



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

朱彦熔 常正实

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

Zhu Yan-Rong Chang Zheng-Shi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 025202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20210470

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210470>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

旋转滑动弧放电等离子体滑动放电模式的实验研究

Experimental study on gliding discharge mode of rotating gliding arc discharge plasma

物理学报. 2020, 69(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200672>

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>

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>

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>

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*

朱彦熔 常正实†

(西安交通大学电气工程学院, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2021 年 3 月 11 日收到; 2021 年 9 月 12 日收到修改稿)

通过仿真和实验相结合的手段, 以直流脉冲电压驱动的双环电极结构 He 大气压等离子体射流为例, 研究了电压上升沿时间对管内放电等离子体发展演化特性的影响. 随着电压上升沿的改变, 管内介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 区出现空心 and 实心两种放电模式. 上升沿为纳秒和亚微秒量级时, 以空心模式发展, 上升沿持续增加后转变为实心模式. 放电模式本质上受鞘层厚度、管内电场和表面电荷密度分布的影响, 鞘层厚度小于 1.8 mm 时等离子体通常以空心模式传播, 等于 1.8 mm 时等离子体的径向传播范围有限而转变为实心传播. 管内 DBD 区, 电场以轴向分量为主时, 等离子体以放电起始时的模式传播; 而在地电极内部, 由于外施电场方向发生径向偏转, 同时管壁沉积的正电荷形成径向自建电场, 两者叠加形成的强径向电场致使放电以空心模式传播.

关键词: He 大气压等离子体射流, 放电模式, 等离子体鞘层, 上升沿时间

PACS: 52.25.-b, 52.27.-h

DOI: 10.7498/aps.71.20210470

1 引言

大气压等离子体射流 (atmospheric pressure plasma jet, APPJ) 因在生物医学^[1-3]、材料表面处理^[4-6]等领域具有广泛应用和潜在的应用前景而备受关注^[7]. 与 kHz 交流、射频、直流等电压驱动 APPJ 相比, 纳秒脉冲电压驱动的 APPJ 具有功率密度高、能量积聚少、活性粒子可控、电子能量高等优势^[8], 是国内外相关领域的研究热点. 外施电压参数、工作气体种类及其流场分布是影响 APPJ 特性的重要因素, 学者们针对电压幅值、上升沿、频率、脉宽、流场等参数对 APPJ 特性影响进行了大量实验、仿真研究, 对探讨和认识 APPJ 的特性、机理做出了重要贡献. Chang 等^[9]对比研究了

He, Ar 及 Ar/NH₃ 驱动产生的 APPJ 在发射光谱、放电功率、活性粒子数密度等方面的差异, 并对 Ar/NH₃ 类辉光等离子体的形成机理进行了讨论. Zhang 等^[8]对比了微秒脉冲和纳秒脉冲 APPJ 的放电特性, 结果表明纳秒脉冲放电电流更大, 虽然纳秒脉冲电源比微秒脉冲消耗更少的能量, 但在纳秒脉冲激励情况下, 可以获得更长的羽流长度、更大的脉冲瞬时功率和更强的谱线强度. Chang 等^[10]针对 APPJ 空心环状结构的形成机理设计了专门实验, 证明了彭宁效应对等离子体“子弹”中空结构的形成不起主要作用, 但在连续放电中对空心结构的维持和演化有重要贡献, 并认为空心结构的形成与氦气通道-空气形成的微混合过渡层有密切联系.

已有研究表明, 脉冲电压的上升沿可能是影响等离子体特性最重要的因素之一. Huang 等^[11]的

* 强脉冲辐射环境模拟与效应国家重点实验室开放课题 (批准号: SKLIPR1706) 和国家自然科学基金 (批准号: 51777165) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: changzhsh1984@163.com

研究认为, 大气压下电压上升率 (dV/dt) 对电子动力学产生影响, 上升率较高时可产生高能电子 (数十 eV) 甚至是逃逸电子 (上百 eV). Liu 等^[12] 仿真研究了电压参数对针-板电极结构产生 APPJ 中电子能量的影响, 发现可通过调整电压参数控制电子能量, 为获得高电子能量, 应设置较高的电压幅值和较小的上升沿时间. 然而 Iza 等^[13] 的研究表明, 降低上升沿提高电子能量的手段具有局限性, 他们利用二维介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 混合模型进行仿真, 当上升沿时间由 40 ns 降低至 1 ns 时最大平均电子能量反而降低. 以上研究证明电压上升沿和电子能量间存在紧密联系, 但尚不明确如何通过控制上升沿时间来调控电子能量和密度, 仍需开展细致、深入的研究.

等离子体中的活性成分在其应用中起着关键作用^[14], 提高电子能量和电子密度, 将可能产生更多的活性成分, 如 OH 和 O 原子. Qian 等^[15] 发现上升沿越大, 放电电流越小, APPJ 的反应活性越低, O 原子和 OH 自由基的数密度越小; Zhang 等^[16] 的研究进一步证明, 电压上升沿时间对 DBD 氧气-臭氧转换效率产生影响, 短上升沿时间对应的转换效率更高. Wu 等^[17] 认为, 当上升沿由 4 μ s 降至 0.1 μ s 时, APPJ 羽流长度增加、反应活性增强. 因此, 提高电压上升率 (缩短上升沿), 能改善等离子体的实际应用效率, 成为获得高活性反应物种等离子体的一种有效手段. 上升沿除了影响放电电流、自由基含量及电子能量外, 对等离子体也存在宏观层面的影响, Gong 等^[18] 通过仿真上升沿 25—100 ns 的管内 APPJ 传播, 发现上升沿越小, 等离子体传播速度越快. 赵勇等^[19] 对单环电极 APPJ 研究发现, 上升沿由纳秒增至微秒, 管外等离子体“子弹”半径由 3 mm 缩小至约 1 mm, 将该现象归因于陡纳秒脉冲造成的过电压击穿. 综上所述, 现有研究报道认为, 电压上升沿对等离子体的关键参数和宏观行为均产生不同程度的影响, 因此通过控制上升沿产生参数可控的 APPJ, 具有实际的应用前景.

APPJ 一般分为两个区域: 放电区 (管内 DBD 区)、工作区 (电极下游及管外射流区). 由于 APPJ 在应用中的优越性, 大部分研究主要关注其工作区, 并且经常利用单环电极近似等效双环电极、或者利用电荷球模拟直流脉冲. 对于放电区的研究主要集中在以下几方面: 1) 放电模式, 如丝状或类辉光^[20]; 2) 粒子光谱分布, 如激发态 He 原子、N₂ 分

子、O 原子等粒子^[21]; 3) 管内光电特性, 如径向电场、放电强度^[22] 等. 放电区放电的产生、演化对工作区等离子体往往产生重要影响, 掌握电压上升沿对放电区的影响规律和机理, 对于进一步调控工作区等离子体特性和参数有实际指导意义. 为此, 基于实验现象, 本文构建二维轴对称等离子体模型, 围绕脉冲电压上升沿对介质管内等离子体传播特性的影响展开研究.

2 实验平台与仿真模型

2.1 实验平台

本文采用的实验平台如图 1 所示, 详细信息参见我们之前的论文^[10,23], 同轴双环 APPJ 发生器由内/外径为 4/6 mm 的石英玻璃管及两个铜环电极组成, 两电极相距 15 mm, 电极厚度 0.15 mm, 宽度 5 mm. 为描述方便, 本文规定气体流进的方向为“上游”, 流出的方向为“下游”, “上游”电极接地, “下游”电极接高压, 高压电极下边沿距离管口 100 mm. 高纯氦气 (5 N) 流量为 2.0 L/min, 确保管内气流为层流状态.

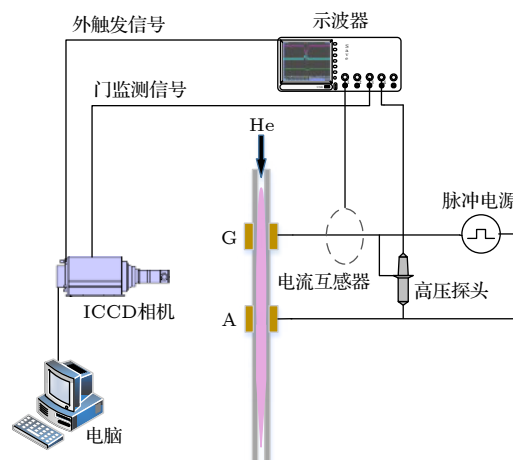


图 1 等离子体产生与诊断实验平台示意图

Fig. 1. Schematic diagram of plasma generation and diagnosis experimental platform.

