论文

大气压纵向氦气流对直流辉光放电特性影响的研究

李静^{1,2,3}, 朱莎^{1,2}, 徐永刚^{1,4}, 张同意^{1,2}, 汤洁^{1,2*}, 王静^{1,2}, 王屹山^{1,2}, 赵卫^{1,2}, 段忆翔^{1,5}

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. 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710119;

5. 四川大学生命科学学院, 分析仪器研究中心, 成都 610064

* 联系人, E-mail: tangjie1979@opt.ac.cn

收稿日期: 2016-12-02; 接受日期: 2017-03-02; 网络出版日期: 2017-04-28

国家重大科学仪器设备开发专项基金(编号: 2011YQ030113)、陕西省自然科学基金(编号: 2015JM1019)和中国科学院“西部之光”计划项目(编号: XAB2015A08)资助

摘要 利用一维自洽流体模型系统研究了大气压条件下纵向氦气流对直流辉光放电特性的影响. 研究结果表明, 在不同的氦气流速条件下, 对应不同放电空间中带电粒子的动力学行为特征表现出显著的差异, 进而引起放电结构的变化. 正向氦气流导致放电空间中正柱区和负辉区的带电粒子密度减少, 甚至能够使得负辉区逐渐消失. 负向氦气流能够使得放电空间负辉区的带电粒子密度增大. 通过比较氦气流速与离子迁移速率的差异, 分析结果发现, 因氦气流导致对流效应, 其通过不同方式影响放电空间带电粒子的输运机制, 最终引起了放电空间结构行为特性的变化. 等离子体密度的增加说明在实际应用中通过控制气流大小和方向可以提高等离子体源的化学活性和工作效率, 这对于等离子体在工业领域中的应用具有一定的参考和指导意义.

关键词 氦气, 直流辉光放电, 纵向气流, 对流效应, 空间放电结构

PACS: 52.25.Fi, 52.50.Dg, 52.80.Hc, 52.80.Tn

1 引言

近年来, 大气压非平衡等离子体研究已经在工业领域中得到广泛的应用, 例如薄膜沉积^[1,2]、臭氧产生^[3,4]、生物医学应用^[5,6]、表面修饰^[7,8]和环境治理^[9-11]等. 在实际应用中, 人们发现一定速度的气流能

够提高等离子体源的特性, 例如增强等离子体化学活性^[12,13]和增大等离子体体积^[14-17]. 相关研究人员分别在一定的横向气流^[18,19]和纵向气流^[20-25]条件下研究了气体流速对放电特性的影响. Timerkaev等人^[18]实验研究发现, 在低压辉光放电中, 横向超音速气流导致其达到的放电区域中的带电粒子产生较高浓度. Intra

引用格式: 李静, 朱莎, 徐永刚, 等. 大气压纵向氦气流对直流辉光放电特性影响的研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 095202
Li J, Zhu S, Xu Y G, et al. Characterization of the DC glow discharge in longitudinal flowing helium at atmospheric pressure (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 095202, doi: [10.1360/SSPMA2016-00503](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00503)

等人^[12]实验研究了在电晕离子发生器中不同横向气流条件下的放电特性, 结果表明在相同电晕电压条件下, 较高气体流速能够导致较大的离子流和较高的离子浓度. Jiang等人^[20]实验研究了在大气压氦气流中利用纵向电场实现了直流驱动等离子体射流, 结果发现气流在放电结构的变化中起着重要的作用, 其在等离子体体积增强方面效果显著. Tochikubo等人^[23]进行了大气压氮气直流辉光放电中纵向氦气流对放电影响的二维数值模拟研究, 发现辉光放电是在具有高摩尔分数的氦气区域中产生的, 并且氦气摩尔分数是沿氦气流方向放电结构形成的关键因素. 基于计算流体动力学模型, Bogaerts等人^[13]研究了氦气流对Grimm类型辉光放电特性的影响, 研究结果发现放电区域出口处的离子流随着气体流速的增大而增大, 气体对流是负辉区中除了电子之外所有等离子体物种的重要输运机制.

正如以上提到的, 气体流速对放电特性的影响已经在理论和实验上得到了大量研究. 然而, 到目前为止, 对于常见的直流辉光放电来说, 由于气流的大小和方向引起的放电空间中电子和离子的运动行为特性并不清楚, 放电结构随气流变化的具体行为特性仍然不明. 本文中, 利用一维自洽流体模型研究了大气压直流辉光放电中纵向氦气流对放电特性的影响. 在不同的气体流速条件下, 等离子体中的活性物种表现出了不同的动力学行为特性, 并且放电结构也发生了很大的变化. 然后, 讨论了这些放电特性产生的物理机理. 本文的研究结果有助于增强实际应用中的等离子体源的化学活性和工作效率.

