

大气压介质阻挡辉光放电脉冲的阴极位降区特性及其影响因素的数值仿真

姚聪伟 马恒驰 常正实 李平 穆海宝 张冠军

Simulations of the cathode falling characteristics and its influence factors in atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge pulse

Yao Cong-Wei Ma Heng-Chi Chang Zheng-Shi Li Ping Mu Hai-Bao Zhang Guan-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 025203 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.025203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.025203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

线-铝箔电极电晕放电激励器的推力理论与实验研究

Theoretical and experimental study of thrust produced by corona discharge exciter in wire-aluminum foil electrode configuration

物理学报.2015, 64(10): 105204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105204>

雷云电场作用下长地线表面正极性辉光电晕放电的仿真研究

Numerical simulation of positive glow corona discharge initiated from long ground wire under thundercloud field

物理学报.2015, 64(10): 105205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105205>

棒-板电极下缩比气隙辉光放电相似性的仿真研究

Simulation on similarity law of glow discharge in scale-down gaps of rod-plane electrode configuration

物理学报.2014, 63(9): 095206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.095206>

大气压介质阻挡辉光放电脉冲的阴极位降区特性及其影响因素的数值仿真*

姚聪伟 马恒驰 常正实[†] 李平 穆海宝 张冠军[‡]

(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)

(2016年9月2日收到; 2016年10月14日收到修改稿)

大气压介质阻挡放电常用于产生低温等离子体, 其放电特性已成为当前的研究热点. 本文针对大气压氦气介质阻挡放电结构建立了流体数值仿真模型, 研究其辉光放电脉冲特性. 从发光结构、粒子分布和电场分布等方面说明了该类型放电辉光结构的时空演化过程; 分别从电子增长率和电场强度分布两个角度比较和分析了该类型放电中阴极位降区范围的定义, 并探讨了发光最强点位置与阴极位降区边界的关系, 认为利用电场强度分布来定义该类型放电的阴极位降区范围更加合理, 且在电流下降沿内, 光强最强点始终处于阴极位降区内部. 研究了外施电压、阻挡介质二次电子发射系数 γ 和 N_2 含量对间隙电压、电流密度和阴极位降区特性等的影响规律. 发现: 在二次电子发射系数 γ 不变时, 阴极位降区宽度与电流密度具有负线性相关关系; 利用阴极位降区的伏安特性证明了该类型放电属于亚辉光放电靠近正常辉光放电的部分; 主要考虑 N_2 与He的Penning效应时, 电流密度和带电粒子密度在一定 N_2 含量下具有最大值等.

关键词: 大气压介质阻挡放电, 阴极位降区, 辉光放电, 流体模型

PACS: 52.80.Hc, 51.50.+v

DOI: 10.7498/aps.66.025203

1 引言

大气压介质阻挡放电(dielectric barrier discharge, DBD)可以抑制放电向电弧形式转化, 形成各类放电形式, 如细丝放电、Townsend放电和辉光放电等, 是产生低温等离子体的一种有效方法^[1,2]. 细丝放电形式存在能量集中、活性粒子分布不均匀等问题, 其应用受到一定限制; Townsend放电形式虽然是均匀放电, 但是活性粒子浓度较低, 降低了其应用效率. 相比之下, 辉光放电形式则具有活性粒子浓度高, 放电均匀, 不易灼伤被处理物等优势, 更适用于各类应用场合^[3,4]. 目前, 在kHz交流大气压氦气DBD中, 已观察到了在单个放电脉冲内,

放电由Townsend放电向辉光放电转化的过程^[5,6], 本文将该类型的放电称为大气压辉光放电脉冲, 其典型的单个放电电流脉冲波形和轴向发光结构演化过程如图1所示^[7]. 目前, 虽然低气压直流辉光放电具有较成熟的理论体系, 但大气压DBD辉光放电脉冲的相关理论仍不够完善.

