

## 大气压氩气预电离直流辉光放电二维仿真研究\*

刘在浩<sup>1)2)</sup> 刘颖华<sup>1)2)</sup> 许博坪<sup>1)2)</sup> 尹培琪<sup>1)2)</sup> 李静<sup>3)</sup>  
王屹山<sup>1)2)</sup> 赵卫<sup>1)2)</sup> 段忆翔<sup>4)</sup> 汤洁<sup>1)2)†</sup>

1) (中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子技术重点实验室, 西安 710119)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (淮阴工学院数理学院, 淮安 223003)

4) (四川大学机械工程学院, 分析仪器研究中心, 成都 610064)

(2023年5月3日收到; 2023年11月16日收到修改稿)

基于二维流体模型, 研究了大气压下预电离对短间隙和长间隙直流辉光放电的影响. 对于两种放电, 随着预电离的增强, 带电粒子分布沿着放电方向逐渐向阴极偏移, 使得阴极位降区不断收缩. 从垂直放电方向来看, 正柱区、负辉区和阴极位降区的宽度都不断增大, 电子、离子密度的分布更加均匀. 对于电场而言, 随着预电离的增强, 阴极位降区电场的纵向分量分布逐渐向阴极收缩, 阴极附近的电场整体降低且分布更加均匀. 电场的纵向分量分布逐渐减小, 同时电场区域逐渐向壁面收缩. 维持电压和放电功率都明显地降低. 此外, 随预电离的增加, 短间隙放电中的压降始终集中在阴极位降区, 而在长间隙放电中的压降由阴极位降区逐渐转移至正柱区. 仿真结果表明, 预电离能够有效增强放电均匀性, 并降低放电维持电压和能量消耗. 该工作对进一步优化电极配置和等离子体源的运行参数具有重要指导意义.

**关键词:** 预电离, 流体模型, 直流辉光放电**PACS:** 51.50.+v, 52.65.-y, 52.80.Hc**DOI:** 10.7498/aps.73.20230712

## 1 引言

非平衡大气压等离子体在各个领域有许多应用, 如生物医学、材料处理、环境保护、光学发射检测、微机电系统、传感器等多个领域<sup>[1-10]</sup>. 由于不需要昂贵的真空系统、适宜的面功率密度和均匀放电<sup>[11]</sup>, 大气压辉光放电引起了广泛关注. 常压辉光放电可以由介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 和直流辉光放电产生<sup>[12-14]</sup>. 对于DBD, 介质阻挡辉光放电的机制还没有明确阐明, 使得等离子体源在辉光模式下工作的参数控制相当困难<sup>[15]</sup>. 与DBD相比, 直流辉光放电可以在两

个裸露的电极之间施加高电压, 很容易产生均匀的等离子体. 由于上述优点, 近年来直流辉光放电受到了关注. 在实验方面, Sremački等<sup>[16]</sup>开发了一种新型常压非热等离子体源, 该等离子体源以常压直流非自持辉光放电模式下工作. Mohamed等<sup>[17]</sup>利用微空心阴极放电作为等离子体源在常压下产生直流、可控气体温度的微等离子体射流. Rathore等<sup>[18]</sup>在大气压(0.1—1.65 MPa)以上产生了正常辉光放电. 研究发现, 高压微等离子体放电的工作特性与常压微等离子体放电的工作特性相似. Hansen等<sup>[19]</sup>利用原位透射电镜, 在氩气和氦气中对常压直流正常微等离子体辉光放电使用各种诊断方法进行了研究. 结果表明微等离子体

\* 国家自然科学基金(批准号:52177166, 51877210)和陕西省自然科学基金(批准号:2020JM-309)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tangjie@opt.ac.cn

的  $I-V$  特性显示出类似辉光的行为. 该工作结合不同的诊断方法, 为了解微等离子体的等离子体表面相互作用提供更多的见解.

为了深入了解放电机制, 许多研究人员对直流辉光放电进行了数值模拟. Bieniek 和 Hasan<sup>[20]</sup> 在 600—800 Torr (1 Torr = 133.322 Pa) 压力范围内, 对氦气微等离子体辉光放电在金属阴极上自组织形成三维对称图案进行了自洽数值模拟. 研究表明在 600 Torr, 自组织模式由对称有序、大小相似、电流密度的圆形斑图组成; 在大气压及以上的情况下, 中央会出现一个大的圆形斑图, 其周边均匀地出现小斑图, 且类似于齿轮形状. Tochikubo 等<sup>[21]</sup> 基于二维轴对称模型对氦气中微量氦流的常压直流辉光放电进行模拟, 结果表明辉光放电主要局限于氦摩尔分数很高的区域. Saifutdinov<sup>[22]</sup> 基于扩展的流体模型建立了氦气中直流放电的自洽统一模型, 描述了放电间隙中的各种放电模式, 以及各模式的特征及演化过程. 此外, 仿真结果表明, 放电准中性区气体加热的主要机制是振动-平动弛豫, 以及激发态氮分子的解离和淬灭反应中的能量释放. Wang 等<sup>[23]</sup> 基于一维流体模型, 对常压下氦气直流微等离子体进行了数值模拟, 发现微放电在许多方面类似于宏观低压直流辉光放电. 此外, 负辉光和阳极区中存在电场逆转, 且气体加热对电场的变化起着重要作用.

研究者对直流辉光放电的特性和机理进行了多方面的研究, 这有助于我们在实践中更好地利用辉光放电. 如前所述, 在两个裸电极之间施加高压电源, 便可产生辉光放电. 然而, 高压电源不仅增加了电源负载, 降低了操作安全性, 而且存在过多的能量消耗. 这些缺陷严重限制了其在实际中的应用. 近年来, 预电离技术在实现辉光放电的研究中成为关注点<sup>[24]</sup>. 预电离是在放电间隙中引入一定数量分布均匀的初始种子电子, 以此来优化等离子体源的工作性能. Tang 等<sup>[25,26]</sup> 采用 DBD 增强直流辉光放电. 实验表明可以低击穿电压、低维持电压、低功率地产生等离子体, 并防止大量焦耳热的产生, 使得装置能耗更低、更高效. Jiang 等<sup>[27]</sup> 实验发现, DBD 增强直流辉光放电的同时引入磁场, 可以有效地产生等离子体, 且等离子体均匀性和化学活性得到改善. Li 等<sup>[28]</sup> 将多对直流电源并联集成, 在常压下生成了预电离增强辉光放电的等离子体刷阵列, 该方法为突破低功率、长间隙、大面积、

并行多电极的放电, 以及实现均匀放电的瓶颈提供了一种低成本、高效益的方案.

以前的仿真工作主要集中在压力、流速、放电间隙等因素对直流辉光放电的影响, 几乎没有涉及到预电离支配直流辉光放电的仿真研究. 而上述预电离直流辉光放电的实验又无法完全阐明其放电特征与机制, 使得实际工作中等离子体源控制策略的优化缺少理论依据, 无法使其高效工作. 本文采用二维自洽流体模型, 对常压氦气直流辉光放电过程进行了二维数值模拟, 分析了放电过程中的电子密度、离子密度、电场、电势的空间分布, 以及其他电学参数的变化进行了数值模拟, 从理论上研究了不同预电离下大气压直流辉光放电的特性, 讨论了放电特征背后的物理机制. 此项工作有助于我们深入理解在预电离作用下直流辉光放电的形成机制, 为优化电极配置和等离子体源的运行参数提供理论依据.

## 2 理论模型

在数值模拟中, 使用了二维自洽流体模型来研究常压下预电离直流辉光放电的特性. 图 1 为放电模型的示意图. 放电腔由两个平行板电极组成. 极板宽 1 mm, 极板间隙分为短间隙 (1 mm) 和长间隙 (10 mm). 选取两种不同放电间隙的原因如下. 首先, 微等离子体被定义为局限在小于或等于 1 mm 放电间隙中的等离子体<sup>[22]</sup>, 选取 1 mm 作为短放电间隙进行仿真研究, 为实际应用中微等离子体工况的优化提供参考. 此外, 在已报道的实验中, 较大直流辉光放电间隙介于几毫米到十几毫米区间<sup>[25,27,29,30]</sup>, 选取 10 mm 作为长放电间隙进行仿真研究, 以便更好地与实验中直流辉光放电特性作对比, 验证预电离对直流辉光放电的影响, 并为实际应用中长间隙等离子体工况的优化提供参考.

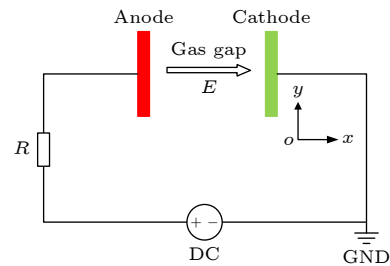


图 1 模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the simulation model.

另外, 在模型中外加电源电压恒为 4000 V. 一个电极连接到地面, 另一个通过限流电阻连接到高压直流电源. 其中, 镇流电阻为 100 kΩ. 电场方向为  $x$  方向 (纵向), 垂直电场方向为  $y$  方向 (横向). 假设两个电极都是理想的热导体, 可通过功能强大的冷却系统进行冷却. 此外, 模型中采用纯净氦气, 并设置气体温度恒为 300 K. 假设初始电子密度和初始电子温度分别为  $10^{13} \text{ m}^{-3}$  和 1.5 eV.

模型中考虑的反应粒子: 电子 (e)、原子离子 ( $\text{He}^+$ )、分子离子 ( $\text{He}_2^+$ ) 以及亚稳态粒子 ( $\text{He}^*$ ,  $\text{He}_2^*$ ). 原子离子 ( $\text{He}^+$ )、分子离子 ( $\text{He}_2^+$ ) 的初始密度分别为  $10^2 \text{ m}^{-3}$ ,  $10^{11} \text{ m}^{-3}$ . 亚稳态氦原子 ( $\text{He}^*$ ,  $\text{He}_2^*$ ) 初始的摩尔分数设为  $10^{-11}$ . 此外, 模型中涉及的物理和化学反应包含直接电离、辐射、激发、离解复合、潘宁电离和电子-离子复合等. 本模型考虑的所有反应见表 1, 反应速率取自文献 [31–36].