2 理论模型建立

在数值模拟中, 利用一维自洽流体动力学模型研究分析大气压直流放电的特性. 图1展示了放电的原理结构示意图. 放电腔结构包括两个平行平板电极, 其间隙宽度为10mm. 两个电极中, 其中一个电极接地, 另一个电极通过一个镇流电阻器($R=100\text{ k}\Omega$)连接高压直流电源(设为2.2kV). 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. 这里, 氦气作为工作气体, 其温度 T_g 设定为300K. 电子温度 T_e 设为1.5eV, 氦气流流动方向沿着电场正向或反向, 其中电场方向从阳极指向阴极方向. 本模型中考虑的化学活性物种如下: 电子(e), 氦离子(He^+), 氦分子离

子(He_2^+)和亚稳态氦原子(He^*). 此外, 模型中涉及的物理化学反应, 如表1所示, 其中包括直接电离、辐射、激发、离子对流、离解复合、Penning 电离和电子-离子复合等. 表1中考虑的所有化学反应均来自于文献[23,26,27].

电子、He离子和He分子离子的密度由连续性方程描述

$$\frac{\partial n_l(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial j_l(x,t)}{\partial x} = S_l(x,t), \quad (1)$$

其中, n_l , j_l 和 S_l 分别表示第 l 类粒子的密度、通量和源项. j_l 可通过动量方程得到

$$j_l(x,t) = \pm \mu_l E(x,t) n_l(x,t) - D_l \frac{\partial n_l(x,t)}{\partial x} + u \cdot n_l(x,t), \quad (2)$$

其中, E 表示电场, u 是氦气速率, μ_l 和 D_l 分别是 l 类粒子的迁移率和扩散系数. 方程(2)中, 等号右边第一项中

图1 (网络版彩图)直流放电反应结构示意图
Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the DC reactor.

表1 模型中的物理化学反应

编号	反应式	反应系数	参考文献
R1	$e + \text{He} \rightarrow 2e + \text{He}^+$	$f(E/N) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[23]
R2	$e + \text{He} \rightarrow e + \text{He}^*$	$f(E/N) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[23]
R3	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$6.5 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	[23]
R4	$2e + \text{He}^+ \rightarrow e + \text{He}^*$	$7.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	[23]
R5	$2e + \text{He}_2^+ \rightarrow 2\text{He} + e$	$2.0 \times 10^{-20} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	[23]
R6	$\text{He}^* + \text{He} \rightarrow 2\text{He} + h\nu$	$6.0 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[23]
R7	$\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow e + \text{He} + \text{He}^+$	$2.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[23]
R8	$e + \text{He} + \text{He}_2^+ \rightarrow 3\text{He}$	$2.0 \times 10^{-27} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	[26]
R9	$\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow e + \text{He}_2^+$	$2.0 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	[27]

的正号“+”适用于离子情形, 负号“-”适用于电子情形. μ_i 和 D_i 数值均来源于文献[28]. 其中, 电子的迁移率是 $\mu_e=1.132\times 10^{-1}\text{ m}^2/(\text{Vs})$, 氦原子离子的迁移率是 $\mu_{\text{He}^+}=1.0\times 10^{-3}\text{ m}^2/(\text{Vs})$ 和氦分子离子的迁移率是 $\mu_{\text{He}_2^+}=1.8\times 10^{-3}\text{ m}^2/(\text{Vs})$. 电场强度可由Poisson方程得到

$$\frac{d^2V(x,t)}{dx^2} = -\frac{q_e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e), \quad (3)$$

$$E(x,t) = -\frac{dV(x,t)}{dx}, \quad (4)$$

其中, V 是电势. 通过对方程(4)两边求导, 并联立方程(3)可得

$$\frac{dE(x,t)}{dx} = \frac{q_e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e), \quad (5)$$

其中, q_e 是电子电荷量, n_i 是 He^+ 和 He_2^+ 二者密度之和, ε_0 是真空介电常数. 由于离子碰撞阴极产生的二次电子发射, 因此考虑方程 $j_e = \gamma j_i$, 其中二次电子发射系数 γ 设定为0.01, j_e 表示电子通量, j_i 表示离子(He^+ 和 He_2^+)通量.