2.2 仿真模型

为了研究 APPJ 管内放电的演化行为和机制, 本文基于实验中采用的 APPJ 电极结构, 构建二维轴对称流体模型, 如图 2 所示. 将等离子体视为由电子、离子以及中性粒子组成的连续介质, 基于各种粒子的连续性方程、动量守恒方程、电子能量

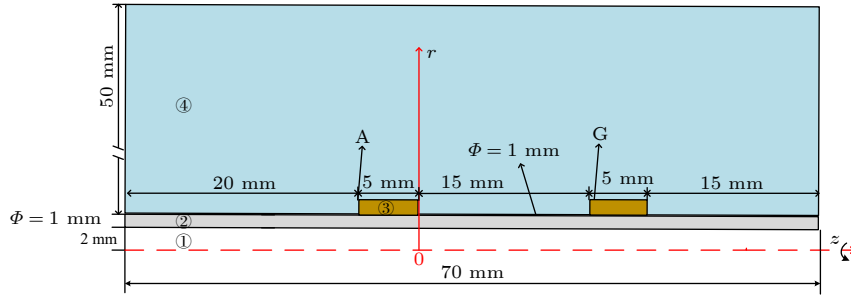


图 2 仿真模型示意图 ①管内部, ②管壁, ③环形电极, ④空气域

Fig. 2. Schematic of the simulation configuration. ① the glass tube interior, ② the tube wall, ③ the ring electrode, ④ ambient air.

守恒方程以及泊松方程对模型进行求解. 为提高计算效率对实验模型进行简化, 介质管足够长能使 APPJ 在管内传播不受环境空气的影响, 同时为了提高模型的收敛性, 在 r 方向增加了宽度 50 mm 的空气域, 整个计算域大小为 70 mm \times 53 mm, 包括管内部、管壁、环形电极、空气域. 电极暴露在空气中, 远离计算域的边界接地处理.

电子、离子等粒子数密度通过连续性方程求解:

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_r = S_r, \quad (1)$$

其中, n_r 为相关粒子的数密度 (m^{-3}), $\mathbf{\Gamma}_r$ 是粒子流密度 ($\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), S_r 代表粒子 r 的源项 ($\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$). $\mathbf{\Gamma}_r$ 由迁移扩散方程近似得到, 具体公式为

$$\mathbf{\Gamma}_r = n_r \mu_r \mathbf{E} - D_r \nabla n_r, \quad (2)$$

其中, n_r 为相关粒子的数密度 (m^{-3}), μ_r 和 D_r 分别表示粒子的迁移率 ($\text{m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$) 和扩散系数 ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$), \mathbf{E} 是电场 ($\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$). (2) 式右边第一项表示带电粒子在电场作用下迁移产生的粒子流密度, 对于中性粒子而言, 此项为 0; 第二项为粒子扩散导致的粒子流密度. (1) 式中电子碰撞、分子和原子碰撞等反应引起的粒子源项 S_r 可表示为

$$S_r = \sum_i (k_i n_{r_1} n_{r_2} + \alpha_i |\mathbf{\Gamma}_e| n_{r_3}), \quad (3)$$

其中, k_i 为反应速率系数, 包含单体反应 (s^{-1}), 双体反应 ($\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$) 和三体反应 ($\text{m}^6\cdot\text{s}^{-1}$) 三种, α_i 为汤森系数 (m^{-1}), $\mathbf{\Gamma}_e$ 为电子流密度 ($\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$).

放电过程中的电场由外加电压产生的拉普拉斯电场及空间电荷产生的电场共同组成, 电场和电势通过泊松方程求解, 如 (4) 式所示,

$$-\varepsilon_0 \nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \phi) = \varepsilon_0 \nabla \cdot (\varepsilon_r \mathbf{E}) = \sum_j q_j n_j, \quad (4)$$

其中, ϕ 是电势 (V), ε_r 是电介质的相对介电常数,

ε_0 是真空介电常数 ($8.85 \times 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$).

在求解重粒子温度和电子温度时, 因本文中离子温度和中性粒子温度接近室温, 所以将其设定为 300 K, 电子温度由电子能量守恒方程求解, 如 (5) 式所示,

$$\frac{\partial n_e \bar{\varepsilon}_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = S_e, \quad (5)$$

其中, n_e 是电子密度 (m^{-3}), $\bar{\varepsilon}_e$ 是平均电子能量 (eV), $\mathbf{\Gamma}_e$ 代表电子能流密度 ($\text{V}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), 描绘由迁移扩散产生的电子能流密度, 计算公式为

$$\mathbf{\Gamma}_e = -n_e \bar{\varepsilon}_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \nabla (n_e \bar{\varepsilon}_e), \quad (6)$$

其中, μ_e 和 D_e 分别代表电子能量迁移率 ($\text{m}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$) 和电子能量扩散系数 ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$), 计算公式分别为

$$\mu_e = \frac{5}{3} \mu_e, \quad (7)$$

$$D_e = \frac{2}{3} \bar{\varepsilon}_e \mu_e, \quad (8)$$

且迁移率和扩散系数满足爱因斯坦关系:

$$D = \frac{k_b T}{q} \mu, \quad (9)$$

其中 k_b 为玻尔兹曼常数 ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$).

(5) 式中的电子能量源项 S_e 包含两部分, 分别表示为 S_1 和 S_2 , 如 (10) 式所示, S_1 代表碰撞反应获得或损失的电子能量 (eV), S_2 是电场输入的功率 ($\text{J}\cdot\text{s}^{-1}$).

$$\begin{aligned} S_e &= S_1 + S_2 \\ &= \sum_i (k_i \varepsilon_i n_{r_1} n_{r_2} + \alpha_i \varepsilon_i |\mathbf{\Gamma}_e| n_{r_3}) - e \mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{E}, \quad (10) \end{aligned}$$

其中 ε_i 代表反应的能量阈值 (eV).

假设介质管内充满纯氦并忽略空气的影响, 考虑的反应仅包含纯氦氛围中发生的电子碰撞反应及重粒子间的反应, 主要粒子包括 e, He, He*, He⁺ 及 He₂⁺ 5 种. 本文使用的反应列于表 1, 其中电子

表 1 模型中考虑的粒子及反应
Table 1. Plasma chemistry included in the model.

No.	反应式	反应速率或汤森系数	参考文献
R ₁	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}$	α_1	[24]
R ₂	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}^*$	α_2	[24]
R ₃	$e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$	α_3	[24]
R ₄	$e + \text{He}^* \rightarrow 2e + \text{He}^+$	$4.661 \times 10^{-16} T_e^{0.6} \cdot e^{(-55400/T_e)}$	[25]
R ₅	$2\text{He}^* \rightarrow e + \text{He}^+ + \text{He}$	4.5×10^{-16}	[25]
R ₆	$2e + \text{He}^+ \rightarrow e + \text{He}^*$	$6.186 \times 10^{-39} T_e^{-4.4}$	[25]
R ₇	$2\text{He} + \text{He}^+ \rightarrow \text{He} + \text{He}_2^+$	1×10^{-43}	[25]
R ₈	$2e + \text{He}_2^+ \rightarrow e + \text{He} + \text{He}^*$	2.8×10^{-32}	[25]
R ₉	$e + \text{He} + \text{He}^+ \rightarrow \text{He} + \text{He}^*$	$6.66 \times 10^{-42} T_e^{-2}$	[25]
R ₁₀	$e + \text{He} + \text{He}_2^+ \rightarrow 2\text{He} + \text{He}^*$	3.5×10^{-39}	[26]
R ₁₁	$2\text{He}^* \rightarrow e + \text{He}_2^+$	2.3×10^{-15}	[26]
R ₁₂	$e + \text{He}_2^+ \rightarrow \text{He} + \text{He}^*$	$5.386 \times 10^{-13} T_e^{-0.5}$	[25]

注: T_e 为电子温度(eV); $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 通过玻尔兹曼求解器求解^[24], 双体和三体反应的单位分别为 $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $\text{m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$.

碰撞的反应速率系数通过 Boltzmann 两项近似模块求解^[24], 其余的反应系数来自文献^[25, 26]. 因为电子、离子的传播速度远大于气流速度, 所以可近似认为放电期间管内氦气处于静止状态. 为了缩短模型的计算时间并提高收敛性, 本文采用预电离的形式代替光致电离, 即假设初始时刻, 空间中存在均匀分布的电子、离子及亚稳态原子, 初始电子密度设置为 $1.0 \times 10^{13}/\text{m}^3$. 二次电子发射是放电发展过程中重要的补充电子来源, 本文认为正离子、亚稳态原子均在管壁附近猝灭, 其二次电子发射系数设置为 0.01, 二次电子平均能量为 2.5 eV. 网格采用非结构性网格, 壁面附近网格最小, 为 15 μm , 其余计算域为 50 μm , 离散方法采用有限元法, 总网格数约 43 万.