表 1 模型中的化学反应

Table 1. Chemical reactions in the model.

No.	Reaction	Rate constant/ ( $\text{cm}^3\cdot\text{s}^{-1}$ )	Ref.
1	$\text{e}+\text{He} \rightarrow \text{e}+\text{He}$	$f(E/N)$	[31]
2	$\text{e}+\text{He} \rightarrow \text{e}+\text{He}^*$	$f(E/N)$	[32]
3	$\text{e}+\text{He} \rightarrow 2\text{e}+\text{He}^+$	$f(E/N)$	[32]
4	$2\text{e}+\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^*+\text{e}$	$7.1 \times 10^{-20\text{a}}$	[32]
5	$2\text{e}+\text{He}_2^+ \rightarrow 2\text{He}+\text{e}$	$2.0 \times 10^{-20\text{a}}$	[32]
6	$2\text{e}+\text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}+\text{He}^*+\text{e}$	$2.8 \times 10^{-20\text{a}}$	[33]
7	$\text{e}+\text{He}+\text{He}_2^+ \rightarrow 3\text{He}$	$2.0 \times 10^{-27\text{a}}$	[33]
8	$\text{e}+\text{He}^* \rightarrow 2\text{e}+\text{He}^+$	$1.28 \times 10^{-7} T_e^{0.6} \exp(-4.78/T_e)$	[33]
9	$\text{e}+\text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}^*+\text{He}$	$1 \times 10^{-8}$	[33]
10	$\text{He}^*+\text{e} \rightarrow \text{He}+\text{e}$	$2 \times 10^{-10}$	[33]
11	$2\text{e}+\text{He}_2^+ \rightarrow 2\text{He}^*+\text{e}$	$6.18 \times 10^{-39} T_e^{4.4\text{a}}$	[33]
12	$\text{e}+\text{He}+\text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}^*+2\text{He}$	$5.0 \times 10^{-27\text{a}}$	[35]
13	$\text{e}+\text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}_2^*$	$5.0 \times 10^{-16}$	[35]
14	$\text{e}+\text{He}+\text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}_2^*+\text{He}$	$5.0 \times 10^{-27\text{a}}$	[35]
15	$\text{e}+\text{He}_2^* \rightarrow 2\text{e}+\text{He}_2^+$	$3.8 \times 10^{-9}$	[36]
16	$\text{e}+\text{He}+\text{He}^+ \rightarrow \text{He}^*+\text{He}$	$1.0 \times 10^{-27\text{a}}$	[36]
17	$2\text{e}+\text{He}_2^+ \rightarrow \text{He}_2^*+\text{e}$	$7.1 \times 10^{-20\text{a}}$	[35]
18	$2\text{He}+\text{He}^+ \rightarrow \text{He}+\text{He}_2^+$	$6.5 \times 10^{-32\text{a}}$	[32]
19	$\text{He}^*+\text{He} \rightarrow 2\text{He}+h\nu$	$6.0 \times 10^{-15}$	[32]
20	$\text{He}^*+\text{He}^* \rightarrow \text{e}+\text{He}_2^+$	$2.0 \times 10^{-9}$	[34]
21	$\text{He}^*+\text{He}^* \rightarrow \text{e}+\text{He}+\text{He}^+$	$2.9 \times 10^{-9}$	[35]

 a) Rate constant is in  $\text{cm}^6\cdot\text{s}^{-1}$ .

带电粒子的密度由连续性方程:

$$\frac{\partial n_e(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_{e,x}(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial j_{e,y}(x, y, t)}{\partial y} = S_e(x, y, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_{i,x}(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial j_{i,y}(x, y, t)}{\partial y} = S_i(x, y, t), \quad (2)$$

其中  $n(x, t)$ ,  $j(x, t)$ ,  $S(x, t)$  分别代表粒子的粒子密度、通量、源项; 下标 e 和 i 分别代表电子和正离子. 其中,  $j$  可通过动量方程得到:

$$j_{e,x}(x, y, t) = -\mu_e E_x(x, y, t) n_e(x, y, t) - D_e \frac{\partial n_e(x, y, t)}{\partial x}, \quad (3)$$

$$j_{e,y}(x, y, t) = -\mu_e E_y(x, y, t) n_e(x, y, t) - D_e \frac{\partial n_e(x, y, t)}{\partial y}, \quad (4)$$

$$j_{i,x}(x, y, t) = -\mu_i E_x(x, y, t) n_i(x, y, t) - D_i \frac{\partial n_i(x, y, t)}{\partial x}, \quad (5)$$

$$j_{i,y}(x, y, t) = -\mu_i E_y(x, y, t) n_i(x, y, t) - D_i \frac{\partial n_i(x, y, t)}{\partial y}, \quad (6)$$

其中,  $\mu$  代表迁移率,  $E$  代表电场,  $D$  代表扩散系数.

电场是基于泊松方程而进行求解:

$$\frac{d^2 V(x, y, t)}{dx^2} + \frac{d^2 V(x, y, t)}{dy^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad (7)$$

$$E_x(x, y, t) = \frac{\partial V(x, y, t)}{\partial x}, \quad (8)$$

$$E_y(x, y, t) = \frac{\partial V(x, y, t)}{\partial y}, \quad (9)$$

其中,  $V$  代表电势,  $n_i$  代表离子  $\text{He}^+$  和  $\text{He}_2^+$  密度之和,  $n_e$  代表电子密度,  $e$  代表电子电荷量,  $\epsilon_0$  代表真空介电常数. 阴极电势为 0, 阳极电势为  $V = V_0 - IR$ , 而上下壁面处电势的边界条件为  $\partial V/\partial y = 0$ . 此外, 假设带电粒子在上下壁面处附着便会消失, 所以在上下壁面处电子和离子数密度设为 0. 由于两个电极都是理想的热导体, 所以假定阳极处电子数密度梯度与正离子数密度为 0, 阴极处正离子数密度梯度为 0. 离子与阴极碰撞产生的二次电

子发射通过方程  $j_e = \gamma j_i$  考虑, 其中  $\gamma$  代表二次电子发射系数, 本模型中  $\gamma$  设置为 0.01.

本文采用均匀分布的背景电子密度来代替预电离水平, 设置 6 个不同的预电离水平, 分别对应  $0, 3 \times 10^{13}, 6 \times 10^{13}, 3 \times 10^{14}, 6 \times 10^{14}$  和  $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ . 在模拟结果中, 6 个预电离水平采用 NPI (no pre-ionization), 1, 2, 3, 4 和 5 所替代. 考虑的方程组采用半隐式 Scharfetter-Gummel 法进行数值求解. 此外, 需要指出的是, 以下所有仿真结果都是在放电完全稳定后给出的.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 短间隙放电

首先, 采用二维流体模型在短间隙放电中研究了预电离直流辉光放电的放电特征. 图 2(a), (b) 给出了不同预电离下, 电子和离子密度的空间分布. 从放电方向 (纵向) 来看, 电子、离子密度呈对称分布. 在 NPI 的情况下, 电子、离子密度峰值分别分布在负辉区、阴极位降区的中心区域. 从垂直放电方向 (横向) 来看, 负辉区电子两侧密度高, 中间略低, 而阴极位降区离子密度分布均匀. 此时, 电子峰值密度之间的距离为 0.326 mm, 离子峰值

密度之间的距离为 0.306 mm. 而从峰值处到壁面的空间, 电子和离子密度急剧下降. 可以得出 NPI 时, 放电只在电极表面的部分发生, 负辉区和阴极位降区都没有完全形成.

不断增强预电离, 在负辉区、阴极位降区附近, 电子和离子的分布逐渐沿横向向两侧延伸, 电子、离子密度分布趋于均匀. 在 5 级预电离时, 电子密度峰值之间的距离为 0.637 mm, 离子密度峰值之间的距离为 0.650 mm. 此时, 放电基本覆盖了阴极表面. 在大量空间电荷的影响, 阴极位降区完全形成, 电子在阴极位降区的强电场的加速下出现更明显均匀的负辉区. 这主要是由于施加并增强预电离, 使得放电空间中均匀分布的种子电子增多, 增强了电离的强度和范围, 使得带电粒子逐渐向两侧漂移, 负辉区和阴极位降区宽度都不断增大, 同时放电逐渐覆盖整个电极表面.

