O_2$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[40]
12	$e + O_2 \rightarrow O + O^-$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[40]
13	$e + O_2 \rightarrow O_2^-$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[40]
14	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(VIB\ 3v1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	0.57	[40]
15	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(VIB\ 4v1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	0.75	[40]
16	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(A1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	0.997	[40]
17	$e + O_2 \rightarrow e + O_2$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	-0.997	[40]
18	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(B1)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	1.627	[40]
19	$e + O_2 \rightarrow e + O_2$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	-1.627	[40]
20	$e + O_2 \rightarrow e + O_2(EXC)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	4.5	[40]
21	$e + O_2 \rightarrow e + O + O$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	5.58	[40]
22	$e + O_2 \rightarrow e + O + O(^1D)$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	8.4	[40]
23	$e + O_2 \rightarrow 2e + O_2^+$	$f(c, \epsilon) (m^3 \cdot s^{-1})$	12.1	[40]
24	$e + He^* \rightarrow 2e + He^+$	$4.661 \times 10^{-16} \times T_e^{0.6} \times e^{-4.78/T_e} (m^3 \cdot s^{-1})$	4.78	[41]
25	$e + He_2^* \rightarrow 2e + He_2^+$	$1.268 \times 10^{-18} \times T_e^{0.71} \times e^{-3.4/T_e} (m^3 \cdot s^{-1})$	3.4	[41]
26	$2He^* \rightarrow e + He + He^+$	$4.5 \times 10^{-16} (m^3 \cdot s^{-1})$	-15	[41]
27	$e + He_2^+ \rightarrow He^* + He$	$5.386 \times 10^{-13} \times T_e^{-0.5} (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[41]
28	$e + He^+ \rightarrow He^*$	$6.76 \times 10^{-19} \times T_e^{-0.5} (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[41]
29	$2e + He^+ \rightarrow e + He^*$	$6.186 \times 10^{-39} \times T_e^{-4.4} (m^3 \cdot s^{-1})$	/	[31]

表 A (续) 等离子体化学反应  
Table A (continued). Chemical reactions considered in the plasma dynamics model.