上文考虑的方程组采用半隐式Scharfetter-Gummel方法[29-31]进行数值求解, 并对求解的空间网格进行非均匀划分, 采取两边密中间疏的策略, 划分约400个网格, 计算中采用足够小且合理的初始步长 10^{-13} s . 氦气流速在 $0\pm 50\text{ m/s}$ 内变化, 研究并分析直流放电的特性. 正向氦气流速表示氦气流速方向与电场相同, 负向氦气流速指的是氦气流速方向与电场相反. 应该指出的是, 本文以下部分中讨论的所有数值模拟结果都是在放电完全稳定以后获得的.

3 结果与分析

图2展示了在氦气流速分别为0, 10和 -10 m/s 条件下, 对应不同放电过程中带电粒子以及电场强度的空间分布. 模拟结果说明, 当放电空间中氦气流静止时, 放电电压和电流分别是287V和19 mA. 研究还发现, 整个放电空间从阴极到阳极被分成了三个明显不同的区域: 阴极位降区、负辉区和正柱区. 这表明此放电具有直流辉光放电的典型特征. 在阴极位降区中, 离子密度达到了最大值 $4.62\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$, 并且这个区域的宽度为1.1 mm, 而阴极处电场的最大值等于5.89 kV/cm.

图2 (网络版彩图)在不同氦气流速0, 10和 -10 m/s 条件下, 对应不同放电过程中带电粒子密度(a)和电场强度(b)的空间分布

Figure 2 (Color online) Spatial distributions of charged particles densities (a) and electric field (b) corresponding to different discharges with the He flow velocity fixed at 0, 10 and -10 m/s .

电场强度从阴极向阳极方向急剧下降, 并在电子密度达到最大值 $1.78\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$ 的负辉区中对应的电场值趋近于零. 随后, 电场逐渐增大, 并在正柱区保持恒定的常数, 其值为0.033 kV/cm, 此区域中存在电中性($n_e = n_i = 1.00\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$)的等离子体. 此外, 正柱区的长度约为8 mm.

与静态氦气放电情形相比, 氦气流速为 $\pm 10\text{ m/s}$ 时的放电空间中带电粒子密度以及电场的空间分布特性明显不同. 在氦气流速为 10 m/s 时, 放电最显著的特征是, 负辉区电子密度曲线表现出隆起收缩下降的特征. 在负辉区中, 电子密度最大值则减小到 $1.27\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$. 另外, 阴极位降区中离子密度峰值达到了 $4.67\times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$. 阴极处的最大电场强度降低到5.03 kV/cm, 而阴极位降区的宽度收缩到1.0 mm. 当氦气流速为 -10 m/s 时, 有趣的明显变化特征是, 负辉区电子密度曲线在某种程

度上隆起特征更加显著. 在这种情形中, 电子密度的最大值增加到了 $2.33 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 而阴极位降区中离子密度的峰值没有增加, 反而降低到 $4.56 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 阴极处的最大电场增大到 6.47 kV/cm , 这个区域的宽度为 1.2 mm .

为了进一步理解氦气体流速对放电特性的影响, 研究了气体流速在某特定范围内变化时带电粒子(电子和离子)密度与氦气流速的关系, 如图3所示. 应该指出的是, 电子密度表示放电空间负辉区中相对应的电子密度最大值, 离子密度表示阴极位降区中离子密度的最大值, 亚稳态氦原子密度表示阴极附近亚稳态氦原子密度的最大值.

正如图3(a)所示, 当正向氦气流速保持在 $0\text{--}50 \text{ m/s}$ 时, 电子密度随着氦气流速增大而逐渐减小. 然而, 离子密度随着氦气流速变化本身表现出不同的变化方式: 在较低流速范围内($0\text{--}8 \text{ m/s}$), 离子密度随气流的增大表现出轻微增加; 在较高流速范围($8\text{--}50 \text{ m/s}$)却随着流速的增大而逐渐降低. 当氦气流速为 $u_1 = 8 \text{ m/s}$ 时, 离子密度达到其最大值 $M_i = 4.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 关于负向氦气流, 从图3(a)可以看出, 电子密度在氦气流速范围为 $0\text{--}50 \text{ m/s}$ 内随氦气流速的增加呈现出大幅度增大. 然而, 离子密度并没有增加, 而是在这个范围内逐渐降低. 另外, 从图3(b)中发现, 亚稳态氦原子密度随着正或负氦气流速的增加均表现出降低. 这是由于氦气流速越快, 其停留在放电空间的时间越短, 只有少量的氦原子能够从基态被激发到激发态. 为了探究因气流引起的放电特性变化的内在机理, 下面讨论了电子和离子密度以及电场强度随氦气流速变化的空间分布.