此外, 在 NPI 时, 电子、离子峰值密度在纵向上位置分别为 0.670 和 0.827 mm, 而随着预电离的增强, 放电空间中电子密度峰值位置从 1 级的  $x = 0.665 \text{ mm}$  增长至 5 级的 0.790 mm; 而离子密度峰值位置从 1 级的  $x = 0.830 \text{ mm}$  增长至 0.999 mm. 整体来看, 预电离使得电子和离子密度的位置整体向阴极方向收缩, 使得正柱区明显增

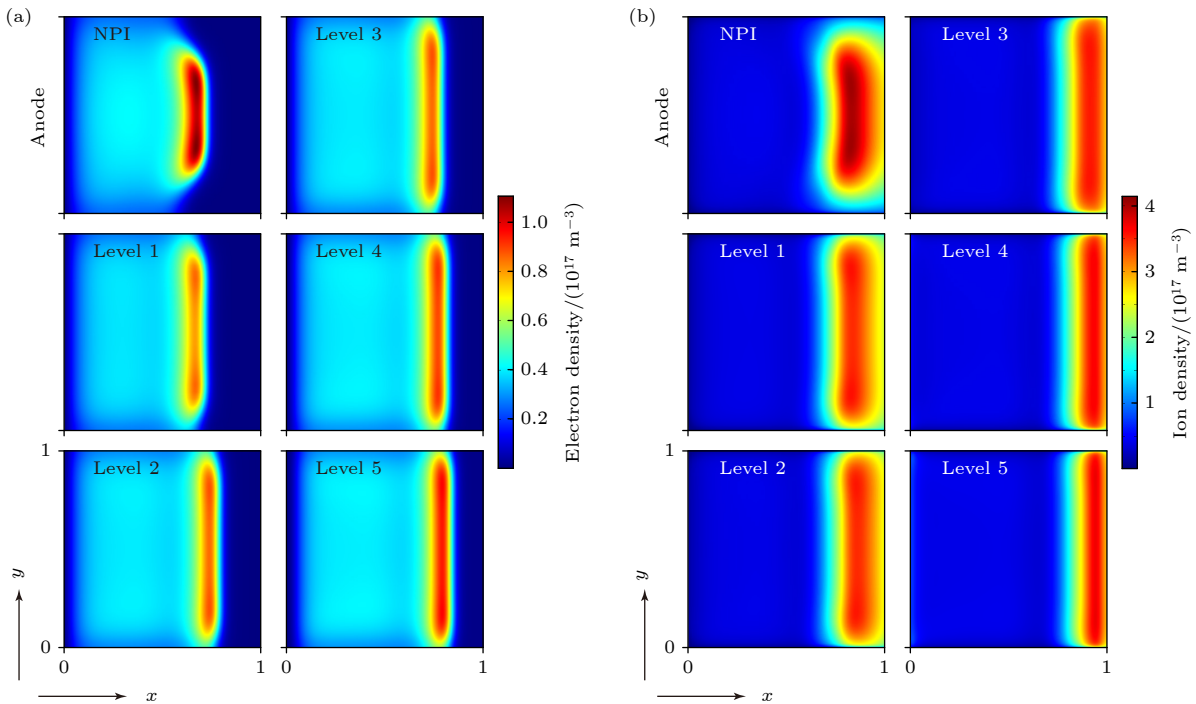


图 2 短间隙放电中不同预电离下电子密度 (a) 和离子密度 (b) 的空间分布

Fig. 2. Spatial distributions of electron densities (a) and ion densities (b) at different pre-ionization in the small-gap discharge.

长, 而阴极位降区明显减短. 这主要是由于预电离的作用, 负辉区的电子和离子密度均有所增加. 但与此同时, 它提高了离子和电子之间碰撞和复合的概率, 在此区域消耗了大量的带电粒子. 此外, 负辉区的电场趋于零, 无法有效地加速电子获得更多的能量使中性原子或分子再次电离, 产生更多的电子和离子. 因此, 初始负辉区的带电粒子密度整体下降, 使得电子和离子的密度曲线向阴极方向收缩. 另一方面, 离子轰击阴极, 导致阴极发射的二次电子被阴极位降区中的电场所加速, 更多的电子被电离产生并流入新的负辉区, 补偿了这里的负电荷. 最后, 在靠近阴极的另一个坐标点上, 正负电荷之间建立了一个新的平衡, 相应的平衡点不断右移. 从放电的空间分布上来看, 阳极区的右移距离明显小于正柱区、阴极位降区的右移距离, 整体使得正柱区明显增长, 阴极位降区明显减短.

从图 2 可发现阳极区也存在右移的现象. 此外, 相对于 NPI, 阳极区的离子密度呈上升趋势. 预电离的施加引起离子密度的整体增加, 由原来的负空间电荷逐渐转变为正的空间电荷. 预电离允许

电子和离子在放电空间成对增加. 阳极负责收集电子, 阳极区的电子不断被阳极吸收, 离子被滞留在附近, 这就是阳极附近离子密度增加的原因.

图 3(a), (b) 给出了  $x = 0.3$  mm 截线处的正柱区带电粒子密度的空间分布及其放大图. 由图 3(a) 可知, 在 NPI 时, 中心处电子、离子密度最大, 约为  $4.10 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 为单峰值分布. 施加预电离后, 转变为双峰值分布, 峰值对称位于中心两侧, 与 NPI 有所不同. 主要原因是 NPI 时, 放电主要存在于中心区域, 由于放电间隙较短, 正柱区的电子和离子分布受阴极附近强电场的影响, 使得带电粒子聚集在中心附近. 施加预电离后, 种子电子均匀分布, 使得带电粒子分布均匀性加强, 粒子不断向两侧漂移扩散, 中心区域的密度较 NPI 有所降低, 但两侧区域明显升高. 随着预电离不断增加, 加速了该区域的碰撞电离, 产生了更多的带电粒子, 使得正柱区的带电粒子密度有所提升. 电子密度由 1 级的  $3.84 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 升高为 5 级的  $3.95 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ; 离子密度由 1 级的  $3.88 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , 升高为 5 级的  $3.95 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ .

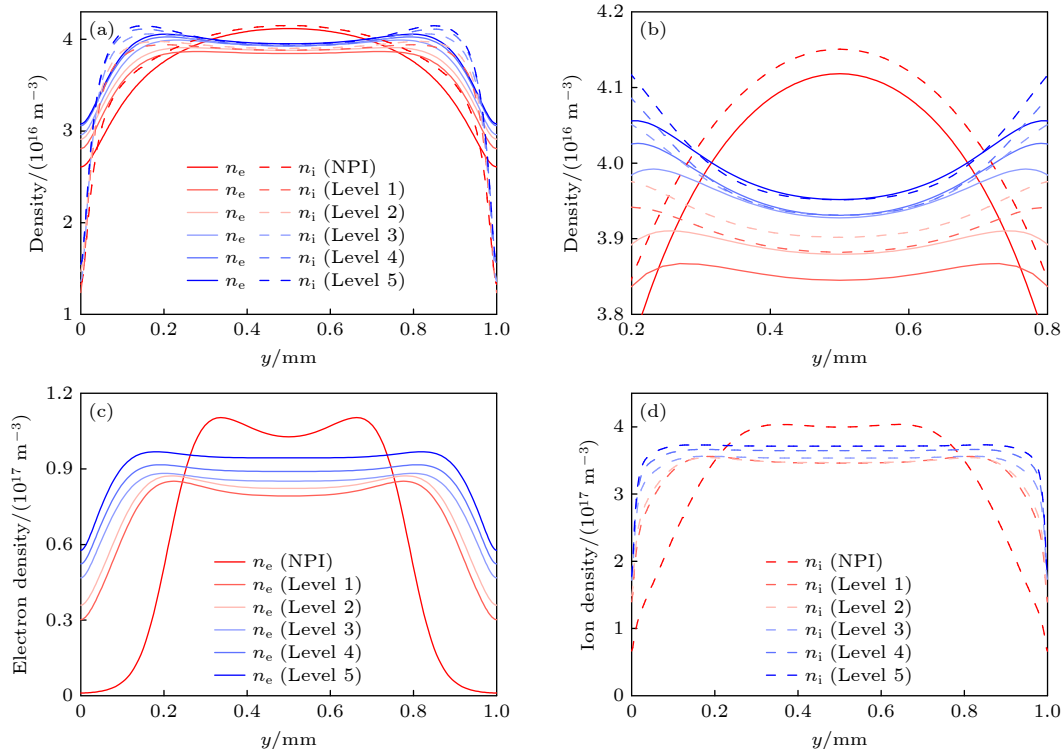


图 3 不同预电离下带电粒子密度的空间分布 (a) 正柱区空间分布; (b) 正柱区空间分布的放大图; (c)  $y = 0.5$  mm 处电子密度峰值的空间分布; (d)  $y = 0.5$  mm 处离子密度峰值的空间分布

Fig. 3. Spatial distributions of charged particles densities under different pre-ionization: (a) Spatial distributions of the positive column region; (b) enlarged view of spatial distributions of the positive column region; (c) spatial distributions at the peak of electron density at  $y = 0.5$  mm; (d) spatial distributions at the peak of ion density at  $y = 0.5$  mm.

在NPI时,电子、离子密度峰值之间的距离都为0,而随预电离的增强,电子密度两侧峰值之间的距离逐渐增长至5级时的0.596 mm;离子密度两侧峰值之间的距离也增长至0.699 mm.整体来看,正柱区的宽度随预电离增强而不断增长.由图3(b)可知,在0,1,2级预电离时,离子密度明显高于电子密度.而在3,4,5级预电离时, $y = 0.5$  mm处的离子、电子密度基本相等.可得,随预电离的提升,正柱区更加贴近电中性,等离子体区的效果更好.

图3(c)给出了 $y = 0.5$  mm截线处不同预电离下电子密度峰值处的空间分布.不同预电离下,负辉区处的电子密度始终为双峰值分布.NPI时,电子密度峰值为 $1.10 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ;而施加预电离后,峰值密度为 $8.51 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ .不断增强预电离,整体的电子密度不断提高,2—5级预电离时,峰值由为 $5.73 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 增大到 $9.68 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ .此外,峰值之间的距离也由0.326 mm增长到0.637 mm.从横向来看,负辉区的宽度明显增长.这可以由以下解释:预电离增强了碰撞电离,使得产生的新生电子数目增加,与此同时预电离也增大了放电范围,使得负辉区的范围增大,导致1级预电离时电子密度峰值有所下降.但随着预电离的不断增强,

放电逐渐覆盖整个阴极,同时碰撞电离不断增强,使得电子密度峰值不断增大.总之,负辉区的宽度随预电离的增强而增长的同时,此区域的电子密度分布也更加均匀地稳步提升.

图3(d)给出了 $y = 0.5$  mm截线处不同预电离下离子密度峰值处的空间分布.离子峰值密度分布随预电离变化与电子密度峰值变化相似.只是中心区域离子密度相对负辉区的电子密度更为平滑,此外,阴极位降区的宽度随预电离的增强而增长,同时此区域的离子密度分布也更加均匀地稳步提升.