序号	反应方程式	速率常数	能量损耗/eV	参考文献
30	$e + He + He^+ \rightarrow He + He^*$	$6.66 \times 10^{-42} \times T_e^{-2} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[31]
31	$2e + He_2^+ \rightarrow He_2^* + e$	$1.2 \times 10^{-33} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[31]
32	$e + He + He_2^+ \rightarrow He_2^* + He$	$1.5 \times 10^{-39} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[31]
33	$e + He + He_2^+ \rightarrow He^* + 2He$	$3.5 \times 10^{-39} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[31]
34	$2e + He_2^+ \rightarrow He^* + He + e$	$2.8 \times 10^{-32} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[31]
35	$e + N_2 \rightarrow e + N + N$	$1 \times 10^{-16} \times T_e^{-0.5} \times e^{-16/T_e} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	9.757	[42]
36	$e + N_2^+ \rightarrow N + N$	$4.8 \times 10^{-13} \times T_e^{-0.5} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[42]
37	$e + N_2^+ \rightarrow N_2$	$7.72 \times 10^{-14} \times T_e^{-0.5} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
38	$e + N_4^+ \rightarrow 2N_2$	$3.22 \times 10^{-13} \times T_e^{-0.5} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
39	$2e + N_2^+ \rightarrow N_2 + e$	$3.165 \times 10^{-42} \times T_e^{-0.8} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
40	$e + 2O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$	$5.17 \times 10^{-43} \times T_e^{-1} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	-0.43	[44]
41	$e + O_2^+ \rightarrow O + O$	$6 \times 10^{-11} \times T_e^{-1} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	-6.91	[44]
42	$e + O_2^+ \rightarrow O_2$	$4 \times 10^{-18} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
43	$e + O_4^+ \rightarrow 2O_2$	$2.25 \times 10^{-13} \times T_e^{-0.5} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
44	$He^* + 2He \rightarrow He_2^* + He$	$1.3 \times 10^{-45} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
45	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$1 \times 10^{-43} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
46	$N_2 + N_2 + N_2^+ \rightarrow N_2 + N_4^+$	$5 \times 10^{-41} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
47	$O^- + O_2^+ \rightarrow O + O_2$	$2 \times 10^{-13} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
48	$O_2^- + O_2^+ \rightarrow O_2 + O_2$	$2 \times 10^{-13} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
49	$O_2^- + O_2^+ + O_2 \rightarrow 3O_2$	$2 \times 10^{-37} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
50	$O_2^- + O_4^+ + O_2 \rightarrow 4O_2$	$2 \times 10^{-37} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
51	$O_2 + O_2 + O_2^+ \rightarrow O_2 + O_4^+$	$2.4 \times 10^{-42} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
52	$He^* + N_2 \rightarrow e + He + N_2^+$	$7 \times 10^{-17} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
53	$He_2^* + N_2 \rightarrow e + 2He + N_2^+$	$7 \times 10^{-17} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
54	$He_2^* + O_2 \rightarrow e + 2He + O_2^+$	$3.6 \times 10^{-16} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
55	$He^* + O_2 \rightarrow e + He + O_2^+$	$2.6 \times 10^{-16} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
56	$He_2^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2He$	$5 \times 10^{-16} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
57	$He^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + He$	$5 \times 10^{-16} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[41]
58	$He + N_2 + N_2^+ \rightarrow He + N_4^+$	$8.9 \times 10^{-42} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[42]
59	$He + O_2 + O_2^+ \rightarrow He + O_4^+$	$5.8 \times 10^{-43} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[42]
60	$He + O_2^- + O_2^+ \rightarrow He + 2O_2$	$2 \times 10^{-37} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
61	$O_2^- + O_2^+ + N_2 \rightarrow 2O_2 + N_2$	$2 \times 10^{-37} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
62	$O_2^- + O_4^+ + N_2 \rightarrow 3O_2 + N_2$	$2 \times 10^{-37} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
63	$N_2 + O_2 + N_2^+ \rightarrow O_2 + N_4^+$	$5 \times 10^{-41} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
64	$O_2 + N_4^+ \rightarrow 2N_2 + O_2^+$	$2.5 \times 10^{-16} (\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[44]
65	$O_2 + N + N \rightarrow O_2 + N_2$	$3.9 \times 10^{-45} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[43]
66	$O + O + N \rightarrow O_2 + N$	$3.2 \times 10^{-45} (\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1})$	/	[42]

注:  $f(c, \epsilon)$ 表示速率系数是通过电子能量分布函数(EEDF)使用相关文献中的横截面获得的.  $c$ 表示He摩尔分数,  $\epsilon$ 表示平均电子能量(eV),  $n_e$ 和  $T_e$ 表示电子密度( $\text{m}^{-3}$ )和电子温度(eV). 他代表He( $2^3S$ )和He( $2^1S$ ).  $He_2^*$ 代表 $He_2(a^3\Sigma u^+)$ .  $N_2(\text{VIB } v1)$ ,  $N_2(\text{VIB } 3v1)$ ,  $N_2(\text{VIB } 4v1)$ 和 $N_2(\text{VIB } 5v1)$ 被视为 $N_2$ ,  $O_2(\text{VIB } 3v1)$ ,  $O_2(\text{VIB } 4v1)$ ,  $O_2(A1)$ ,  $O_2(B1)$ 和 $O_2(\text{EXC})$ 被视为 $O_2$ ;  $O(^1D)$ 和 $O(^1S)$ 被视为 $O$ .

参考文献

[1] Kong D L, Yang B Y, He F, Han R Y, Miao J S, Song T L, Ouyang J T 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095205 (in Chinese) [孔得霖, 杨冰彦, 何锋, 韩若愚, 缪劲松, 宋廷鲁, 欧阳吉庭 2021 物理学报 **70** 095205]

[2] Zhang H B, Chen Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095203 (in Chinese) [张海宝, 陈强 2021 物理学报 **70** 095203]

[3] Li S Z, Xie S H, Wu Y, Liao H D 2021 *High Voltage Eng.* **47** 3012 (in Chinese) [李寿哲, 谢士辉, 吴悦, 廖宏达 2021 高电压技术 **47** 3012]