典型的辉光放电具有阴极位降区、负辉区、法拉第暗区、正柱区、阳极辉区等不同的特征区域, 其中阴极位降区的宽度和电压降落值是表征辉光放电特性的重要依据^[8]. 在低气压直流辉光放电中, 阴极位降区的边缘连接着负辉区. 因此, 在低气压直流辉光放电实验中, 常常使用负辉区中发光最强点到阴极的距离来近似地定义阴极位降区宽度, 该

* 国家自然科学基金(批准号: 51307133, 51521065, 51477135)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 2015CB251003)、中国博士后科学基金(批准号: 2016M590946)、中央高校基本科研业务费(批准号: xjj2016003)和电力设备电气绝缘国家重点实验室基金(批准号: EIPPE16314)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: changzhsh1984@163.com

[‡] 通信作者. E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn

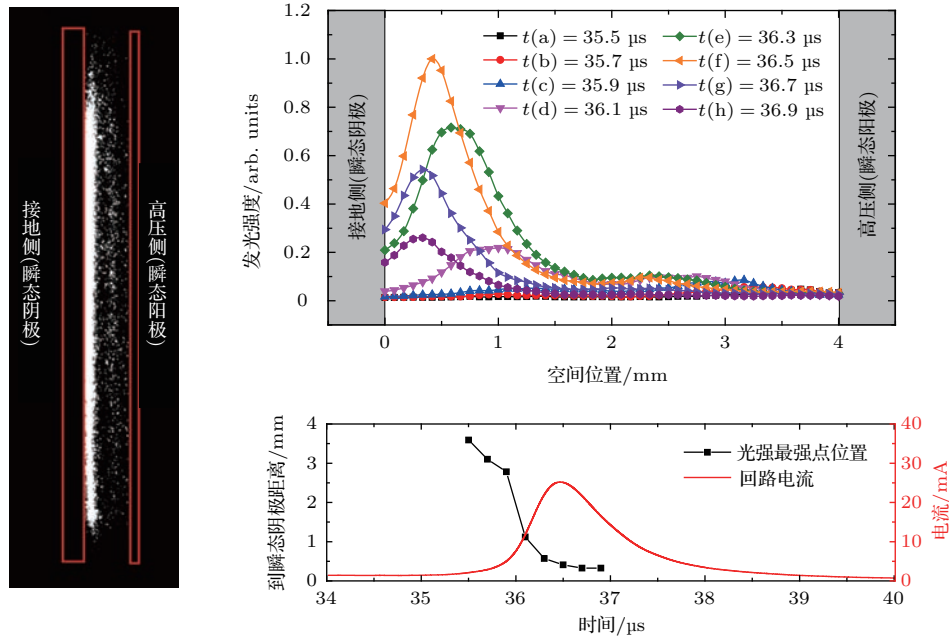


图 1 (网刊彩色) He-DBD 中的大气压辉光放电脉冲 [7]

Fig. 1. (color online) Atmospheric pressure pulse glow discharge in He-DBD [7].

方法的有效性已在文献 [9] 中得到了证明. 在文献 [10, 11] 中还探讨了低气压不同 pd 值和大气压直流辉光放电的阴极位降区特性. 然而, 在阻挡介质存在情况下的大气压辉光放电脉冲中, 阴极位降区范围还没有十分明确的量化定义, 阴极位降区边界与发光最强点位置的关系等也缺乏深入讨论.

实验已经证明在大气压 He/N₂ DBD 中较易实现大气压辉光放电脉冲, 如图 1 所示. 因此本文针对 He/N₂ DBD 建立一维流体模型, 研究大气压辉光放电脉冲的粒子、电场和发光结构等的时空演化规律, 并借鉴低气压直流辉光放电理论以及相关文献对阴极位降区的不同定义方式, 对大气压辉光放电脉冲中阴极位降区范围的量化定义进行探讨. 研究外施电压、二次电子发射系数、氮气含量等因素对阴极位降区宽度、平均电流密度和阴极位降值等辉光放电特性参数的影响规律.

2 数值模型

2.1 DBD 结构

本文针对如图 2 所示的双面均覆盖阻挡介质的 He-DBD 结构进行相关的数值计算, 电极形状为直径 50 mm 的圆形. 高压侧阻挡介质为厚度 1 mm、相对介电常数为 10 的氧化铝陶瓷, 接地侧阻挡介质为厚度 2 mm、相对介电常数为 7 的钠钙玻璃. 氦

气间隙固定为 4 mm, 高压侧施加频率为 22 kHz 正弦交流高压. 由于大气压 He-DBD 常表现为均匀放电, 利用一维流体模型对 He-DBD 进行描述, 可考虑丰富的物理化学过程, 计算速度较快, 是一种相对合理且高效的 He-DBD 数值模拟方法.