图4(a)给出了短间隙放电中电场的纵向分量随预电离变化的空间分布.强电场区位于阴极位降区,并在远离阴极的位置电场直线下降,数值趋向于0,该区域为正柱区,宏观呈电中性,所谓的等离子体区.以 $y = 0.5$  mm截线上负辉区电场的极小值位置来看,NPI时,位置为0.632 mm,而当5级预电离时,位置移至0.749 mm.可以得出随着预电离增强,负辉区和阴极位降区的电场位置整体向阴极偏移,这可以归因于电子、离子密度分布随预电离增强整体向阴极移动.在NPI时,放电区域只局限于阴极的中心区域,而离子也主要分布在靠近阴极的中心区域.在大量空间电荷的作用,电场强

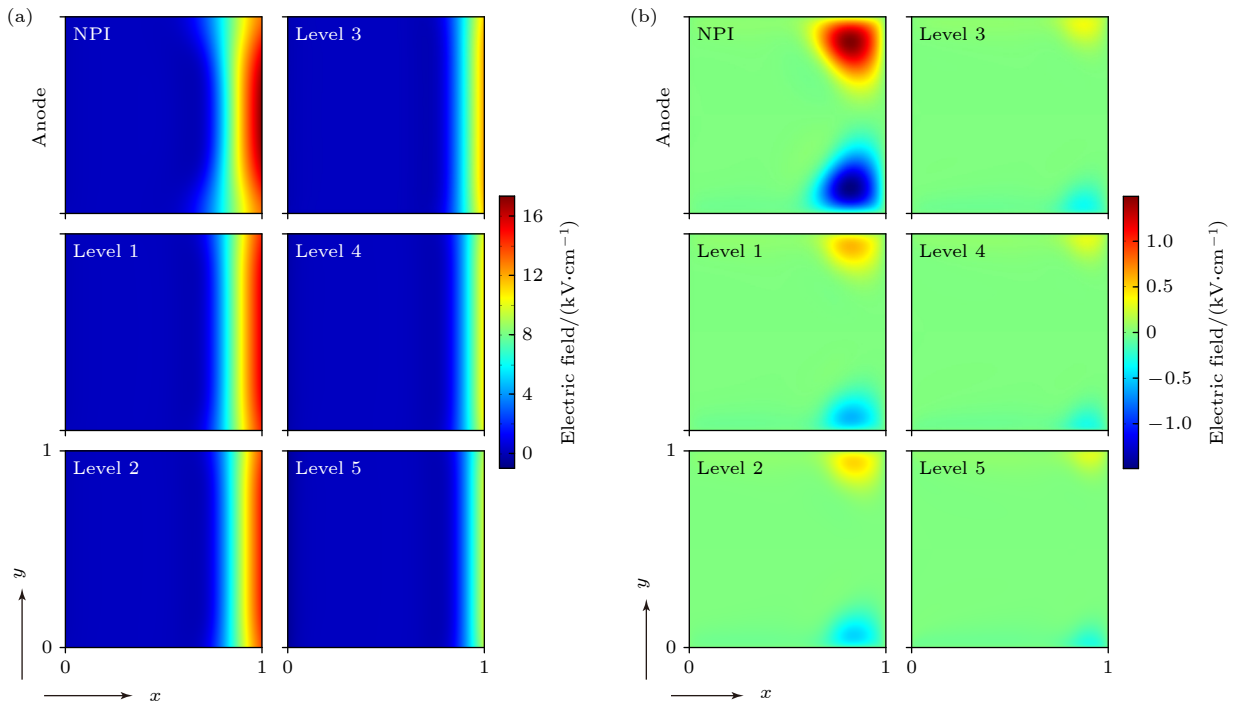


图4 短间隙放电中不同预电离下,电场的空间分布 (a) 纵向分量; (b) 横向分量

Fig. 4. Spatial distributions of electric field at different pre-ionization in the small-gap discharge: (a) Longitudinal component; (b) transverse component.

度在此保持较大数值,而在阴极两侧区域,电场相对减小,阴极位降区电场分布不均匀.施加预电离后,阴极位降区的电场随预电离的增强逐渐下降且分布更加均匀.

如图 5(a) 所示,在  $y = 0.5 \text{ mm}$  处,不同预电离下,电场强度分别为 17.3, 15.7, 14.8, 12.3, 10.9, 9.87  $\text{kV/cm}$ .随预电离的增强,阴极处的电场峰值呈降低趋势.由于 NPI 时,离子主要聚集于  $y = 0.5 \text{ mm}$  附近,导致两侧壁面处的电场明显小于 1, 2 级的电场.同时由于负辉区和阴极位降区的不断收缩,导致阴极附近的电场整体减小.此外, NPI 时峰值位于  $y = 0.5 \text{ mm}$ , 峰值之间的距离为 0.5 级预电离时,峰值之间的距离增大到 0.489  $\text{mm}$ .预电离明显降低了阴极附近的电场,同时提高电场分布的均匀性.

图 4(b) 给出了短间隙放电中电场的横向分量随预电离变化的空间分布.电场的横向分量的绝对值沿纵向对称分布.在放电空间中,只有在负辉区和阴极位降区靠近上下壁面处由于边缘效应而产生了一定的电场<sup>[37]</sup>,而其他地方电场基本为 0.随着预电离的增强,电场区域也明显偏移和缩小. NPI 时,电场的横向分量的一侧峰值位置为  $x = 0.820 \text{ mm}$ .随着预电离的增强,峰值位置分别为 0.824, 0.838, 0.872, 0.889, 0.903  $\text{mm}$ ,位置逐渐向壁面偏移.

如图 5(b) 所示,不同预电离下电场横向分量的峰值处空间分布. NPI 时,电场一侧峰值距离壁面的距离为 0.133  $\text{mm}$ .而随着预电离的增加,距离逐渐缩小为 5 级的  $2.96 \times 10^{-2} \text{ mm}$ .施加预电离后,电场的横向分量的峰值也急剧下降, NPI 到 5 级预电离时,电场峰值的绝对值由 1.49  $\text{kV/cm}$

减小至 0.279  $\text{kV/cm}$ .这主要由于预电离的增强,放电空间中带电粒子密度的整体提高削弱了管壁上复合反应对电场的横向分量的影响,横向带电粒子分布更加均匀,使得电场分布更均匀.同时电场区域也更趋近于壁面,数值更接近于 0.

图 6(a) 显示了不同预电离下放电间隙电势的空间分布.阴极接地,即阴极电势一直保持为零.在 NPI 时,阴极位降区内中心电势明显高于两侧壁面的电势.施加预电离,放电间隙同一位置处中的电势明显减小.预电离的不断增强,放电基本覆盖整个电极,阴极位降区的横向电势分布基本平稳.此外,改变预电离,正柱区的压降变化幅度较小,约为 9  $\text{V}$ .而在阴极位降区中,预电离为 0—5 级时,压降分别为 255, 233, 202, 131, 103 和 84.2  $\text{V}$  左右.随着预电离的增强,阴极位降区的压降逐渐减小,压降始终集中在阴极位降区.

图 7(a) 显示了不同预电离下,  $x = 0.8 \text{ mm}$  处的电势空间分布. NPI 到 5 级预电离,  $y = 0.5 \text{ mm}$  处的电势由 232  $\text{V}$  减小至 84.1  $\text{V}$ .明显观察到中心处的电势随预电离的增强而显著减小.施加预电离后,中心区域的电势分布相对 NPI 更加平稳.由此可见,横向的电势分布随预电离整体下降的同时也更加平稳.

图 6(b) 显示了不同预电离下放电间隙下电子温度的空间分布.沿纵向看,电子温度对称分布,正柱区电子温度基本恒定,而在贴近阴极处,在阴极位降区的强电场加速下,电子温度在此达到峰值.沿横向看,电子温度整体变化不大.在 NPI 时,阴极附近的电子温度较高,由阴极附近的中心向两侧逐渐减弱.而施加预电离后,随着预电离增强,阳极区处的电子温度逐渐增大且位置不断向正柱

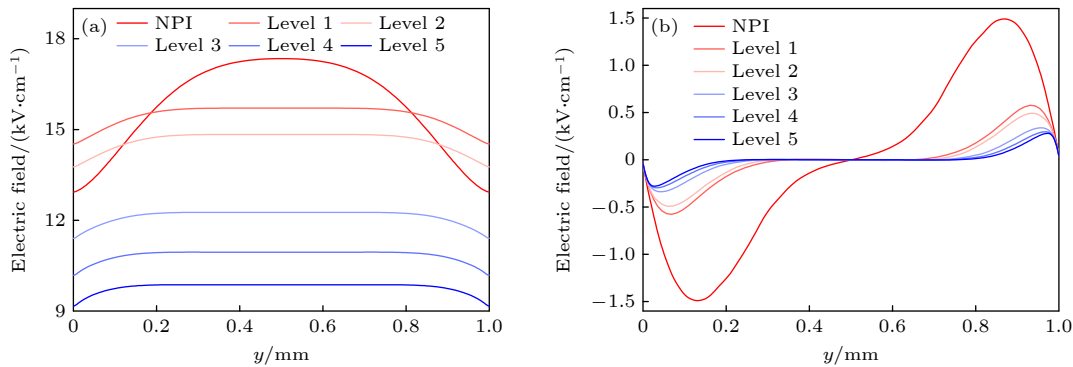


图 5 (a) 不同预电离下, 阴极处电场纵向分量的空间分布; (b) 不同预电离下, 电场横向分量峰值处的空间分布

Fig. 5. (a) Spatial distributions of longitudinal component of the electric field in the cathode under different pre-ionization; (b) spatial distributions at the peak of transverse component of the electric field under different pre-ionization.