图4展示了在正向较低氦气流速分别为 $0, 2, 4$ 和 8 m/s 时对应于不同放电空间中带电粒子密度以及电场强度的空间分布. 从图4(a)可以看到, 与静态氦气流的放电特征情形相比, 正向低速氦气流的对流作用使得放电气隙中电子和离子整体朝着阴极区域运动. 正柱区中, 电子迁移速度的数量级为 10^2 m/s , 其比较低氦气流速度(几个 m/s 量级)高很多. 因此, 氦气流根本上并没有直接影响电子的运动. 然而, 当氦气流速接近正柱区离子迁移速率(约几个 m/s)时, 氦气流对离子运动产生明显影响. 对于正向氦气流, 气体和离子都从阳极向阴极流动, 并且它们的迁移方向相同, 然而电子却沿相反方向移动. 由氦气流对流作用引起的离子加速现象在正柱区和负辉区被极大地增强, 这些区域

图3 (网络版彩图)(a) 放电空间负辉区中电子密度最大值和阴极位降区中离子密度峰值随氦气流速的变化; (b) 阴极附近亚稳态氦密度峰值随氦气流速的变化

Figure 3 (Color online) Evolutions of the maximum of electron density in the negative glow region and the peak value of ion density in the cathode fall layer (a), and the peak value of metastable He density near the cathode, with the variation of the He flow velocity (b).

中电场强度相对较小. 因此, 过量的离子在单位时间内流过放电截面, 并沿着电场方向迁移. 那么, 在放电空间的局部区域中就形成了He离子空缺. 如果这些离子空缺没有及时地被新的离子占用补充, 由于双极性扩散的缘故, 就会有一部分电子将反转它们自身的迁移方向并在静电力的作用下与迁移离子一起运动. 在这种情形下, 很多放电空间中额外的离子在氦气流的作用下被带到阴极. 因此, 部分电子跟随离子运动到了阴极, 出现了带电粒子(电子和离子)向阴极整体运动的现象, 并在负辉区中有一定的电荷损失. 在较低氦气流速条件下, 负辉区中的电荷密度逐渐降低, 但是仍然能够观测到电子密度曲线呈现隆起的形状分布. 在氦气流速为 $0, 2, 4$ 和 8 m/s 时, 负辉区中所对应的电子密度依次降低, 其值分别为 1.57×10^{10} , 1.46×10^{10} ,

图4 (网络版彩图) 氦气流速分别为0, 2, 4和8 m/s时, 对应不同放电中的带电粒子密度(a)和电场强度(b)的空间分布; (c) 阴极位降区中单位面积离子数目随较低正向氦气流速的变化

Figure 4 (Color online) Spatial distributions of charged particles densities (a) and electric field (b) corresponding to different discharges with the He flow velocity fixed at 0, 2, 4, and 8 m/s; (c) the population of ions per unit area in the cathode fall layer with the low positive He flow velocity.

1.39×10^{10} 和 $1.26 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 在阴极位降区中, 离子密度曲线仍保持一个隆起形状分布. 在较低氦气流情形下, 阴极位降区离子损失并不很大, 随着氦气流速的增加, 离子朝着阴极的整体运动导致离子密度峰值的轻微增大. 在这些气体流速下, 其对应的离子密度峰值分别为 4.63×10^{10} , 4.65×10^{10} , 4.66×10^{10} 和 $4.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

众所周知, 大量的空间电荷能够在阴极附近产生强电场和压降. 阴极处和阴极位降区的电场很大程度上依赖于阴极附近离子的分布和数量. 阴极附近的单位面积上分布的离子数目是通过沿着 x 轴上电

场强度最小的位置到阴极处的离子密度积分计算得到, 如图4(c)所示. 研究结果发现, 在阴极位降区, 尽管离子密度的峰值随着较低正向氦气流速增加而增加 (参见图3(a)), 但是由于氦气流的对流作用, 更多的离子被气流带到阴极, 因此阴极位降区单位面积离子数目随着氦气流速的增加而减少. 当氦气流速是0, 2, 4和8 m/s时, 对应的单位面积离子数目分别为 3.77×10^9 , 3.61×10^9 , 3.46×10^9 和 $3.27 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. 阴极附近逐渐降低的单位面积离子数目导致阴极处的电场强度减少. 图4(b)揭示了阴极处的电场最大值随着氦气流速的增加(0, 2, 4和8 m/s)而降低, 其值分别为5.89, 5.70, 5.51和5.18 kV/cm. 此外, 阴极位降区的宽度也随着氦气流速的增加而减少, 这是由于氦气流的对流作用引起离子整体朝着阴极运动导致的 (如图4(a)). 对于低速正向氦气流的放电情形来说, 正柱区带电粒子密度空间分布变化不大.