3 结果与讨论

3.1 纳秒上升沿电压驱动管内放电的发展演化特性

利用纳秒级曝光时间的 ICCD 图像对 50 ns 上升沿的脉冲 He APPJ 发展演化过程进行研究. 其中外施电压参数为: 上升沿时间 $t_r = 50 \text{ ns}$ 、脉宽 $t_w = 1 \mu\text{s}$ 、电压幅值 $V_a = 7.5 \text{ kV}$ 、下降沿时间 $t_d = 50 \text{ ns}$ 、频率 $f = 5 \text{ kHz}$. 虽然仿真仅考虑了单次放电过程, 但根据 Kettlitz 等^[27]的研究, 不同放电频率及两次放电间隔中残余电荷仅对放电传播速度和发光强度产生影响, 对定性研究的仿真

模型而言, 实验和仿真设置差异导致的此项误差可被忽略.

ICCD 拍摄过程中的电压及总电流波形如图 3(a) 所示, 图 3(b) 对应的电流波形已剔除位移分量, 图 3(c) 为仿真中的电压及总电流波形. 对比图 3(a) 和图 3(c) 可以看出, 实验和仿真的总电流波形符合得较好, 均出现了位移电流 (第一个电流脉冲) 和传导电流 (第二个电流脉冲), 与实验不同的是, 仿真中的放电时刻提前, 且电流峰值比实验中高约 0.02 A, 这与模型中外回路参数设置有关, 不影响结果分析. 实验中 ICCD 门宽设置为 25 ns, 拍摄步长为 25 ns, 触发及拍摄时刻如图 3(b) 所示. 介质管内等离子体的发展过程如图 4(a) 所示, 放电起始于高压电极侧, 向地电极传播, 对应图 3(b) 和图 4(a) 中时刻 8—11, 到达地电极后等离子体逐渐充满整个 DBD 区, 在时刻 13 结束时, 电流达到峰值, 之后随着放电电流减小放电逐渐熄灭. 选择与实验一致的电压参数进行数值计算, 并提取与 ICCD 拍摄参数相同的时间尺度, 获得放电发展过程中 He^* 的时空分布 (用来表征发光情况) 如图 4(b) 所示. 可以看出, 等离子体发展过程的仿真结果与实验现象一致. 与实验相比, 仿真能够监测每个时刻放电的位置、形态以及放电在电极内部的演化过程, 当 $t = 116 \text{ ns}$ 时, 等离子体到达地电极的上游侧边缘, 由图 3(b) 可知, 此时对应回路电流的峰值. 放电结束后, 通道内 He^* 密度降低, 对应于图 4(a) 中的时刻 16.

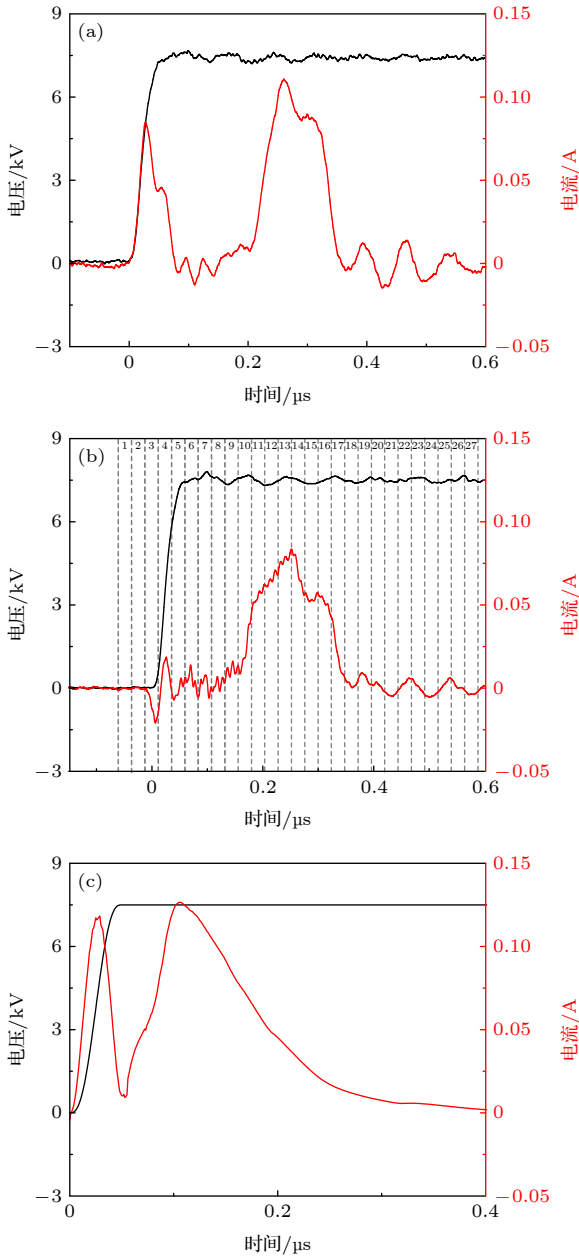


图3 实验和仿真中50 ns上升沿时的电压电流波形 (a) 实验总电流波形; (b) 剔除位移分量的实验电流波形, 其中序号1—27分别表示ICCD连续拍摄的时间段; (c) 仿真总电流波形

Fig. 3. Discharge voltage and current waveforms with rising edge of 50 ns in experiment and simulation: (a) Experimental full current waveform; (b) experimental current waveform excluding displacement current, the number 1–27 represent the time interval of ICCD continuous acquisition respectively; (c) simulation full current waveform.

基于上述研究, 进一步讨论不同电压上升沿对管内等离子体发展演化的影响. 保持脉冲电压的其余参数不变, 增加上升沿至200和500 ns, 研究介质管内等离子体的特性变化. 不同电压驱动下放电起始阶段在不同轴向位置 ($z = 0.3$ mm(起始) 及

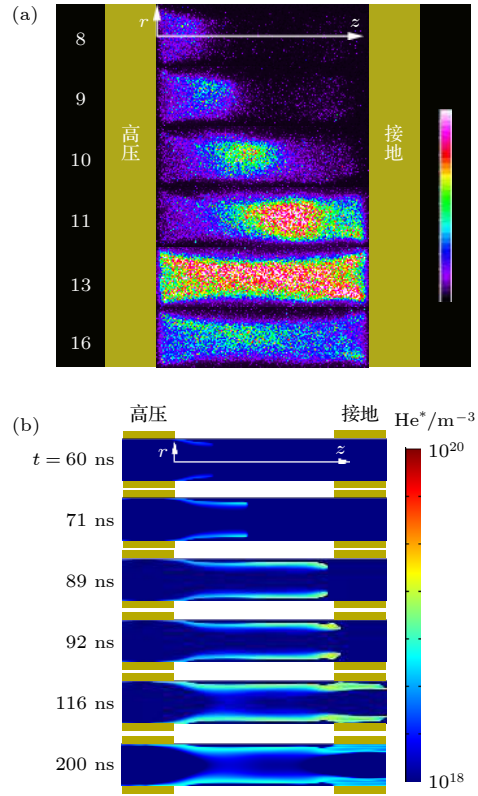


图4 放电在介质管内的发展过程 (a) ICCD图像; (b) 发展过程中 He^* 的密度分布
Fig. 4. Propagating process of discharge in dielectric tube: (a) ICCD picture; (b) He^* distribution in evolution.

$z = 0.9$ mm (DBD区)) 时的电子密度 n_e 分布和电离源项 R_e 分布, 结果如图5(a)和图5(b)所示. 由图5可知, 当上升沿为50 ns时, 放电紧贴介质管内壁表面传播, 此时的电子密度 n_e 和电离源项 R_e 分布呈空心环状, 等离子体头部的电子密度在 10^{19} m^{-3} 量级. 为方便描述, 这里引入“等离子体半径”的概念, 定义为等离子体域与鞘层的边界线距离介质管轴线的垂直距离. 随着电压上升沿增加, 等离子体半径逐渐变小, 朝向收缩, 收缩现象具有一定限度, 在电离波离开高压电极 ($z = 0-0.3$ cm) 时, 朝管轴方向的径向收缩最为明显, 之后逐渐沿管壁方向径向扩展, 最终形成稳定的空心圆环结构向前发展.