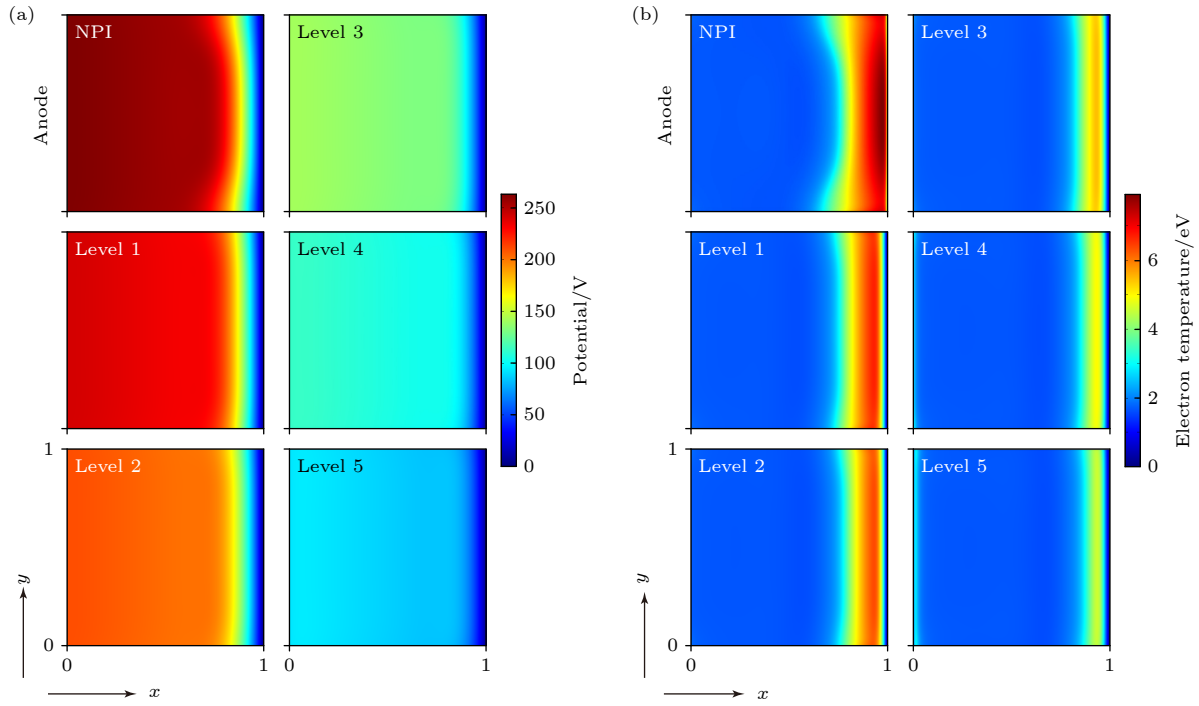


图 6 不同预电离下, 电势 (a) 和电子温度 (b) 的空间分布

Fig. 6. Spatial distributions of potential (a) and electron temperature (b) at different pre-ionization.

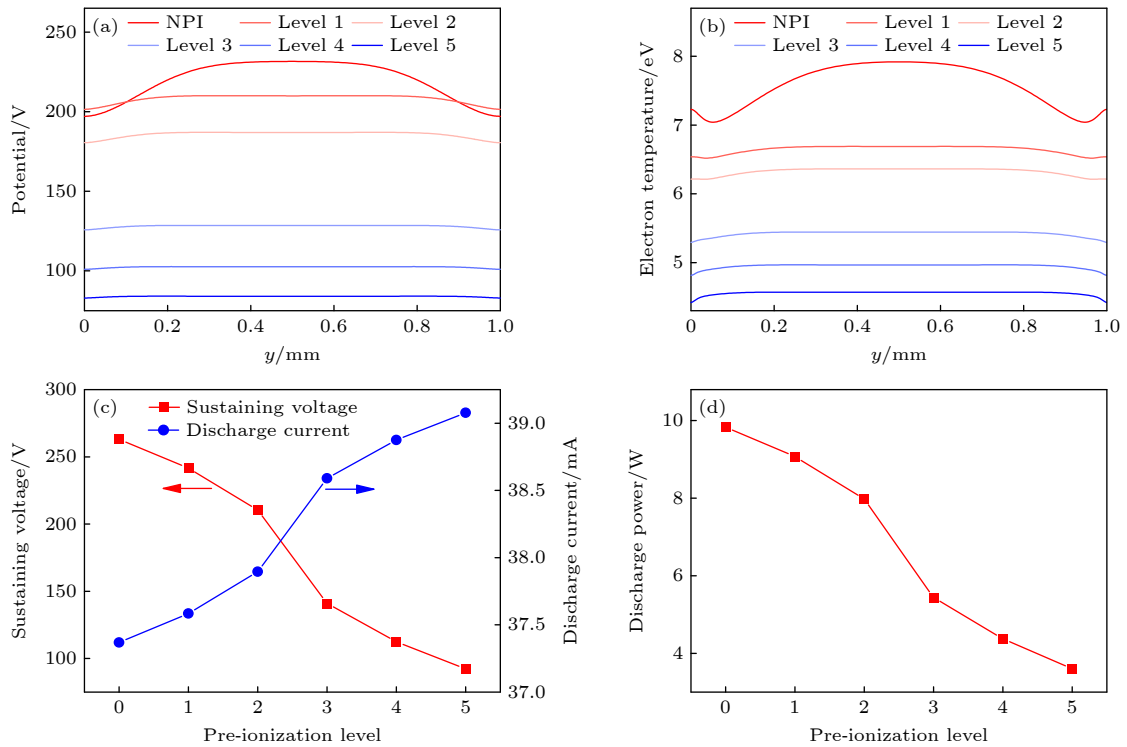


图 7 不同预电离下 (a)  $x = 0.8$  mm 处的电势空间分布; (b)  $y = 0.5$  mm 处电子温度峰值处的空间分布; (c) 维持电压和放电电流的变化; (d) 放电功率的变化

Fig. 7. Under different pre-ionization: (a) Spatial distribution of potential at  $x = 0.8$  mm; (b) spatial distributions at the peak of the electron temperature at  $y = 0.5$  mm; (c) variations of sustaining voltage, discharge current; (d) variations of discharge power.

区移动. 此外, 正柱区的电子温度也略有增大, 从 1.64 eV 增大到 1.65 eV. 电子温度在负辉区出现整体不断减小, 且分布整体逐渐向阴极靠拢. 由于

阴极位降区整体电场的不断减小, 到达负辉区的电子温度也整体相应减小. 阴极位降区的电子温度分布整体不断下降且呈现逐步向阴极收缩. 此外, 在



预电离的作用下阴极附近的电子温度分布由中心逐渐沿横向向两侧均匀延伸. 从整体上看, 预电离的应用可以降低整个放电间隙的电子温度.

图 6(b) 与图 4(a) 相比, 电子温度的分布与电场分布相似. 在阴极位降区, 在空间电荷作用下, 场强较大, 使得电子能量也较高, 因此电子温度在阴极位降区内达到峰值. 并且在远离阴极方向迅速下降. 在负辉区与正柱区电子温度与电场强度的变化都十分缓慢, 从整体说明电子温度受电场强度的影响是很大的.

图 7(b) 显示了  $y = 0.5 \text{ mm}$  处不同预电离下电子温度峰值处的空间分布. 在峰值截线处的空间分布下, 不同预电离的电子温度峰值由 NPI 的  $7.92 \text{ eV}$  降低至 5 级时的  $4.57 \text{ eV}$ , 电子温度的峰值随着预电离的增强而不断降低. 其中主要原因是阴极位降区的强电场随预电离增强而不断减小, 对电子的加速效果明显减弱, 导致电子温度的整体下降. 此外, 电子温度的波动不断减小, 横向的电子温度分布更加平稳.

由图 7(c) 可知, 不同预电离时, 维持电压分别为 263, 241, 210, 141, 113, 92.2 V. 放电电流分别为 37.4, 37.6, 37.9, 38.6, 38.9 和 39.1 mA. 正如我们所知, 预电离在放电空间中提供了大量的种子电子. 随着外部高电压的施加, 种子电子从外部电场中获得动能并与中性粒子发生剧烈碰撞, 使得间隙中的自由电子数量大幅增加. 这有利于间隙的击穿和放电的持续. 因此, 预电离有效降低了间隙的维持电压. 间隙中的放电电流主要是由电子的定向运动贡献的. 预电离的增加使得放电空间中带电粒子密度整体增大, 导致放电电流的增大和放电过程的加强. 从图 7(d) 可以看出, 放电功率分别为 9.83,

9.08, 7.97, 5.44, 4.38, 3.60 W, 与 NPI 相比, 5 级预电离的放电功率最大降低了 63.4%. 预电离显著降低了直流辉光放电的能量消耗.

### 3.2 长间隙放电

在长间隙放电中, 进一步研究预电离对直流辉光放电特性的影响. 图 8(a), (b) 给出了长间隙放电中不同预电离对应的带电粒子密度的空间分布, 可以看出带电粒子密度在纵向整体呈对称分布. 沿横向来看, 施加预电离并不断增强, 电子和离子的分布沿横向不断向两侧延伸, 密度分布逐渐均匀. 在预电离为 5 级时, 放电基本覆盖阴极表面. 预电离的不断增长, 负辉区和阴极位降区的宽度都不断增长. 此外, 在 NPI 时, 电子和离子峰值密度在纵向上位置分别为  $9.67 \text{ mm}$  和  $9.84 \text{ mm}$ , 而当预电离为 5 级时, 电子和离子峰值密度在纵向上位置分别为  $9.80 \text{ mm}$  和  $9.99 \text{ mm}$ . 电子、离子密度分布整体阴极靠拢, 使得正柱区明显增长, 阴极位降区明显减短.