图5展示了在较高正向氦气流速为8, 20, 30和40 m/s时, 不同放电中带电粒子密度以及电场强度的空间分布. 在这种情形下, 氦气流速达到了 10^1 m/s 量级, 其接近于阴极区域的离子迁移速度大小 (10^2 m/s 量级). 由于氦气的强流速作用, 大量的离子被带到阴极, 并且其中大部分在阴极位降区损失. 随着氦气流速的增加, 阴极附近离子密度的峰值降低, 导致了离子密度曲线的隆起分布发生收缩, 如图5(a)所示. 结果发现, 当氦气流速为8, 20, 30和40 m/s时, 其对应的离子密度最大值分别是 4.68×10^{10} , 4.60×10^{10} , 4.49×10^{10} 和 $4.35 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 当氦气流速设定为40 m/s时, 电荷密度分布曲线隆起的特征分布无法分辨出来, 这说明负辉区消失了. 氦气流速越强烈, 电子和离子消失的越多. 在这些流速(8, 20, 30和40 m/s)条件下, 对应不同放电空间负辉区中的电子密度最大值分别是 1.26×10^{10} , 1.11×10^{10} , 1.08×10^{10} 和 $1.05 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

图5(c)展示了随着氦气流速的增大, 因氦气流的对流作用使得阴极位降区单位面积离子数目下降. 当氦气流速设定为8, 20, 30和40 m/s时, 单位面积离子数目依次降低, 其值分别为 3.27×10^9 , 2.95×10^9 , 2.89×10^9 和 $2.84 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. 阴极位降区单位面积离子数目的不断减少使得此处的电场强度减弱. 如图5(b)所示, 阴极处的电场强度随着氦气流速的增加而减小, 氦气流速8, 20, 30和40 m/s对应的阴极电场强度分别是5.18, 4.57, 4.32和4.18 kV/cm. 此外, 阳极附近带电粒

图5 (网络版彩图)在氦气流速分别为8, 20, 30和40 m/s时对应不同放电中带电粒子密度(a)和电场强度(b)的空间分布; (c) 阴极位降区中单位面积离子数目随较高正向氦气流速的变化

Figure 5 (Color online) Spatial distributions of charged particles densities (a) and electric field (b) corresponding to different discharges with the He flow velocity fixed at 8, 20, 30, and 40 m/s; (c) the population of ions per unit area in the cathode fall layer with the high positive He flow velocity.

子密度曲线分布由于强烈的氦气流作用发生了向下凹陷, 这个行为特性随着氦气流速的增加沿着气流方向向阴极扩散。

与纵向气流氦气直流辉光放电的研究结果^[31]比较, 在二者的放电空间中观测到了一些相同或相似的行为特征, 也就是, 随着正向气流流速的增加, 负辉区电子和离子密度都减小, 阴极附近的离子先增加后降低。

当氦气流速设定为0, -10, -20和-40 m/s时, 其对应不同放电情况的典型特性如图6所示。很明显, 与静态

图6 (网络版彩图)氦气流速分别为0, -10, -20和-40 m/s时不同放电中带电粒子密度(a)和电场强度(b)的空间分布; (c) 阴极位降区中单位面积离子数目随负向氦气流速的变化

Figure 6 (Color online) Spatial distributions of charged particles densities (a) and electric field (b) corresponding to different discharges with the He flow velocity fixed at 0, -10, -20 and -40 m/s; (c) the population of ions per unit area in the cathode fall layer with the negative He flow velocity.