等离子体传播到地电极上游边沿 ($z = 2$ cm) 以及离开地电极 ($z = 2.5$ cm) 后, 其电子密度 n_e 分布如图6所示. 针对3种电压上升沿, 与DBD区的传播模式不同, 由于电极内部的高径向电场分布, 导致等离子体在电极内部沿面传播, 且两电极内部的等离子体径向大小接近, 约等于介质管内径. 同时也可以看到等离子体在地电极附近形变

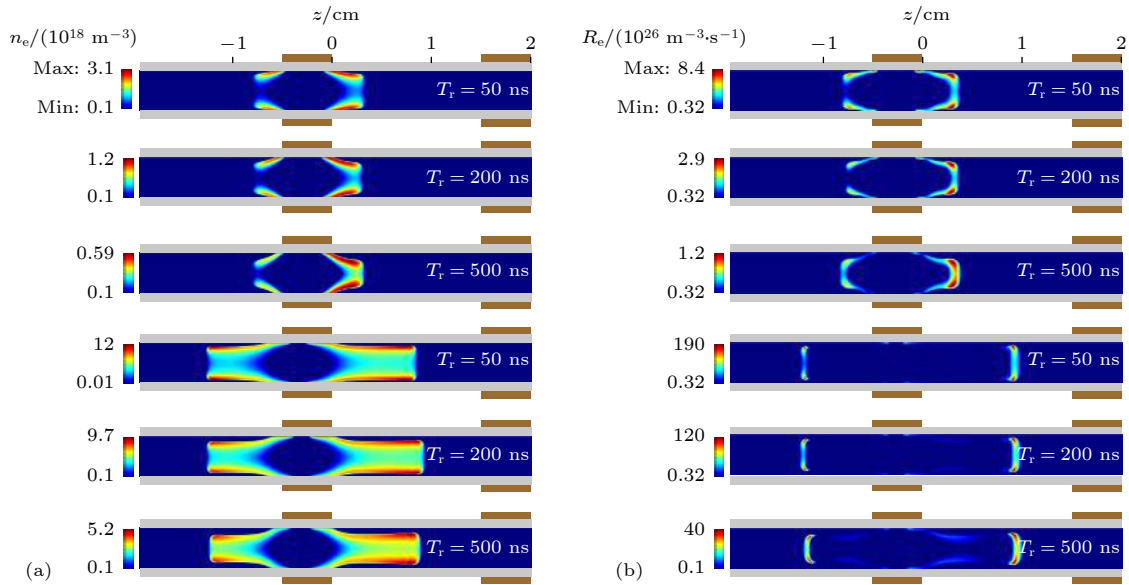


图 5 管内等离子体发展过程中的 (a) 电子密度 n_e 和 (b) 电离源项 R_e

Fig. 5. Distribution of electron density and ionization source during plasma evolution in tube: (a) Electron density; (b) ionization source.

大、发光强度增强, 与 Jiang 等^[28] 的实验研究结果符合, Jiang 等认为, 这种现象主要与前一次放电在介质管中产生的 He^* 与管内微量的杂质分子发生彭宁电离相关. 本文仿真中, 仅考虑单次脉冲放电且管内为纯氦气氛, 并未考虑彭宁电离的影响, 仍能观察到等离子体在朝地电极移动时的增强现象, 说明除彭宁电离外, 管内电场分布的影响不容忽视.

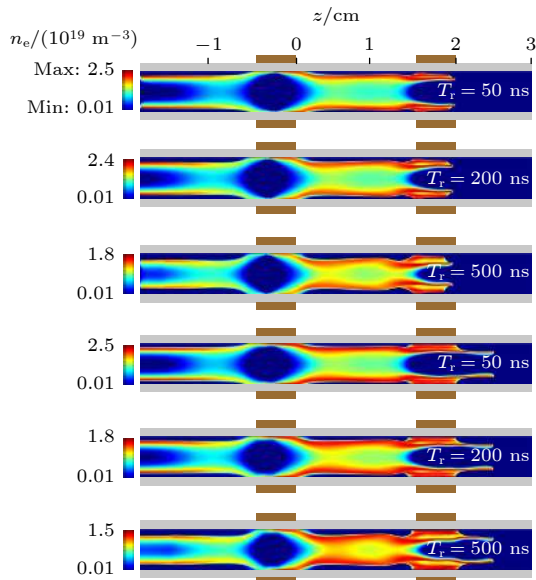


图 6 等离子体传播到地电极“上游”边沿 ($z = 2 \text{ cm}$) 以及离开地电极 ($z = 2.5 \text{ cm}$) 后的电子密度 n_e 分布

Fig. 6. Electron density distribution of plasma propagating to the upstream edge of the ground electrode ($z = 2 \text{ cm}$) and leaving the ground electrode ($z = 2.5 \text{ cm}$).

进一步对比研究了 3 个上升沿时间 (50, 200 和 500 ns) 时, DBD 区的实验放电图像和仿真 He^* 分布图像, 除前文提及的 50 ns 上升沿对应图像外, 这里补充了上升沿为 200 和 500 ns 的图像, 如图 7(a)—图 7(c) 所示. 为保持一致性, ICCD 参数设置不变. 图 7 中每幅图像分别由 3 部分组成: 仿真 (左)、实验 (中) 及仿真实验对比 (右). 因为 ICCD 曝光时间为 25 ns, 所以实验结果选择电流峰值时刻附近 25 ns 内的累积图像, 例如图 7(a) 实验结果的采集时间为图 3(b) 中标号 13 的时刻; 仿真结果为对应电流峰值时刻附近 25 ns 内 He^* 的累积分布. 对比发现, 仿真与实验图像的外边缘相符合, 但仿真图像中的 APPJ 为空心结构, 实验图像为实心结构. 主要是因为仿真模型采用二维轴对称结构近似实验模型, 提取的数据图像为二维剖面图, 实验中获得放电图像为正视图, 将三维图像压缩在二维焦平面所致, 已有实验研究中的 APPJ 也为中空环状^[10]. 在地电极和高压电极附近, 等离子体半径变大并沿管壁传播, DBD 区中间部分的等离子体半径较小.

从图 7 所示的实验图像可以看出, 随着上升沿达到 500 ns, 等离子体径向收缩明显加剧, 受介质管三维结构和杂散电场的影响, DBD 区等离子体整体向左偏移. 为了直观和半定量地分析不同电压上升沿的等离子体半径特性, 分别提取了正放电极

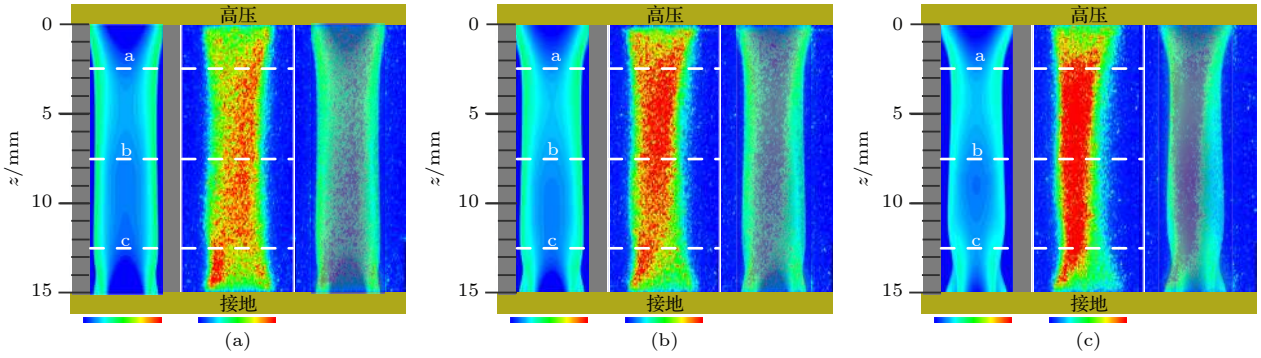


图 7 不同上升沿时, DBD 区的仿真和实验对比 (a) 50 ns; (b) 200 ns; (c) 500 ns (z_a , z_b 和 z_c 分别代表 GSD 和 FWHM 提取位置)
 Fig. 7. Simulation and experimental results comparison of DBD area under different rising edge: (a) 50 ns; (b) 200 ns; (c) 500 ns. (z_a , z_b and z_c represent the data extraction position of GSD and FWHM respectively).