图 9(a), (b) 给出了  $x = 4 \text{ mm}$  截线处的正柱区带电粒子密度的空间分布及其放大图. 由图 9(a) 可知, 大致在  $y = 0.4\text{--}0.6 \text{ mm}$  之间, 电子和离子的密度十分接近且分布十分均匀, 是所谓的等离子体区. 而靠近壁面, 离子和电子密度都逐渐降低. 这主要是由于电子和离子双极性扩散, 在壁面上复合, 使得壁面附近粒子密度较低. 此外, 电子和离子密度基本符合贝塞尔函数的分布.

由图 9(b) 可知, 在  $y = 0.5 \text{ mm}$  左右的离子和电子密度几乎相等, 且不同预电离下峰值始终位于  $y = 0.5 \text{ mm}$  处, 始终为单峰值分布. 随着预电离的增强, 正柱区带电粒子的密度整体增大. 长间

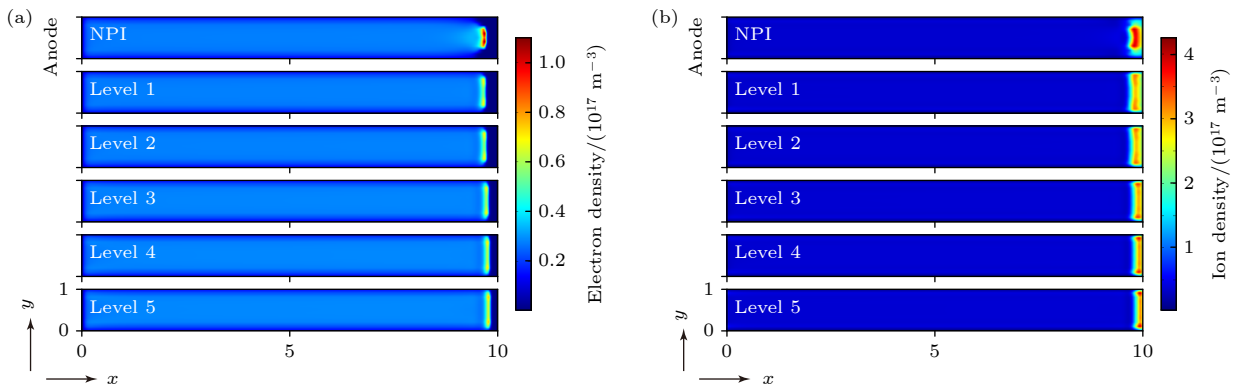


图 8 长间隙放电中不同预电离下, 电子密度 (a) 和离子密度 (b) 的空间分布

Fig. 8. Spatial distributions of electron densities (a) and ion densities (b) at different pre-ionization in the large-gap discharge.

隙正柱区带电粒子密度的空间分布与短间隙放电中存在差异, 主要原因是由于长间隙放电间距较长, 截线处受阴极和阳极区域的空间电荷影响较小, 带电粒子分布更为均匀.

图 9(c), (d) 给出了  $y = 0.5 \text{ mm}$  处的不同预电离的电子和离子密度峰值的分布图. 离子峰值密度变化与电子密度峰值变化基本相似, 峰值均为先下降后逐步上升. 分布始终为双峰值分布, 且峰值

之间的距离不断增长, 表明负辉区的宽度随预电离增强而增长的同时, 此区域的电子密度分布也更加均匀地稳步提升.

图 10(a) 给出了长间隙放电中不同预电离对应的电场纵向分量的空间分布. 由图可知 NPI 时, 阴极中心区域的电场明显高于阴极两侧区域, 电场分布不均匀. 施加预电离后, 正柱区的电场随预电离的增强而略有增大, 从 NPI 的  $0.173 \text{ kV/cm}$  升

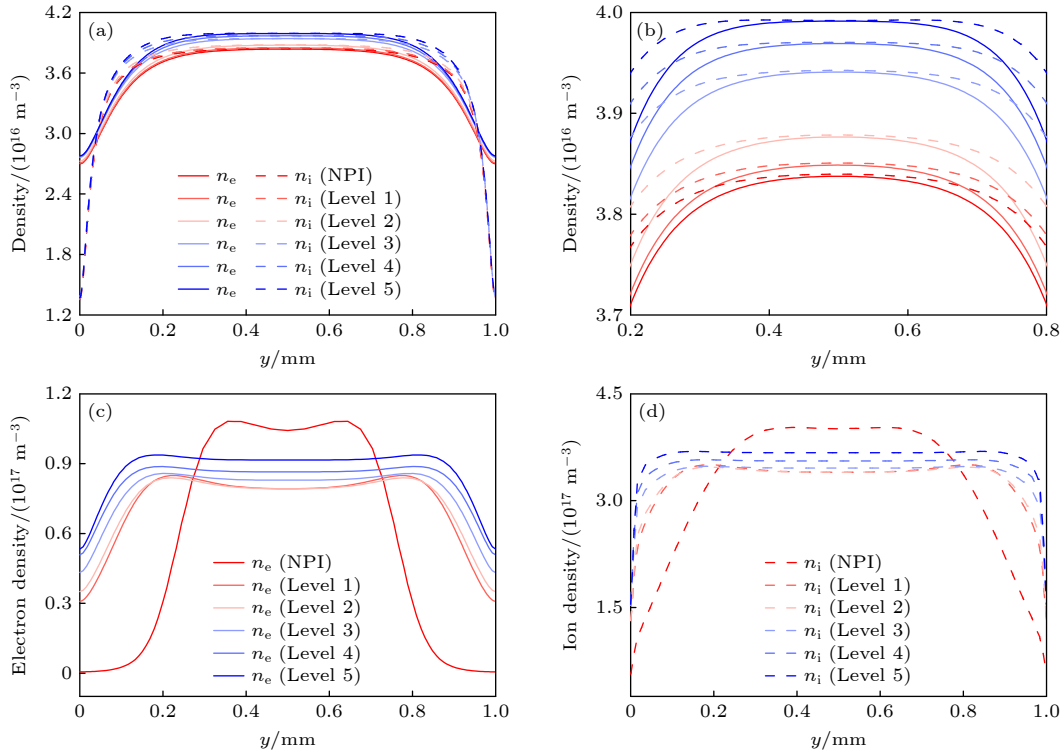


图 9 不同预电离下, 带电粒子密度的空间分布 (a) 正柱区的空间分布; (b) 正柱区空间分布的放大图; (c)  $y = 0.5 \text{ mm}$  电子密度峰值的空间分布; (d)  $y = 0.5 \text{ mm}$  离子密度峰值的空间分布

Fig. 9. Spatial distributions of charged particles densities under different pre-ionization: (a) Spatial distributions of the positive column region; (b) enlarged view of spatial distributions of the positive column region; (c) spatial distributions at the peak of electron density at  $y = 0.5 \text{ mm}$ ; (d) spatial distributions at the peak of ion density at  $y = 0.5 \text{ mm}$ .

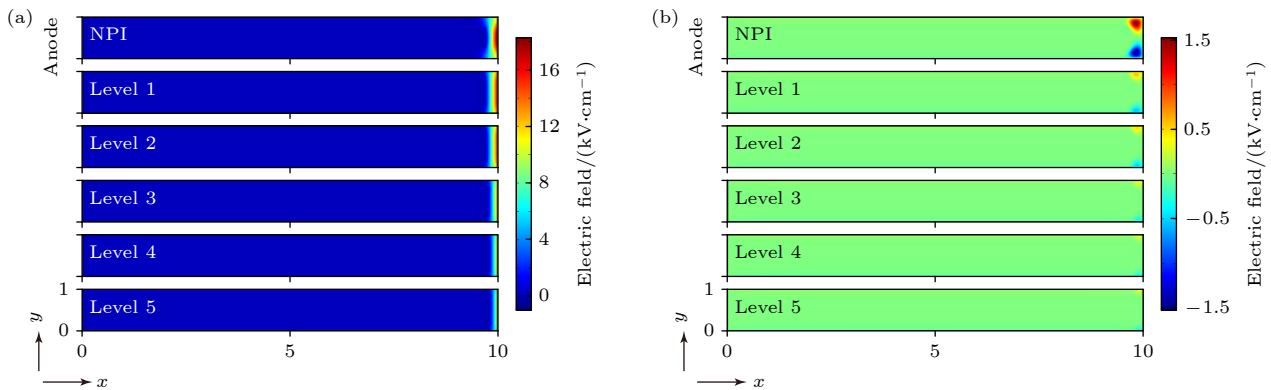


图 10 长间隙放电中不同预电离下, 电场的空间分布 (a) 纵向分量; (b) 横向分量

Fig. 10. Spatial distributions of electric field at different pre-ionization in the large-gap discharge: (a) Longitudinal component; (b) transverse component.

高到 5 级的 0.174 kV/cm. 同时, 阴极位降区的强电场区不断收缩.

图 11(a) 给出了不同预电离下阴极处电场纵向分量的空间分布. 在阴极中心处, 不同预电离下, 电场强度分别为 17.3, 15.5, 14.6, 12.2, 10.9, 9.90 kV/cm. 峰值之间的距离 NPI 时的 0 延长至 5 级时的 0.461 mm. 随着预电离的增强, 阴极处的电场整体呈降低趋势且分布更加平稳.

图 10(b) 给出了长间隙放电中电场横向分量随预电离变化的空间分布. 电场横向分量分布规律基本与短间隙一致. 随着预电离增强, 电场区域明显收缩, 且更加贴近壁面. 此外, 施加预电离后, 电场的横向分量峰值也急剧下降.

如图 11(b) 所示, 施加预电离后, 电场的横向分量峰值分别为 1.53 kV/cm 降为 0.287 kV/cm. 明显观察到电场横向分量峰值的急剧下降. 不同预电离下, 电场的横向分量的一侧峰值位置从 NPI 时的  $x = 0.820$  mm 增大至 0.903 mm, 位置逐渐向壁面偏移. 随着预电离的增强, 电场区域也明显偏移

和缩小, 同时也能说明横向带电粒子分布更加均匀.