氦气放电情形对比呈现了鲜明的差异。图6(a)中, 由于负向氦气流的对流作用, 放电空间中电子和离子整体都朝着阳极移动(图6(a)中的插图箭头所示)。对于负向氦气流(可达到 10^1 m/s)来说, 氦气流从阴极吹向阳极, 也就是, 静态氦气流中离子运动的反方向。电场导致离子的加速作用在某种程度上被负向氦气流对流作用抵消, 进而阻止了部分离子迁移到阴极。这种行为特性在正柱区和负辉区表现得尤为突出, 是由于这些区域中存在相对低的电场而且离子迁移速率仅为几个m/s。因此, 大量的离子被限制在这些区域。由于电子和离子之间的静电力, 许多电子滞留在这

域. 这就是负辉区中电荷密度升高的原因, 并且这种增长趋势明显地朝着阳极方向扩展和延伸. 随着负向氦气流速的增加, 负辉区中电荷密度曲线的隆起分布变得越来越高, 如图6(a)所示. 在这些氦气流速增加(0, -10, -20和-40 m/s)的情形下, 在不同放电空间负辉区对应的电子密度逐渐增大, 其对应值分别是 1.57×10^{10} , 2.01×10^{10} , 2.31×10^{10} 和 $2.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 这说明负向氦气流在某种程度上增强了负辉区中的电荷密度. 在阴极位降区中, 离子迁移速率是 10^2 m/s 量级, 比负辉区中的高. 较高的电场强度使得仍有许多离子朝着阴极运动. 在许多离子被限制在正柱区和负辉区的情况下, 电场较高的区域所产生的离子不能补偿这一损失(尤其在阴极附近). 因此, 接近阴极的离子密度及其峰值随着氦气流速的增大而逐渐降低. 在这些依次增大的氦气流速(0, -10, -20和-40 m/s)情形下, 离子密度最大值分别是 4.63×10^{10} , 4.56×10^{10} , 4.52×10^{10} 和 $4.42 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

尽管阴极位降区中离子密度峰值随着氦气流速的增大而降低, 但是这里的单位面积离子数目却随着氦气流速的增大而增大, 如图6(c)所示. 这是由于负向气流扩展了阴极位降区, 并使得这个区域中的离子密度分布更加均匀, 即图中阴极位降区的宽度变得更大并且此区域的离子密度曲线变得更加平滑. 当氦气流速设定为0, -10, -20和-40 m/s时, 单位面积离子数目增大, 其值依次为 3.77×10^9 , 4.27×10^9 , 4.56×10^9 和 $4.91 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. 阴极位降区单位面积离子数目的不断增大能够使得此区域的电场强度增强. 正如图6(b)所示, 阴极区的电场强度随着氦气流速的增加(0, -10, -20和-40 m/s)而增大, 其值分别为5.89, 6.47, 6.68和6.88 kV/cm. 在本文研究的范围内, 负向氦气流速达到-50 m/s时, 阴极电场强度一直在持续增强. 此外, 图6(a)和(b)还表明了阴极位降区朝着阳极延伸扩展, 这是负向氦气流速的对流作用导致离子整体朝着阳极运动的结果.

对于以前报道的关于氦气流的直流辉光放电^[31]来说, 随着负向气流的增加, 负辉区的电子和离子密

度先增加后降低. 与此同时, 阴极附近的离子密度先减少后增加. 但在本文中, 随着氦气流速的增加, 负辉区中的电子和离子密度单调增加, 且阴极附近的离子密度线性减少. 实际上, 直流辉光放电结构在不同氦气流速条件下发生显著变化归因于不同的离子迁移率和不同的电离反应速率.

4 结论

本文研究了大气压氦气直流辉光放电在氦气流速(0-±50 m/s)变化条件下的放电行为特性. 研究结果表明, 在不同的氦气流速条件下, 放电空间中电荷的不同动力学行为表现出了显著差异. 与静态氦气放电情形相比, 气流条件下的放电结构发生了很大的变化. 在较低正向氦气流速条件下(小于 10^1 m/s 量级), 负辉区的电子和离子密度都降低, 但是正柱区中带电粒子密度几乎没有变化. 阴极附近的离子密度发生轻微增长. 较高的正向氦气流速(10^1 m/s 量级)使得负辉区和正柱区中的电子和离子密度均降低, 甚至可能导致负辉区消失. 此外阴极附近的离子密度也降低. 当负向氦气流速设定达到 -10^1 m/s 量级时, 负辉区的电子和离子密度不仅明显增加, 而且这种增长趋势向着阳极延伸和扩展. 然而, 在阴极附近观测到离子密度逐渐下降. 上述放电空间特征随着气流的变化源于氦气流速引起的对流效应. 通过比较氦气流速和离子迁移率得知, 这种对流效应充当了外加的输运机制且以不同的方式影响放电空间带电粒子的传输.