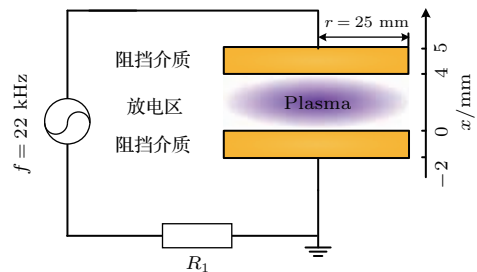


图 2 DBD 结构示意图

Fig. 2. Structure of DBD.

2.2 控制方程与参数

He-DBD 中不可避免地存在一定量的杂质 N₂, 而 N₂ 与亚稳态 He 原子的 Penning 效应对 He-DBD 产生显著影响. 因此, 在本文的模型中, 背景气体设定为 He-N₂ 混合气体, 除第 3.2.3 小节外, 本文其他模型中的 N₂ 含量均为 10 ppm. 模型共考虑了电子、正离子 (He⁺, He₂⁺, N₂⁺, N₄⁺)、激发态粒子 [He(3³S), He(3³D)] 和亚稳态粒子 [He(2³S), He₂(2³Σ)] 9 种粒子, 并以流体方式考虑了电子能量

控制方程^[12]. 带电粒子的运动分为扩散和电场迁移运动, 中性粒子则仅考虑扩散运动, 它们由(1)式所示的连续性方程控制.

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

其中, n_r 为粒子数密度, \mathbf{N}_r 为粒子运动通量, 由(2)式描述; S_r 为粒子产率, 由(3)式计算得到.

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

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

(2)式中, E 为电场强度, μ_r 和 D_r 分别为粒子的电场迁移率和扩散率, 电子和电子能量的迁移率和扩散率由Bolsig+求解得到^[13], 离子的迁移率和扩散率、中性粒子扩散率由文献^[14]得到. (3)式中的 k_i 和 α_i 分别为反应速率系数和Townsend反应速率, 其中 α_i 可通过Bolsig+得到, He^* 表示 $\text{He}(2^3\text{S})$, He_2^* 表示 $\text{He}_2(2^3\Sigma)$, 为亚稳态粒子, He^{exc} 包含 $\text{He}(3^3\text{S})$ 和 $\text{He}(3^3\text{D})$, 为激发态粒子. 模型中考虑到的具体物理化学反应见表1.

表1 模型中的物理化学反应
Table 1. Reactions in model.