图 12(a) 显示了长间隙放电中, 不同预电离下电势的空间分布. 施加预电离, 放电间隙同一位置处中的电势随预电离的增强而减小. 随着预电离的增强, 正柱区的压降基本保持不变, 约为 166 V. 在阴极位降区中, 预电离为 0—5 时, 压降由 256 V 降为 87.7 V. 随预电离的增强, 阴极位降区的压降逐渐减小, 压降从阴极位降区逐渐向正柱区转移, 与短间隙放电中电势变化有所区别. 对于长间隙放电, 正柱区的长度远大于短间隙正柱区的长度, 同时两者的正柱区电场强度相差不大. 这导致长间隙的正柱区压降很大, 远大于短间隙放电的情况. 图 13(a) 显示了不同预电离下,  $x = 9.8$  mm 截线处的电势空间分布. 阴极位降区横向的电势分布随预电离增强整体下降的同时, 分布也更加平稳.

图 12(b) 显示了长间隙放电中, 不同预电离下电子温度的空间分布. 沿纵向和横向来看, 与短间隙的放电特征基本相似. 即施加预电离后, 阴极附近的电子温度分布逐渐沿横向向两侧延伸, 分布更

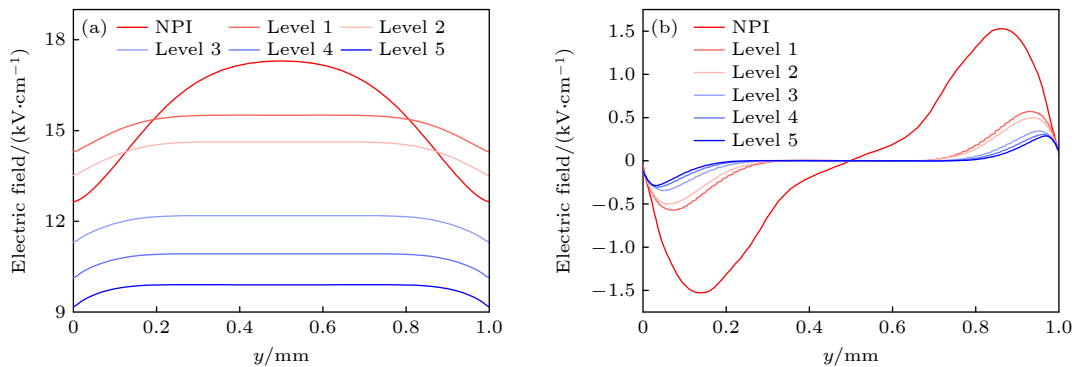


图 11 (a) 不同预电离下, 阴极处电场纵向分量的空间分布; (b) 不同预电离下, 电场横向分量峰值处的空间分布

Fig. 11. (a) Spatial distributions of longitudinal component of the electric field in the cathode under different pre-ionization; (b) spatial distributions at the peak of transverse component of the electric field under different pre-ionization.

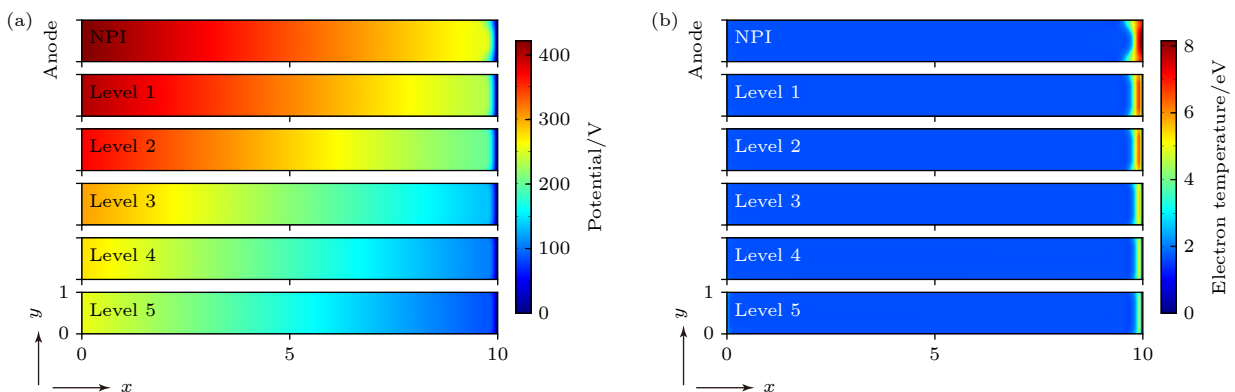


图 12 不同预电离下, 电势 (a) 和电子温度 (b) 的空间分布

Fig. 12. Spatial distributions of potential (a) and electron temperature (b) at different pre-ionization.

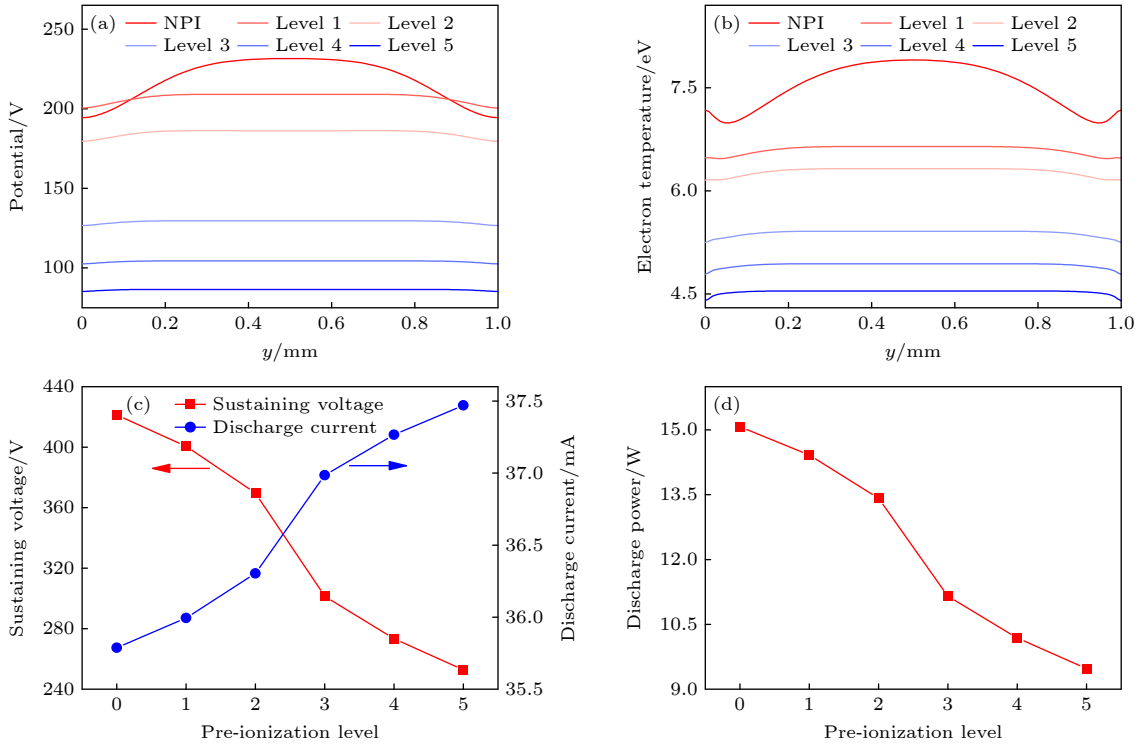


图 13 不同预电离下 (a)  $x = 8$  mm 处的电势空间分布; (b)  $y = 0.5$  mm 电子温度峰值处的空间分布; (c) 维持电压、放电电流和 (d) 放电功率的变化

Fig. 13. Under different pre-ionization: (a) Spatial distribution of potential at  $x = 8$  mm; (b) spatial distributions at the peak of the electron temperature at  $y = 0.5$  mm; (c) variations of sustaining voltage, discharge current and (d) discharge power.

加均匀; 正柱区的电子温度也稍有增大. 阴极位降区的电子温度分布整体不断下降且呈现逐步向阴极收缩. 图 13(b) 为  $y = 0.5$  mm 截线处不同预电离下电子温度峰值的空间分布. 电子温度峰值随着预电离的增强而不断降低, 横向电子温度分布更加平稳, 与短间隙现象一致.

图 13(a), (b) 分别为长间隙放电的维持电压、放电电流和放电功率随预电离的变化. 由图可知, 引入预电离可显著降低直流辉光放电的维持电压和能量消耗, 但放电电流会有所增大. 此外, 在相同的预电离下, 长间隙放电的维持电压和放电功率要大于短间隙放电的情况.

## 4 总结

基于二维自治流体模型, 研究了预电离对常压氦气直流辉光放电的影响. 对于短间隙放电, 从带电粒子密度的空间分布来看, 随着预电离的增强, 带电粒子沿着放电方向 (纵向) 逐渐向阴极收缩, 整体使得正柱区增长, 阴极位降区缩短; 在垂直放电方向 (横向), 使得放电不断覆盖电极表面. 在预

电离的作用下, 各区域不断向两侧延伸, 且带电粒子分布更加均匀. 对于电场而言, 随预电离的增强, 电场纵向分量的分布逐渐向阴极收缩, 阴极位降区的强电场整体降低. 电场横向分量逐渐减小, 且电场分布区域逐渐向壁面两侧移动. 此外, 随着预电离的增强, 放电间隙的压降主要位于阴极位降区.

结合带电粒子密度, 电场和电子温度的空间分布来看, 长间隙下预电离的变化现象基本与短间隙一致. 而电势分布有所不同, 随预电离的增强, 压降由阴极位降区向正柱区转移. 从两种放电间隙整体来看, 预电离可明显增强直流辉光放电的放电均匀性. 预电离显著降低了直流辉光放电的维持电压和放电功率, 但相同预电离下, 长间隙放电的维持电压和放电功率均大于短间隙的情况.