间 3 个位置 z_a , z_b 和 z_c 处 (图 7(a)—图 7(c) 中 3 条虚线所示) 的径向光强分布曲线的半高宽 (full width half maximum, FWHM) 和灰度标准差 (gray standard deviation, GSD) 分布, GSD 越小, 表明径向分布的灰度值与灰度平均值的差值越小, 即灰度分布越平缓, 对应 DBD 区的等离子体半径越大. $z_a = 2.5$ mm, 靠近高压电极; $z_b = 7.5$ mm, 位于 DBD 区中心; $z_c = 12.5$ mm, 靠近地电极. 对实验放电光强分布进行归一化处理, 同时分析了仿真得到的 He^* 的相对光强分布半高宽, 列在表 2 中.

表 2 实验电流峰值时刻不同上升沿在管内 z_a , z_b , z_c 位置处的灰度值标准差和相对强度半高宽及仿真中电流峰值时刻对应位置处的相对强度半高宽统计

Table 2. GSD and the relative intensity FWHM at z_a , z_b , z_c of APPJ driven by different rising time at the time of current peak in experiment and the FWHM at the corresponding position at the time of current peak in simulation.

	位置	50 ns	200 ns	500 ns
实验光强灰度值标准差	z_a	28.6	33.3	49.6
	z_b	35.3	37.7	50.4
	z_c	31.0	30.0	46.9
实验相对强度半高宽/mm	z_a	2.92	2.76	2.55
	z_b	2.48	2.31	1.98
	z_c	2.91	2.38	1.83
仿真 He^* 分布半高宽/mm	z_a	3.36	3.12	2.76
	z_b	3.28	3.16	2.88
	z_c	3.44	3.30	2.72

由表 2 可知, 在 z_a 和 z_b 处, GSD 随上升沿的增加而增加, 上升沿增加对地电极 (z_c) 附近的等离子体半径影响较小. 上升沿 t_r 由 50 ns 增至 200 ns

时, 3 种上升沿下 z_c 处的 GSD 大小接近, 主要是由于径向电场的分布, 靠近地电极时, 等离子体存在不同程度的径向扩展. 与 GSD 相比, FWHM 更能直观地体现等离子体半径的大小, 分析发现, 在 DBD 区不同轴向位置, FWHM 的实验和仿真结果均随着上升沿的增加而减小, 这与 GSD 的变化相呼应, 进一步说明了上升沿增加会导致 DBD 区的等离子体径向收缩.

前述已经表明, 纳秒量级电压上升沿时, 等离子体尺寸随着上升沿增加出现径向收缩, 若进一步增加上升沿至微秒量级, 等离子体是否存在由空心结构向实心结构的演化? 下面进一步增加脉冲电压的上升沿时间进行讨论.

3.2 微秒上升沿电压驱动管内放电的发展演化特性

本节将脉冲电压的上升沿增至 1000 和 2000 ns, 保持其余电压参数不变, 通过数值仿真研究微秒级上升沿时的管内放电发展过程, 讨论上升沿对放电演化行为的影响. 与纳秒上升沿的放电相比, 微秒上升沿对应的放电电流进一步减小, 位移电流峰值降低, 放电起始时刻延迟. 随着上升沿时间的延长, du/dt 减小, 导致位移电流分量变弱, 当上升沿为 2000 ns 时, 放电电流波形只有一个峰值.

以不同上升沿的正脉冲放电为例, 研究了管内放电发展过程中电子密度 n_e 和电离源项 R_e 的分布, 如图 8 所示. 由图 8(a) 和图 8(b) 可知, 与纳秒级上升沿的情形一致, 随着上升沿的增加, 管内空心环状的等离子体进一步径向收缩, 等离子体半径逐渐减小; 当上升沿增至 2000 ns 时, 起始阶段电离波以实心模式传播, 且管内等离子体“子弹”半径

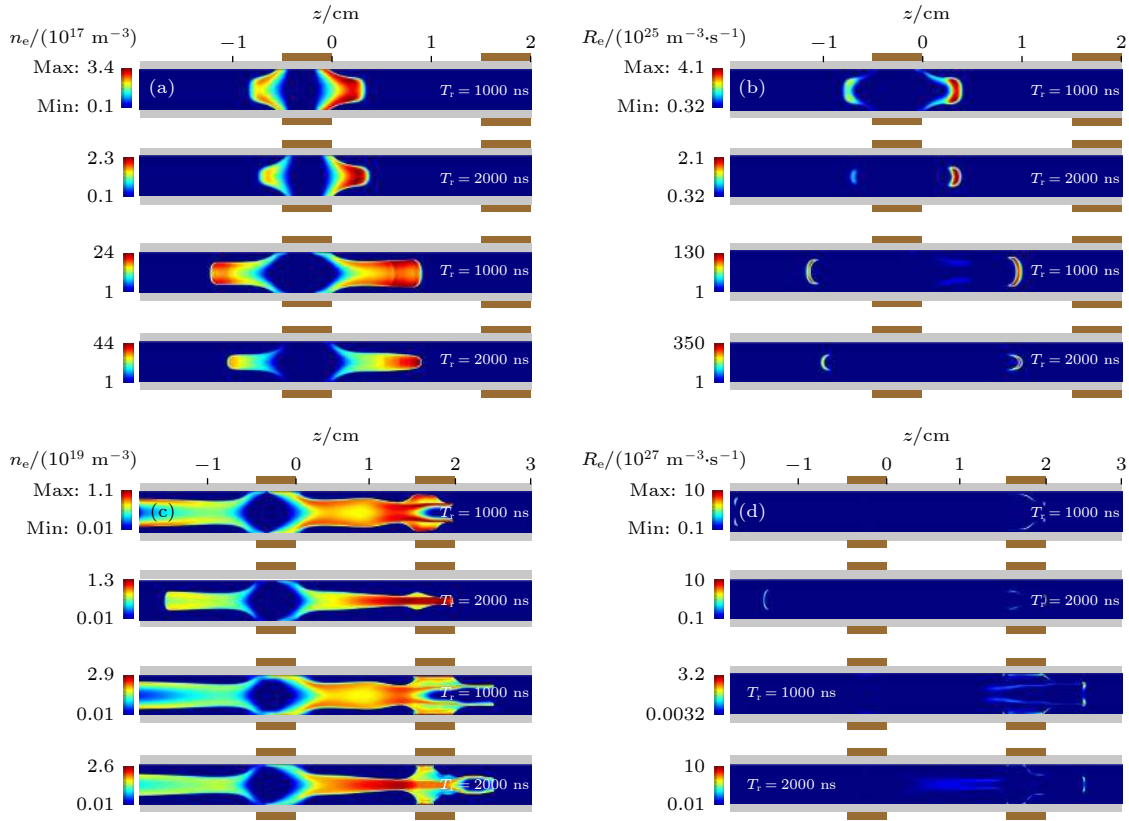


图 8 正脉冲放电期间的电子密度及电离源项分布 (a) $z = 0.3, 0.9$ cm 处的电子密度 n_e ; (b) $z = 0.3, 0.9$ cm 处的电离源项 R_e ; (c) $z = 2.0, 2.5$ cm 处的电子密度 n_e ; (d) $z = 2.0, 2.5$ cm 处的电离源项 R_e

Fig. 8. Distribution of electron density and ionization source during positive discharge: (a) Electron density when $z = 0.3, 0.9$ cm; (b) ionization source when $z = 0.3, 0.9$ cm; (c) electron density when $z = 2.0, 2.5$ cm; (d) ionization source when $z = 2.0, 2.5$ cm.

基本保持不变,但当实心等离子体“子弹”进入地电极后,在径向电场的作用下,以空心环状结构离开地电极并向前传播.

3.3 电压上升沿对管内放电模式及发展演化的影响机制

现有研究表明,鞘层、电场强度和表面电荷密度对等离子体的半径、放电模式、发光强度及粒子分布等特性有着显著的影响^[29–31].因此,基于上文的研究,以 50 和 2000 ns 为例,本节从鞘层、电场强度、表面电荷密度 3 个方面探讨脉冲电压上升沿对管内放电模式及发展演化的影响机制.