在薄膜制备中, 针对直流辉光放电等离子体发生装置, 加上直流电压后, 辉光放电开始, 正离子打击阴极靶面, 靶材表面的中性原子溅射出, 这些原子沉积在阳极衬底上形成薄膜. 中性原子的溅射率, 除了与正离子的入射能量和入射角度有关以外, 还取决于靠近阴极靶面附近的入射离子密度^[32]. 若采用氦气作为工作气体, 适当的调节正向氦气流速可以增加阴极附近的离子密度, 从而提高中性原子的产额, 以及薄膜制备效率. 因而, 该仿真结果对实际工业领域应用中工作效率的提高, 起到了重要的指导作用.

参考文献

- 1 Curtins H, Wyrsh N, Favre M, et al. Influence of plasma excitation frequency for a-Si:H thin film deposition. *Plasma Chem Plasma Process*,

- 1987, 7: 267–273
- 2 Krishnaswamy J, Rengan A, Narayan J, et al. Thin-film deposition by a new laser ablation and plasma hybrid technique. *Appl Phys Lett*, 1989, 54: 2455–2457
 - 3 Ma H, Qiu Y. A study of ozone synthesis in coaxial cylinder pulse streamer corona discharge reactors. *Ozone-Sci Eng*, 2003, 25: 127–135
 - 4 Kogoma M, Okazaki S. Raising of ozone formation efficiency in a homogeneous glow discharge plasma at atmospheric pressure. *J Phys D-Appl Phys*, 1994, 27: 1985–1987
 - 5 Yang A, Wang X, Rong M, et al. 1-D fluid model of atmospheric-pressure rf He+O₂ cold plasmas: Parametric study and critical evaluation. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 113503
 - 6 Yang A, Liu D, Rong M, et al. A dominant role of oxygen additive on cold atmospheric-pressure He+O₂ plasmas. *Phys Plasmas*, 2014, 21: 083501
 - 7 Wang K, Wang W, Yang D, et al. Surface modification of polypropylene non-woven fabric using atmospheric nitrogen dielectric barrier discharge plasma. *Appl Surface Sci*, 2010, 256: 6859–6864
 - 8 Shao T, Zhang C, Long K, et al. Surface modification of polyimide films using unipolar nanosecond-pulse DBD in atmospheric air. *Appl Surface Sci*, 2010, 256: 3888–3894
 - 9 Shi H C, Wang W C, Yang D Z, et al. Effect of OH radicals on formaldehyde removal in dielectric barrier discharge (in Chinese). *Acta Phys Chim Sin*, 2011, 27: 1979–1984 [史恒超, 王文春, 杨德正, 等. 介质阻挡放电中OH自由基对甲醛脱除的影响. 物理化学学报, 2011, 27: 1979–1984]
 - 10 Akishev Y S, Deryugin A A, Kochetov I V, et al. DC glow discharge in air flow at atmospheric pressure in connection with waste gases treatment. *J Phys D-Appl Phys*, 1993, 26: 1630–1637
 - 11 Nikiforov A Y. An application of AC glow discharge stabilized by fast air flow for water treatment. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2009, 37: 872–876
 - 12 Intra P, Tippayawong N. Effect of needle cone angle and air flow rate on electrostatic discharge characteristics of a corona-needle ionizer. *J Electrostatics*, 2010, 68: 254–260
 - 13 Bogaerts A, Okhrimovskyy A, Gijbels R. Calculation of the gas flow and its effect on the plasma characteristics for a modified Grimm-type glow discharge cell. *J Anal At Spectrom*, 2002, 17: 1076–1082
 - 14 Li Q, Li J T, Zhu W C, et al. Effects of gas flow rate on the length of atmospheric pressure nonequilibrium plasma jets. *Appl Phys Lett*, 2009, 95: 141502
 - 15 Li X C, Li J Y, Zhang C Y. Discharge characteristics of a brush-shaped argon plasma plume driven by a direct-current voltage (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2015, 45: 095201 [李雪辰, 李雯媛, 张春艳. 直流驱动氩气等离子体刷的放电特性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 095201]
 - 16 Chen L, Zhao P, Shu X, et al. On the mechanism of atmospheric pressure plasma plume. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 083502
 - 17 Jiang W, Tang J, Wang Y, et al. A low-power magnetic-field-assisted plasma jet generated by dielectric-barrier discharge enhanced direct-current glow discharge at atmospheric pressure. *Appl Phys Lett*, 2014, 104: 013505
 - 18 Timerkaev B A, Zalyaliev B R, Saifutdinov A I. Glow discharge characteristics in transverse supersonic air flow. *J Phys-Conf Ser*, 2014, 567: 012032
 - 19 Jaworek A, Krupa A. Corona discharge from a multipoint electrode in flowing air. *J Electrostatics*, 1996, 38: 187–197
 - 20 Jiang W, Tang J, Wang Y, et al. Characterization of argon direct-current glow discharge with a longitudinal electric field applied at ambient air. *Sci Rep*, 2014, 4: 6323
 - 21 Fomin V M, Alziary de Roquefort T, Lebedev A V, et al. Cathode phenomena in the self-maintained glow discharge in a supersonic air flow. *Dokl Phys*, 2000, 45: 503–505
 - 22 Fomin V M, de Roquefort T A, Lebedev A V, et al. Self-maintained glow discharge in a hypersonic air flow. *Dokl Phys*, 2000, 45: 84–87
 - 23 Tochikubo F, Shirai N, Uchida S. Simulation of atmospheric pressure direct current glow discharge along a miniature helium flow in nitrogen. *Appl Phys Express*, 2011, 4: 056001
 - 24 Popov N A. Simulations of a longitudinal glow discharge in a hot air flow at atmospheric pressure. *Plasma Phys Rep*, 2006, 32: 237–245
 - 25 Tang J, Jiang W, Li J, et al. Observation and interpretation of energy efficient, diffuse direct current glow discharge at atmospheric pressure. *Appl Phys Lett*, 2015, 107: 083505
 - 26 Park G, Lee H, Kim G, et al. Global Model of He/O₂ and Ar/O₂ Atmospheric Pressure Glow Discharges. *Plasma Process Polym*, 2008, 5: 569–576
 - 27 Wang Y H, Wang D Z. Modes of homogeneous barrier discharge at atmospheric pressure in helium. *Chin Phys Lett*, 2004, 21: 2234–2237
 - 28 Raizer Y P. Gas Discharge Physics. Berlin: Springer, 1991
 - 29 Jiang W, Li J, Tang J, et al. Prediction of nested complementary pattern in argon dielectric-barrier discharge at atmospheric pressure. *Sci Rep*,