No.	反应式	反应速率 ^b	参考文献
1	$\text{He} + e \rightarrow \text{He} + e$	α_1^a	[13]
2	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^* + e$	α_2^a	[13]
3	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^{\text{exc}} + e$	α_3^a	[13]
4	$\text{He} + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	α_4^a	[13]
5	$\text{He}^* + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	$4.66 \times 10^{-16} T_e^{0.6} e^{-4.78/T_e}$	[15]
6	$\text{He}_2^+ + e \rightarrow \text{He} + \text{He}^*$	$5.42 \times 10^{-15} T_e^{-0.5}$	[15]
7	$2\text{He}^* \rightarrow \text{He}^+ + \text{He} + e$	2.7×10^{-16}	[15]
8	$\text{He}^* + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	1.3×10^{-45}	[15]
9	$2\text{He}_2^* \rightarrow \text{He}_2^+ + 2\text{He} + e$	1.5×10^{-15}	[15]
10	$\text{He}_2^* + e \rightarrow 2e + \text{He}_2^+$	$1.27 \times 10^{-18} T_e^{0.71} e^{-3.4/T_e}$	[15]
11	$\text{He}^* + e \rightarrow \text{He} + e$	2.9×10^{-14}	[16]
12	$\text{He}^+ + 2e \rightarrow \text{He}^* + e$	7.1×10^{-32}	[16]
13	$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	6.5×10^{-44}	[16]
14	$\text{He}_2^+ + 2e \rightarrow 2\text{He} + e$	2.0×10^{-32}	[16]
15	$\text{He} + \text{He}_2^+ + e \rightarrow 2\text{He} + \text{He}^*$	3.5×10^{-39}	[17]
16	$\text{He} + \text{He}^+ + e \rightarrow \text{He} + \text{He}^*$	$7.4 \times 10^{-47} T_e^{-4.4}$	[17]
17	$\text{He}_2^* + e \rightarrow e + 2\text{He}$	3.8×10^{-15}	[17]
18	$2\text{He}^* \rightarrow \text{He}_2^+ + e$	1.5×10^{-15}	[18]
19	$\text{He}_2^* \rightarrow 2\text{He}$	1×10^6	[19]
20	$\text{He}^{\text{exc}} \rightarrow \text{He} + h\nu$	1.5×10^7 for 3^3S (7.1×10^7 for 3^3D)	[20]
21	$\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N}_2$	$4.8 \times 10^{-13} (T_e/T_g)^{-0.5}$	[21]
22	$\text{N}_2 + \text{He}^* \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{He} + e$	5×10^{-17}	[21]
23	$\text{N}_2 + \text{He}_2^* \rightarrow \text{N}_2^+ + 2\text{He} + e$	3×10^{-17}	[21]
24	$\text{N}_4^+ + e \rightarrow 2\text{N}_2$	$2 \times 10^{-12} (T_e/T_g)^{-0.5}$	[21]
25	$\text{N}_2^+ + 2\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_4^+ + \text{N}_2$	1.9×10^{-41}	[21]
26	$\text{N}_2^+ + \text{N}_2 + \text{He} \rightarrow \text{N}_4^+ + \text{He}$	1.9×10^{-41}	[21]
27	$\text{N}_4^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + 2\text{N}_2$	2.5×10^{-21}	[21]
28	$\text{N}_4^+ + \text{He} \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{N}_2 + \text{He}$	2.5×10^{-21}	[21]
29	$\text{N}_2 + \text{He}_2^+ \rightarrow \text{N}_2^+ + 2\text{He}$	1.4×10^{-15}	[21]

回路总电流 $i_t(t)$ 利用 Morrow-Sato' 公式进行计算 [22]:

$$i_t(t) = S_d \left[\int_{x_1}^{x_2} e \sum (N_{\text{He}^+} + N_{\text{He}_2^+} + N_{\text{N}_2^+} + N_{\text{N}_4^+} - N_e) dx + \varepsilon_0 \frac{\partial U_{\text{so}}}{\partial t} \right] \times \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + d_g + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \right)^{-1}, \quad (4)$$

其中, e 为元电荷量, d_1 , d_2 和 d_g 分别为两种阻挡介质厚度和气体间隙, ε_1 和 ε_2 分别为两种阻挡介质的相对介电常数, ε_0 为真空介电常数. 在 $[x_1, x_2]$ 区间内的平均传导电流密度 $J_d(t)$ 可通过计算空间平均的带电粒子通量得到:

$$J_d(t) = \int_{x_1}^{x_2} e \sum (N_{\text{He}^+} + N_{\text{He}_2^+} + N_{\text{N}_2^+} + N_{\text{N}_4^+} - N_e) dx / |x_1 - x_2|. \quad (5)$$

粒子流体模型采用通量边界条件, 对于电子, 考虑阻挡介质表面正离子碰撞引起的二次电子发射过程, 使用二次电子发射系数 γ 进行表征. 电场模型中, 在阻挡介质表面考虑表面电荷积聚的影响. 具体边界条件表达形式可参见文献 [23, 24], 这里不再赘述.

模型在 COMSOL Multiphysics 中进行求解, 初始电子密度为 $1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, 初始正离子密度总和为 $1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, 其他激发态粒子初始密度为 $1 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$, 为使第一步计算收敛, 初始平均电子温度设为 4 eV.