[4] Winter J, Brandenburg R, Weltmann K D 2015 *Plasma*

- Sources Sci. Technol.* **24** 064001
- [5] Yi S T, Liu F, Fang Z 2019 *High Voltage Eng.* **45** 1936 (in Chinese) [易善婷, 刘峰, 方志 2019 高电压技术 **45** 1936]
- [6] Lu X, Ostrikov K 2018 *Appl. Phys. Rev.* **5** 031102
- [7] Cai Y K, Lv L, Lu X P 2021 *High Voltage* **6** 1092
- [8] Pan R Z, Zang Z H, Huang B D, Zhu W C, Zhang C, Shao T 2021 *High Voltage Eng.* **47** 3696 (in Chinese) [潘如政, 臧子豪, 黄邦斗, 朱文超, 章程, 邵涛 2021 高电压技术 **47** 3696]
- [9] Neyts E C, Ostrikov K K, Sunkara M K, Bogaerts A 2015 *Chem. Rev.* **115** 13408
- [10] Wu S L, Yang Q, Shao T, Zhang Z T, Huang L Y 2020 *High Voltage* **5** 15
- [11] Cheng H, Liu X, Lu X P, Liu D W 2016 *High Voltage* **1** 62
- [12] Yang L J, Song C H, Zhao N, Zhou S, Wu J C, Jia P Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 155201 (in Chinese) [杨丽君, 宋彩虹, 赵娜, 周帅, 武珈存, 贾鹏英 2021 物理学报 **70** 155201]
- [13] Laroussi M, Lu X, Keidar M 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 020901
- [14] Penkov O V, Khadem M, Lim W S, Kim D E 2015 *J. Coat. Technol. Res.* **12** 225
- [15] Jiang B, Zheng J T, Qiu S, Wu M B, Zhang Q H, Yan Z F, Xue Q Z 2014 *Chem. Eng. J.* **236** 348
- [16] Zhu Y R, Chang Z S 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 025202 (in Chinese) [朱彦熔, 常正实 2022 物理学报 **71** 025202]
- [17] Wang R X, Shen Y, Zhang C, Niu Z, Fang Z, Shao T 2015 *High Voltage Eng.* **41** 2903 (in Chinese) [王瑞雪, 沈苑, 章程, 牛铮, 方志, 邵涛 2015 高电压技术 **41** 2903]
- [18] Yue Y F, Wu F, Cheng H, Xian Y B, Liu D W, Lu X P, Pei X K 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 033302
- [19] Léveillé V, Coulombe S 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 467
- [20] Reuter S, Winter J, Schmidt-Bleker A, Tresp H, Hammer M U, Weltmann K-D 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 2788
- [21] Ohashi H, Oyama K, Mitani T, Naiki K, Nakayama T, Ito H 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 2481
- [22] Winter J, Sousa J S, Sadeghi N, Schmidt-Bleker A, Reuter S, Puech V 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 025015
- [23] Nguyen D B, Trinh Q H, Mok Y S, Lee W G 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 035014
- [24] Karakas E, Koklu M, Laroussi M 2010 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **43** 155202
- [25] Zhao L H, Ji Y W, Shang H, Huang X L, Ren J W, Ning W J 2021 *Proc. CSEE* **41** 6090 (in Chinese) [赵莉华, 冀一玮, 尚豪, 黄小龙, 任俊文, 宁文军 2021 中国电机工程学报 **41** 6090]
- [26] Yan W, Economou D J 2017 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **50** 415205
- [27] Ning W J, Dai D, Zhang Y H, Han Y X, Li L C 2018 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **51** 125204
- [28] Breden D, Miki K, Raja L L 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 034011
- [29] Lazarou C, Anastassiou C, Topala I, Chiper A S, Mihaila I, Pohoata V, Georghiou G E 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 105007
- [30] Lin P, Zhang J, Nguyen T, Donnelly V M, Economou D J 2021 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **54** 075205
- [31] Liu X Y, Pei X K, Lu X P, Liu D W 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 035007
- [32] Kettlitz M, Höft H, Hoder T, Weltmann K D, Brandenburg R 2013 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 025003
- [33] Yan W, Xia Y, Bi Z H, Song Y, Wang D Z, Sosnin E A, Skakun V S, Liu D P 2017 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **50** 345201
- [34] Zhang Y H, Ning W J, Dai D 2018 *AIP Adv.* **8** 035008
- [35] Pinchuk M, Stepanova O, Kurakina N, Spodobin V 2017 *J. Phys. Conf. Ser.* **830** 012060
- [36] Mohamed A A H, Kolb J F, Schoenbach K H 2010 *Eur. Phys. J. D* **60** 517
- [37] Basher A H, Mohamed A-A H 2018 *J. Appl. Phys.* **123** 193302
- [38] Xiong R H, Xiong Q, Nikiforov A Y, Vanraes P, Leys C 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 033305
- [39] Viegas P, Slikboer E, Obrusník A, Bonaventura Z, Sobota A, Garcia-Caurel E, Guaitella O, Bourdon A 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 094002
- [40] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [41] Yuan X H, Raja L L 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 495
- [42] Lazarou C, Belmonte T, Chiper A S, Georghiou G E 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 055023
- [43] Murakami T, Niemi K, Gans T, O'Connell D, Graham W G 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 015003
- [44] Kossyi A, Kostinsky A Y, Matveyev A A, Silakov V P 1992 *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 207