- 2015, 5: 16391
- 30 Scharfetter D L, Gummel H K. Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator. *IEEE Trans Electron Devices*, 1969, 16: 64–77
- 31 Zhu S, Jiang W, Tang J, et al. Influence of longitudinal argon flow on DC glow discharge at atmospheric pressure. *Jpn J Appl Phys*, 2016, 55: 056202
- 32 Asamaki T (edition), Chen G R (trans). Hakumaku Sakusei No Kiso. Beijing: Chemical Industry Press, 2009 [麻蒔立男(著), 陈国荣(译). 薄膜制备技术基础. 北京: 化学工业出版社, 2009]

Characterization of the DC glow discharge in longitudinal flowing helium at atmospheric pressure

LI Jing^{1,2,3}, ZHU Sha^{1,2}, XU YongGang^{1,4}, ZHANG TongYi^{1,2}, TANG Jie^{1,2*},
WANG Jing^{1,2}, WANG YiShan^{1,2}, ZHAO Wei^{1,2} & DUAN YiXiang^{1,5}

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 School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China;

⁵ Research Center of Analytical Instrumentation, College of Life Sciences, Sichuan University, Chengdu 610064, China

A one-dimensional self-consistent fluid model was developed to study the direct-current (DC) glow discharge in longitudinal flowing helium (He) at atmospheric pressure. Distinct dynamical features of charged particles are observed at different He flow velocities, which is accompanied by a dramatic change of spatial discharge structure. The positive He flow leads to the reduction of charged particle densities in the positive column and negative glow regions, and even makes the negative glow region disappear. The negative He flow allows for the enhancement of charged particle densities in the negative glow regions. These observations above mainly lie in the fact that the convection effects due to the He gas flow influence the transport properties of charged particles through different ways by comparing the He flow velocity with the ion drift one. These findings are of guiding significance for the improvement of the chemical activity and work efficiency of plasma source by controlling the gas flow in practical industrial fields.

helium, direct-current glow discharge, longitudinal gas flow, convection effects, spatial discharge structure

PACS: 52.25.Fi, 52.50.Dg, 52.80.Hc, 52.80.Tn

doi: [10.1360/SSPMA2016-00503](https://doi.org/10.1360/SSPMA2016-00503)