上述模拟结果表明预电离明显优化了放电结构和参数的空间分布. 此外, 从理论上证明, 引入预电离能够在很大程度上降低直流辉光放电的维持电压和能量消耗, 这与实验结果吻合. 这项工作阐释了预电离条件下大气压直流辉光放电的特性与机制, 对于进一步优化实际应用中电极配置和等离子体源的运行参数具有重要指导意义.

## 参考文献

- [1] Hansen L, Kohlmann N, Kienle L, Kersten H 2023 *Thin Solid Films* **765** 139633
- [2] Marcus R K, Hoegg E D, Hall K A, Williams T J, Koppelaar D W 2021 *Mass Spec. Rev.* **42** 652
- [3] Zheng P C, Luo Y J, Wang J M, Yang Y, Hu Q, Mao X F, Lai C H 2022 *Microchem. J.* **172** 106883
- [4] Ibrahim J, Al-Bataineh S A, Michelmor A, Whittle J D 2021 *Plasma Chem. Plasma P.* **41** 47
- [5] Schoenbach K H, Becker K 2016 *Eur. Phys. J. D* **70** 29
- [6] Wanten B, Maerivoet S, Vantomme C, Slaets J, Trenchev G, Bogaerts A 2022 *J. CO<sub>2</sub> Util.* **56** 101869
- [7] Stolarík T, Henselová M, Martinka M, Novák O, Zahoranová A, Černák M 2015 *Plasma Chem. Plasma P.* **35** 659
- [8] Liu D X, He T T, Zhang H 2019 *High Voltage Engineering* **45** 14 (in Chinese) [刘定新, 何桐桐, 张浩 2019 高电压技术 **45** 14]
- [9] Lei B Y, Xu B P, Wang J, Mao X L, Li J, Wang Y S, Zhao W, Duan Y X, Zorba V, Tang J 2023 *Cell Rep. Phys. Sci.* **4** 101267
- [10] Zhu H L, Shi Y J, Wang J W, Zhang Z L, Gao Y N, Zhang F B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 145201 (in Chinese) [朱海龙, 师玉军, 王嘉伟, 张志凌, 高一宁, 张丰博 2022 物理学报 **71** 145201]
- [11] Li C R, Wang X X, Zhan H M, Zhang G X 2003 *High Voltage Apparatus* **39** 4 (in Chinese) [李成裕, 王新新, 詹花茂, 张贵新 2003 高压电器 **39** 4]
- [12] Staack D, Farouk B, Gutsol A, Fridman A 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 700
- [13] Wang Y H, Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 (in Chinese) [王艳辉, 王德真 2003 物理学报 **52** 1694]
- [14] Qi B, Tian X, Wang J, Wang Y S, Si J H, Tang J 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 245202 (in Chinese) [齐兵, 田晓, 王静, 王屹山, 司金海, 汤洁 2022 物理学报 **71** 245202]
- [15] Massines F, Gherardi N, Naude N, Segur P 2009 *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **47** 22805
- [16] Sremački I, Gromov M, Leys C, Morent R, Snyders R, Nikiforov A 2020 *Plasma Process. Polym.* **17** 1900191
- [17] Mohamed A A H, Kolb J F, Schoenbach K H 2010 *Eur. Phys. J. D* **60** 517
- [18] Rathore K, Wakim D, Chitre A, Staack D 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 055011
- [19] Hansen L, Kohlmann N, Schürmann U, Kienle L, Kersten H 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 035013
- [20] Bieniek M S, Hasan M I 2022 *Phys. Plasmas* **29** 034503
- [21] Tochikubo F, Shirai N, Uchida S 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 056001
- [22] Saifutdinov A I 2021 *J. Appl. Phys.* **129** 093302
- [23] Wang Q, Economou D J, Donnelly V M 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 023301
- [24] Qi B, Ren C S, Ma T C, Wang Y N, Wang D Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 331 (in Chinese) [齐冰, 任春生, 马腾才, 王友年, 王德真 2006 物理学报 **55** 331]
- [25] Tang J, Li S B, Zhao W, Wang Y S, Duan Y X 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 253505
- [26] Li X M, Tang J, Zhan X F, Yuan X, Zhao Z J, Yan Y Y, Duan Y X 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 033519
- [27] Jiang W M, Tang J, Wang Y S, Zhao W, Duan Y X 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 013505
- [28] Li J, Wang J, Lei B Y, Zhang T Y, Tang J, Wang Y S, Zhao W, Duan Y X 2020 *Adv. Sci.* **7** 1902616
- [29] Sasaki K, Hosoda R, Shirai N 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 085012
- [30] Wang X C, Wang N H, Li G F 2007 *High Voltage Engineering* **33** 2 (in Chinese) [王晓臣, 王宁会, 李国峰 2007 高电压技术 **33** 2]
- [31] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [32] Laca M, Kaňka A, Schmiedt L, Hrachová V, Morávek M J 2019 *Contrib. Plasma Phys.* **59** e201800190
- [33] Park G, Lee H, Kim G, Lee J K 2008 *Plasma Process Polym.* **5** 569
- [34] Wang Y H, Wang D Z 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 2234
- [35] Kong M G, Xu T D 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 7
- [36] Yuan X, Raja L L 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 495
- [37] Zhang B L, Wang Y T, Li Y W, Fan H, Gao L, Duan C D 2016 *High Voltage Engineering* **42** 7 (in Chinese) [张百灵, 王宇天, 李益文, 樊昊, 高岭, 段成铎 2016 高电压技术 **42** 7]

# Two-dimensional numerical simulation of pre-ionized direct-current glow discharge in atmospheric helium\*

Liu Zai-Hao<sup>1)2)</sup> Liu Ying-Hua<sup>1)2)</sup> Xu Bo-Ping<sup>1)2)</sup> Yin Pei-Qi<sup>1)2)</sup> Li Jing<sup>3)</sup>  
Wang Yi-Shan<sup>1)2)</sup> Zhao Wei<sup>1)2)</sup> Duan Yi-Xiang<sup>4)</sup> Tang Jie<sup>1)2)†</sup>

1) (*State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*Faculty of Mathematics and Physics, Huaiyin Institute of Technology, Huaian 223003, China*)

4) (*Research Center of Analytical Instrumentation, School of Mechanical Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

( Received 3 May 2023; revised manuscript received 16 November 2023 )

## Abstract

In this paper, the effect of pre-ionization on the small-gap and large-gap direct-current glow discharge at atmospheric pressure are investigated based on a two-dimensional self-consistent fluid model. For both the discharges, the results show that with the enhancement of pre-ionization, the charged particle distribution gradually shifts toward the cathode along the discharge direction, making the cathode fall zone shrink continuously. The width of the positive column region, negative glow space, and cathode fall zone continuously extend along the vertical discharge direction, and the distribution of electron density and ion density are more uniform. For the electric field, with the enhancement of pre-ionization, the longitudinal component distribution of the electric field in the cathode fall zone gradually contracts toward the cathode, and the overall electric field near the cathode decreases and becomes more uniformly distributed. The transverse component distribution of the electric field gradually decreases and shrinks toward the wall. The overall electron temperature in the discharge space decreases with the enhancement of the pre-ionization level, and the electron temperature distribution in the cathode fall zone gradually shrinks toward the cathode. In addition, the overall potential of the discharge space also decreases. The introduction of pre-ionization significantly reduces the maintaining voltage and discharge power of the direct-current glow discharge. Furthermore, the potential drop in the small-gap discharge is always concentrated in the cathode fall zone as the pre-ionization increases, while the potential drop in the large-gap discharge is gradually shifted from the cathode fall zone to the positive column region. This simulation shows that the pre-ionization not only effectively enhances the discharge uniformity, but also largely reduces the maintaining voltage and energy consumption of the direct-current glow discharge. This work is an important guideline for further optimizing the electrode configuration and the operating parameters of the plasma source.

**Keywords:** pre-ionization, fluid model, direct-current glow discharge

**PACS:** 51.50.+v, 52.65.-y, 52.80.Hc

**DOI:** 10.7498/aps.73.20230712

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52177166, 51877210) and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2020JM-309).

† Corresponding author. E-mail: [tangjie@opt.ac.cn](mailto:tangjie@opt.ac.cn)



## 大气压氦气预电离直流辉光放电二维仿真研究

刘在浩 刘颖华 许博坪 尹培琪 李静 王屹山 赵卫 段忆翔 汤洁

## Two-dimensional numerical simulation of pre-ionized direct-current glow discharge in atmospheric helium

Liu Zai-Hao Liu Ying-Hua Xu Bo-Ping Yin Pei-Qi Li Jing Wang Yi-Shan Zhao Wei Duan Yi-Xiang Tang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 015101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20230712

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20230712>

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

#### 射频/直流驱动大气压氩气介质阻挡放电的一维仿真研究

One-dimensional simulation of Ar dielectric barrier discharge driven by combined rf/dc sources at atmospheric pressure  
物理学报. 2022, 71(24): 245202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221361>

#### 结合机器学习的大气压介质阻挡放电数值模拟研究

Numerical study of discharge characteristics of atmospheric dielectric barrier discharges by integrating machine learning  
物理学报. 2022, 71(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221555>

#### 基于流体模型的碳纳米管电离式传感器的结构优化方法

Structure optimization of carbon nanotube ionization sensor based on fluid model  
物理学报. 2021, 70(9): 090701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201828>

#### 大气压甲烷针-板放电等离子体中粒子密度和反应路径的数值模拟

Numerical simulation on particle density and reaction pathways in methane needle-plane discharge plasma at atmospheric pressure  
物理学报. 2018, 67(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172192>

#### 氩气空心阴极放电复杂动力学过程的模拟研究

Simulation on complex dynamics of hollow cathode discharge in argon  
物理学报. 2019, 68(21): 215101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190734>

#### 不同缓冲气体中ArF准分子激光系统放电特性分析

Analysis of ArF excimer laser system discharge characteristics in different buffer gases  
物理学报. 2020, 69(17): 174207 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200087>