# Effect of flow rate of shielding gas on distribution of particles in coaxial double-tube helium atmospheric pressure plasma jet\*

Chen Zhong-Qi<sup>1)</sup> Zhong An<sup>1)</sup> Dai Dong<sup>1)†</sup> Ning Wen-Jun<sup>2)</sup>

1) (*School of Electric Power, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China*)

2) (*College of Electrical Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

( Received 8 March 2022; revised manuscript received 14 April 2022 )

## Abstract

In the application of atmospheric pressure plasma jet, the influence of ambient gas cannot be ignored, especially in some specific scenarios which are highly sensitive to ambient particles. Coaxial double-tube plasma jet device is a promising method of controlling the chemical properties of jet effluent by restraining the mutual diffusion between jet effluent and ambient gas. In this work, the discharge characteristics and chemical properties of coaxial double-tube helium atmospheric pressure plasma jet at different flow rates of shielding gas are studied numerically, and the model is validated by experimental optical images. The results illustrate the enhanced discharge at the high flow rate, the weaker discharge at the low flow rate, and discharge behaviors without shielding gas as well. With the increase of shielded gas flow rate, the particle density increases in the discharge space, which can be attributed to the wider main discharge channel caused by the increase of shielding gas flow rate. In addition, the analysis shows the great difference in ion fluxes affected by the flow rate of the SG between the contour lines of different helium mole fractions. This study further reveals that different discharge positions have a great influence on the generation of nitrogen and oxygen particles, thus deepening the understanding of influence of shielding gas flow rate on discharge behavior, and may open up new opportunities for the further application of plasma jet.

**Keywords:** atmospheric pressure plasma jet, coaxial double-tube device, shielding gas, distribution of species

**PACS:** 52.20.-j, 52.25.Jm, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220421

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51877086).

† Corresponding author. E-mail: [ddai@scut.edu.cn](mailto:ddai@scut.edu.cn)



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

陈忠琪 钟安 戴栋 宁文军

**Effect of flow rate of shielding gas on distribution of particles in coaxial double-tube helium atmospheric pressure plasma jet**

Chen Zhong-Qi Zhong An Dai Dong Ning Wen-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 165201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220421

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220421>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

大气压电晕等离子体射流制备氧化钛薄膜

Deposition of titanium oxide films by atmospheric pressure corona discharge plasma jet

物理学报. 2021, 70(9): 095205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202181>

脉冲电压上升沿对He 大气压等离子体射流管内放电发展演化特性的影响

Effects of pulse voltage rising edge on discharge evolution of He atmospheric pressure plasma jet in dielectric tube

物理学报. 2022, 71(2): 025202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210470>

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>

大气压脉冲放电等离子体射流特性及机理研究

Discharge characteristics and mechanism of plasma plume generated by atmospheric pulsed discharge

物理学报. 2021, 70(9): 095202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202246>

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>

大气压氩气刷形等离子体羽的特性研究

Discharge characteristics of argon brush plasma plume operated at atmospheric pressure

物理学报. 2021, 70(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202091>