3.3.1 等离子体鞘层

等离子体与介质壁接触时,由于电子迁移率比离子快得多,等离子体相对介质呈正电性.随着射流在 DBD 区内传播,介质管内壁表面的一段距离内产生电荷密度差,离子密度远大于电子密度,形成等离子体鞘层^[32].Ning 等^[30]通过仿真研究了不同石英管管径产生的等离子体射流传播过程,观察

到了“实心”、“空心”传播形态并将这种现象归因于等离子体鞘层的影响.上升沿对放电模式的影响可能也与鞘层相关,由于等离子体鞘层存在于管壁附近,因此这里以电离波传播至 $z = 0.9$ cm 时为例,主要考虑电子密度 n_e 、离子密度 n_i 、电子温度 T_e 以及轴向电场强度 E_r 等参数的径向分布,(如图 9 所示),讨论鞘层厚度对放电模式的影响.由图 9 可知,鞘层厚度随着电压上升沿的增加而增加,当上升沿为 50 ns 时,鞘层厚度为 0.41 mm,2000 ns 上升沿电压作用时鞘层厚度最大,为 1.8 mm,等离子体被约束在直径 0.4 mm 的范围内传播.

当上升沿为 2000 ns 时,管内 DBD 区电子迁移率的最大值约为 $0.1 \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$,而离子迁移率仅为 $1.03 \times 10^{-3} \text{ m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$,电子迁移率约等于离子迁移率的 100 倍.因此电子在管壁表面快速积累,导致管内壁表面电势相对等离子体域的下降,鞘层内形成指向管壁的径向电场,该径向电场最大值为 12 kV/cm,约等于“子弹”头部轴向电场一半.同时,鞘层内正离子在此径向电场的作用下碰撞管

壁, 产生大量二次电子, 亚稳态 He^* 复合 ($\text{R}_3: 2\text{He}^* \rightarrow \text{e} + \text{He}^+ + \text{He}$, $k_f = 2.7 \times 10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) 也在鞘层内进行, 产生部分电子. 二次电子及 He^* 复合产生的电子被径向电场加速朝鞘层与等离子体域的边界运动, 这些电子本身可以作为种子电子促进放电发展, 也可以在鞘层边界与 He 或 He^* 碰撞电离产生种子电子促进局部区域电离.

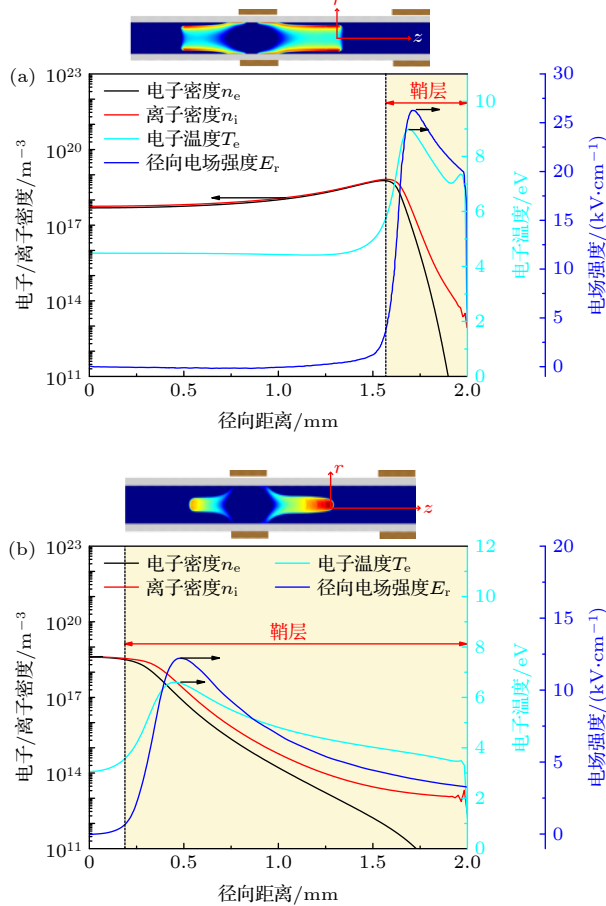


图 9 不同上升沿的外施电压下, 放电头部位于 $z = 0.9 \text{ cm}$ 时管内的电子密度、离子密度、电子温度、鞘层厚度及径向电场强度的径向分布 (a) 50 ns; (b) 2000 ns

Fig. 9. Radial distribution of electron density, ion density, electron temperature, sheath, and radial electric field intensity under the applied voltage with different rising edge when the head of plasma at $z = 0.9 \text{ cm}$: (a) 50 ns; (b) 2000 ns.

当电压上升沿为 50 ns 时, 放电在 DBD 区轴向传播, 外施电场快速上升, 鞘层内正离子的自建电场最大值为 27 kV/cm. 该电场中, 电子在较短距离内径向加速即可获得能量, 与鞘层边界处的 He^* 和 He 发生碰撞电离, 包括电子直接碰撞电离 ($\text{R}_3: \text{e} + \text{He} \rightarrow 2\text{e} + \text{He}^+$) 和逐步电离过程 ($\text{R}_2: \text{e} + \text{He} \rightarrow \text{e} + \text{He}^*$ 和 $\text{R}_4: \text{e} + \text{He}^* \rightarrow \text{e} + \text{He}^+$), 迅速

增加了鞘层边界的电子密度, 形成了宏观可见的中空环状结构. 脉冲电压上升沿 50 ns 时管内鞘层较薄, 此时等离子体头部正离子的自建电场和外施电场均为轴向, 所以等离子体仍以轴向传播为主. 进一步分析发现, 等离子体传播过程中, “子弹”头部始终具有高电场强度和电离率, 说明与常规等离子体技术相比, 纳秒上升沿的脉冲放电等离子体能够获得更高的电子能量和活性物种数密度, 展现出其在生物医学和材料改性等应用领域中的优势.

3.3.2 电场分布

电场分布影响了放电的起始、发展演化, Li 等^[31]通过在双环电极结构的基础上外加多个环形地电极以增强轴向电场, 改变了 APPJ 的传播形态, 得到了羽流长度更长的射流. 因此, 为了分析电场分布对管内等离子体发展的影响, 以 DBD 区中间位置和地电极中间位置为例, 分析了轴向和径向电场分布情况, 以便定量讨论碰撞电离增强机理. 提取了等离子体“子弹”头部位于 DBD 区中间位置 (r_1 , 实心传播, $t = 1.195 \mu\text{s}$) 及地电极中间位置 (r_2 , 空心传播, $t = 1.26 \mu\text{s}$) 时的电场分布. 为对比电场分量的大小, 将空间某点处的电场强度 E 正交分解为轴向分量 E_z 及径向分量 E_r . 等离子体“子弹”传播过程中其头部 E_z 和 E_r 沿径向的分布如图 10 所示. 实心模式传播时, 等离子体“子弹”头部的轴向电场 E_z 大约是径向电场 E_r 的 1.7 倍, 在净电场的作用下, “子弹”沿轴线传播; 地电极内部, 径向电场 E_r 1.1 倍高于轴向电场 E_z . 在强径向电场的作用下, 正离子诱导管壁表面的二次电子发射增强, 导致直接碰撞电离 ($\text{R}_3: \text{e} + \text{He} \rightarrow 2\text{e} + \text{He}^+$) 和间接碰撞电离 ($\text{R}_2: \text{e} + \text{He} \rightarrow \text{e} + \text{He}^*$ 和 $\text{R}_4: \text{e} + \text{He}^* \rightarrow 2\text{e} + \text{He}^+$) 在鞘层和等离子体界面处产生大量种子电子. 与 DBD 区相比, 在高电子密度和径向电场的共同作用下, 地电极内部发生放电模式改变, 等离子体在地电极内部径向扩展的同时, 鞘层厚度相应变小. 一系列过程后, 等离子体“子弹”头部正离子产生电场的轴向分量被进一步削弱, 导致等离子体“子弹”的径向扩展加剧, 继续促进径向电场增强, 形成正反馈调节.

径向电场增强引起的径向电离表现为碰撞电离源项的变化. 以 2000 ns 上升沿为例, 研究了电离源项 R_e 的发展演化过程, 如图 11 所示. 在 DBD 区的放电等离子体进入地电极内部的初始阶

段 $t = 1.24 \mu\text{s}$ 时, R_e 仍为实心结构, 头部的 R_e 最强并沿径向逐渐减小; 当 $t = 1.25 \mu\text{s}$ 时, 鞘层与等离子体边缘处的电离强度增强, 实心结构已开始发生转变; 最终, 在 $t = 1.28 \mu\text{s}$ 时等离子体在地电极内部完全转变为空心结构, 证明径向电场确实使电离源项的空间分布发生改变。

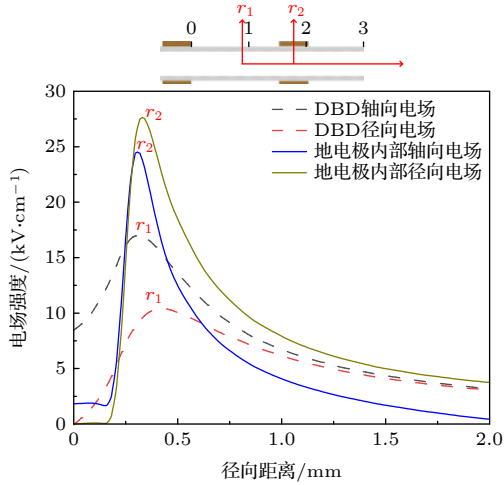


图 10 2000 ns 上升沿时, “子弹” 头部轴向和径向电场的径向分布

Fig. 10. Radial distribution of axial and radial electric fields in the head of plasma under rising edge of 2000 ns.

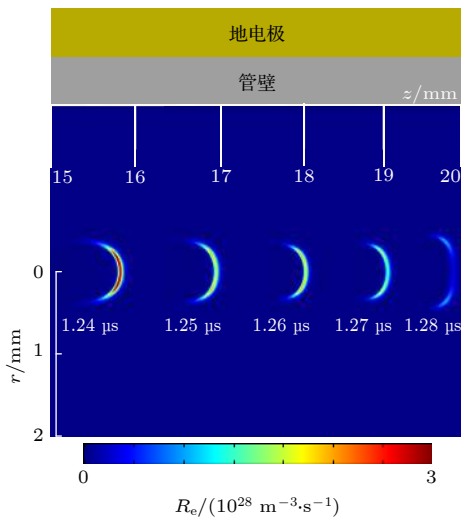


图 11 2000 ns 上升沿时, 地电极内部电离源项 R_e 的演化过程

Fig. 11. Evolution of R_e in tube under ground electrode in rising edge of 2000 ns.

3.3.3 管内壁表面电荷密度

现有研究表明, 管内壁电荷形成的径向电场大小与外施电场以及管壁表面正电荷密度大小呈正

相关^[33], 因此, 本节结合前述结果, 研究了 2000 ns 上升沿时等离子体头部在 $z = 2.3$ 和 2.5 cm 时地电极处介质管内壁的表面电荷和径向电场沿轴向的分布, 如图 12 所示. 当“子弹”头部位于 $z = 2.3$ cm 时, 地电极处介质表面电荷密度为“单峰”分布, 随着等离子体向地电极上游发展, 具有高电势的“子弹”头部与地电极之间产生时变电场 E_t , 影响原有高压电极与地电极之间的电场分布. 当地电极处的表面电荷密度仍为“单峰”分布时, 地电极内部的径向电场 E_r 已呈“双峰”分布; 随后, 等离子体发展到 $z = 2.5$ cm 处时, 在径向电场的作用下, 地电极处的表面电荷密度也呈现出“双峰”分布. 表面积聚

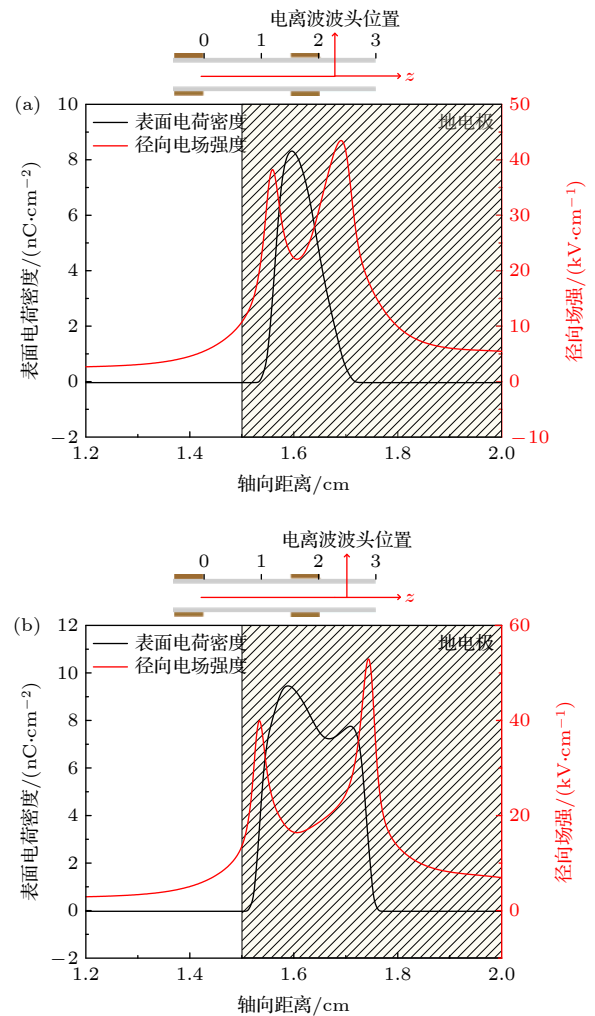


图 12 2000 ns 上升沿“子弹”头部位于不同位置时, 地电极内部介质管内壁表面电荷密度和径向电场沿轴向的分布 (a) $z = 2.3$ cm; (b) $z = 2.5$ cm

Fig. 12. Axial distribution of surface charge density and radial electric field on the inner wall of dielectric tube in the ground electrode when the head of plasma at different positions under rising edge of 2000 ns: (a) $z = 2.3$ cm; (b) $z = 2.5$ cm.

的正电荷同时增强径向电场 E_r , 使表面电荷密度的“双峰”分布现象更加明显, 地电极处表面电荷分布的轴向范围也随之增加。

受电子、离子迁移率差异的影响, 管内壁表面电荷的积累滞后于等离子体在管内的发展. 为此, 以上升沿 50 和 2000 ns 为例, 考察了 $z = 1.75$ cm (地电极轴向中心) 处电压上升沿期间管壁表面电荷密度和径向电场强度随时间的变化, 如图 13 所示。

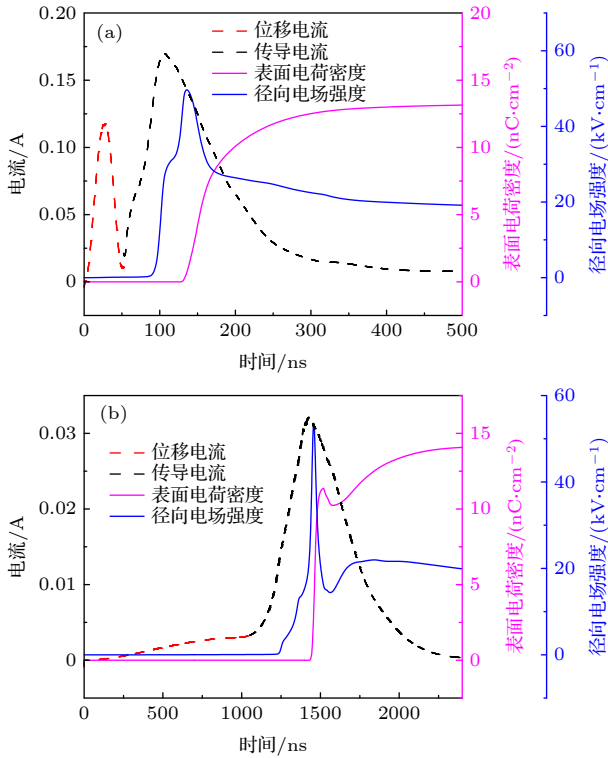


图 13 不同上升沿, $z = 1.75$ cm 处管内壁表面电荷密度和径向电场强度随时间的变化 (a) 50 ns; (b) 2000 ns

Fig. 13. Time dependence of surface charge density and radial electric field intensity during different rising edge at $z = 1.75$ cm: (a) 50 ns; (b) 2000 ns.

分析图 13(a) 可以发现, 当 $t = 100$ ns 时, 等离子体经过地电极中间位置 ($z = 1.75$ cm), 此时该处介质管内壁开始充电, 径向电场增加, 直至 $t = 134$ ns, E_r 达到峰值 50 kV/cm, 之后逐渐下降并趋于稳定. 当上升沿为 2000 ns 时, 开始阶段径向电场的变化趋势与 50 ns 的情形类似, 当 $t = 1568$ ns 时, 径向电场强度在小幅度增加后逐渐趋于稳定, 这种差异来自地电极内部表面电荷密度的轴向扩展, 即“双峰”的演化过程. 电介质表面极化使地电极内部的表面电荷整体呈增加趋势, 因此, 某一时刻地电极中间位置的表面电荷密度变化量

受“双峰”演化 (减少电荷积累) 和电介质极化 (增加电荷积累) 的共同影响. 例如 2000 ns 上升沿电压作用下, 地电极中间位置处首先“双峰”演化占主导, 电荷密度减少, 之后电介质极化占主导, 表面电荷密度增加并达到稳定。

通过上述研究发现, 脉冲电压上升沿的改变对放电结束后地电极内部表面电荷密度及径向电场强度稳定值的影响较小. 当放电电流为 0 时, 两种电压作用下表面电荷密度均稳定在 13 nC/cm² 左右, 径向电场强度稳定在约 20 kV/cm. 2000 ns 上升沿时, 20—50 kV/cm 的管壁径向电场将引起强烈的径向电离, 这也是图 8(c) 中 2000 ns 上升沿驱动的 APPJ 在地电极内部径向扩展的主要原因. Sato 等^[34] 关于正弦电压驱动双环电极结构的管内放电演化过程仿真研究, 在地电极侧也观测到与本文相似的沿面放电现象。

4 结 论

本文通过实验和数值仿真相结合的方法, 研究了不同上升沿脉冲电压驱动 He APPJ 在介质管内的放电特性及发展演化过程, 并讨论了上升沿的影响机制, 得出以下几点结论。

1) 介质管内存在两种放电模式: 空心 and 实心模式. 当脉冲电压上升沿为纳秒和亚微秒量级时, DBD 区以空心环状结构发展, 上升沿越小, 等离子体半径越大. 随着上升沿增加, DBD 区等离子体的径向范围减小, 当上升沿增至 2000 ns 时, 放电的传播模式发生转变, 以实心结构传播; 放电在地电极内部均为沿面空心模式, 与 DBD 区的放电模式无关。

2) 两种放电发展模式受鞘层厚度、电场分布和介质表面电荷的影响. 管内 DBD 区, 上升沿从 50 ns 增加至 2000 ns 时, 鞘层内径向电场逐渐减小, 鞘层厚度由 0.41 mm 增至 1.8 mm, 等离子体径向范围逐渐缩小, 最后由空心环状收缩为实心结构; 等离子体到达地电极后, 外施电场和介质表面电荷自建电场的径向分量增加, 导致等离子体在地电极内部以空心模式传播。

3) 地电极内部的径向电场沿轴向呈双峰分布, 但受到地电极上游等离子体产生时变电场 E_t 的影响, 介质表面电荷由单峰分布向双峰分布演化. 正脉冲放电结束时, 不同上升沿电压驱动的等离

子体在地电极处的径向电场大小基本相等, 约为 20 kV/cm.

参考文献

- [1] Chang Z S, Li G Q, Liu J R, Xu D H, Shi X M, Zhang G J 2019 *Plasma Processes Polym.* **16** e1800165 10
- [2] Xu G M, Shi X M, Cai J F, Chen S L, Li P, Yao C W, Chang Z S, Zhang G J 2015 *Wound Repair Regen.* **23** 878
- [3] Liu K, Ren W, Ran C F, Zhou R S, Tang W B, Zhou R W, Yang Z H, Kostya O 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 065201
- [4] Chen S L, Wang S, Wang Y B, Guo B H, Li G Q, Chang Z S, Zhang G J 2017 *Appl. Surf. Sci.* **414** 107
- [5] Naidis G V 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 103304
- [6] Zheng Y S, Wang L J, Wang D 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 123301
- [7] Lu X, Naidis G V, Laroussi M, Reuter S, Graves D B, Ostrikov K 2016 *Phys. Rep.* **630** 1
- [8] Zhang C, Shao T, Wang R X, Zhou Z S, Zhou Y X, Yan P 2014 *Phys. Plasmas* **21** 103505
- [9] Chang Z S, Yao C W, Chen S L, Zhang G J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 093503
- [10] Chang Z S, Zhao N, Li G Q, Zhang G J 2018 *Sci. Rep.* **8** 7599
- [11] Huang B D, Takashima K, Zhu X M, Pu Y K 2015 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **48** 125202
- [12] Liu Y D, Tan Z Y, Chen X X, Li X T, Wang X L, Zhang H M, Pan J 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 2865
- [13] Iza F, Walsh J L, Kong M G 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 1289
- [14] Ayan H, Staack D, Fridman G, Gutsol A, Mukhin Y, Starikovskii A, Fridman A, Friedman G 2009 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **42** 125202
- [15] Qian M Y, Li G, Liu S Q, Zhang Y, Li S, Lin Z B, Wang D Z 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 064015
- [16] Zhang Y, Liang X, Li J, Wei L 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 103
- [17] Wu S, Xu H, Lu X, Pan Y 2013 *Plasma Processes Polym.* **10** 136
- [18] Gong W W, Huang Q J, Wang Z, Yang Y 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 2868
- [19] Zhao Y, Wang R X, Zhang C, Zheng S H, Shao T 2019 *Tran. China, Electrotechnical Soc.* 34 174 (in Chinese) [赵勇, 王瑞雪, 章程, 郑书河, 邵涛 2019 电工技术学报 **34** 174]
- [20] Chen S L, Chen X Y, Yao C W, Xu G M, Chang Z S, Zhang G J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083510
- [21] Li C, Tang X L, Qiu G 2008 *Spectrosc. Spectr. Anal.* **28** 2754
- [22] Qian M Y, Ren C S, Wang D Z, Zhang J L, Wei G D 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 063303
- [23] Li G Q, Chen X, Zhu Y R, Guo H L, Zhao N, Chang Z S 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 285204
- [24] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [25] Ning W J, Dai D, Zhang Y H, Han Y X, Li L C 2018 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **51** 125204
- [26] Zhu P, Li B, Duan Z C, Ouyang J T 2018 *J. Phys. D:Appl. Phys.* **51** 405202
- [27] Kettlitz M, Hoft H, Hoder T, Weltmann K D, Brandenburg R 2013 *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** 025003
- [28] Jiang N, Ji A, Cao Z 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 033302
- [29] Jansky J, Bourdon A 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 161504
- [30] Ning W J, Dai D, Li L C 2018 *Plasma Processes Polym.* **15** e1800010
- [31] Li J R, Zhang J, Wang Y H, Jiang Y Y, Wang D Z 2021 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 234
- [32] Babaeva N Y, Naidis G V 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 899
- [33] Jansky J, Bourdon A 2011 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **55** 13810
- [34] Sato Y, Ishikawa K, Tsutsumi T, Hori M 2020 *Appl. Phys. Express* **13** 086001

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

Zhu Yan-Rong Chang Zheng-Shi[†]

(School of Electrical Engineering, Xi'an Jiaotong University, State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an 710049, China)

(Received 11 March 2021; revised manuscript received 12 September 2021)

Abstract

In this work, we employ pulse voltage to drive an atmospheric pressure plasma jet (APPJ) in Helium, and consider mainly the evolution of discharge inside tube. Specifically, the effects of rising edge on the discharge evolution are studied through the simulation and experiment. The spatiotemporal evolution of electron density, ionization source, electron temperature and excited helium atom are evaluated. Besides, the mechanism affecting the rise time is analyzed by the parameters such as discharge current, sheath thickness and surface charge density distribution. In the considered cases, the ionization wave propagates to the ground electrode and downstream of the active electrode in the dielectric tube. The plasma with faster rising edge has larger electron temperature, discharge current, electron density and electric field strength. With the change of voltage rising edge, there occur two discharge modes: hollow mode and solid mode in dielectric barrier discharge (DBD) area. When the rising edge is of nanosecond and sub microsecond, it develops into hollow mode, and changes into solid mode after the rising edge has continued to increase. Both discharge modes are essentially affected by the sheath thickness, the electric field distribution, and the surface charge density inside the tube. When the sheath thickness is less than 1.8 mm, the plasma usually propagates in hollow mode, and when the sheath thickness is equal to 1.8 mm, the radial propagation range of the plasma is limited and changes into solid propagation. In the DBD region, when the electric field is mainly axial component, the plasma propagates in the mode at the beginning of discharge; inside the ground electrode, owing to the fact that the applied electric field is deviated from the radial direction, and that the positive charge deposited on the tube wall forms a radial self-built electric field, the strong radial electric field formed by the superposition of the two fields causes the discharge to propagate in hollow mode.

Keywords: He atmospheric pressure plasma jet, discharge mode, plasma sheath, rising edge

PACS: 52.25.-b, 52.27.-h

DOI: 10.7498/aps.71.20210470

^{*} Project supported by the State Key Laboratory for Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect, China (Grant No. SKLIPR1706) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51777165).

[†] Corresponding author. E-mail: changzhsh1984@163.com