3 结果与讨论

3.1 大气压辉光放电脉冲的粒子、电场和发光演化

本小节将根据电场、光强和粒子等的空间分布, 对大气压辉光放电脉冲的阴极位降区、负辉区、法拉第暗区和正柱区等特征结构分区时域演化进行研究. 其中, 发光强度与激发态粒子的退激辐射密切相关, 可通过辐射概率较高的激发态粒子的空间分布来表征. 亚稳态粒子 $\text{He}(2^3\text{S})$ 和 $\text{He}_2(2^3\Sigma)$ 与 $\text{N}_2^+(\text{B}^2\Sigma_u^+)$, $\text{O}(3^5\text{P})$, $\text{OH}(\text{A}^2\Sigma^+)$ 等激发态粒子的产生密切相关 [25], 但亚稳态粒子存活时间相对较长 (通常为百纳秒到几微秒), 本身发光较弱. $\text{N}_2^+(\text{B}^2\Sigma_u^+)$, $\text{O}(3^5\text{P})$, $\text{OH}(\text{A}^2\Sigma^+)$ 的辐射概率、强度各不相同, 且在高纯 He-DBD 中弱于 He 的谱线强

度, 本文模型亦不考虑 O_2 和 H_2O 的影响, 所以本文仅用激发态粒子 $\text{He}(3^3\text{S})$ 和 $\text{He}(3^3\text{D})$ 的密度空间分布来表征放电间隙中的光强分布. 这两类激发态原子的跃迁辐射强度 I_{ji} 与处于上能级 j 的原子密度 n_j 均具有如 (6) 式所示的关系:

$$I_{ji} = \frac{h\nu_{ji}}{4\pi} n_j A_{ji} D, \quad (6)$$

式中 I_{ji} 为原子在上能级 j 跃迁到下能级 i 时辐射的光谱强度, h 为普朗克常量, ν_{ji} 为辐射光子的频率, A_{ji} 为爱因斯坦自发跃迁辐射概率, D 为测量方向上的等离子体厚度. 因此, 在本文情况下, 总光强与 $\text{He}(3^3\text{S})$ 和 $\text{He}(3^3\text{D})$ 密度具有如 (7) 式所示的正比关系:

$$I \propto \nu_{ji}(3^3\text{S}) A_{ji}(3^3\text{S}) n(3^3\text{S}) + \nu_{ji}(3^3\text{D}) A_{ji}(3^3\text{D}) n(3^3\text{D}), \quad (7)$$

其中, $\nu_{ji}(3^3\text{S}) = 4.2 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $\nu_{ji}(3^3\text{D}) = 5.1 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $A_{ji}(3^3\text{S}) = 1.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $A_{ji}(3^3\text{D}) = 7.1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$.

3.1.1 特征分区的时域演化概况

图 3(a)—图 3(c) 分别是电流上升至 50% 峰值、达到电流峰值和下降至 50% 峰值三个时刻的各放电特征参数的空间分布曲线. 其中, 三个时刻的光强均使用电流峰值时刻的最高光强进行归一化. 从光强分布和带电粒子空间分布特征可以看到, 在电流上升阶段 (以上升至 50% 电流峰值时刻为例), 放电具有辉光放电的发光结构雏形, 但是缺少法拉第暗区, 正柱区范围较小, 而此时的阴极电位降落集中在阴极附近 1 mm 范围内. 随着电流增长, 至电流峰值时刻, 阴极位降区和负辉区的范围被压缩 (约 0.54 mm), 法拉第暗区出现 (长约 0.99 mm), 正柱区范围增大至 2.39 mm, 有范围很小的阳极辉区, 辉光放电结构基本形成. 由于负辉区与阴极位降区十分接近, 这里先不对这两个区域加以区分. 在电流下降阶段 (以下降至 50% 电流峰值时刻为例), 放电仍呈现辉光放电结构, 但阴极附近电位急剧降落的范围略有扩大, 负辉区与瞬态阴极距离缩短, 发光强度明显下降, 正负带电粒子密度下降. 在形成辉光放电结构之后, 正负带电粒子最大密度的数量级在 10^{16} — 10^{17} m^{-3} 之间变化, 气体间隙承受电压从 528.36 V 下降至 305.67 V (50% 电流峰值). 可见在电流脉冲过程中, 辉光放电结构始终处于不稳定的变化之中.

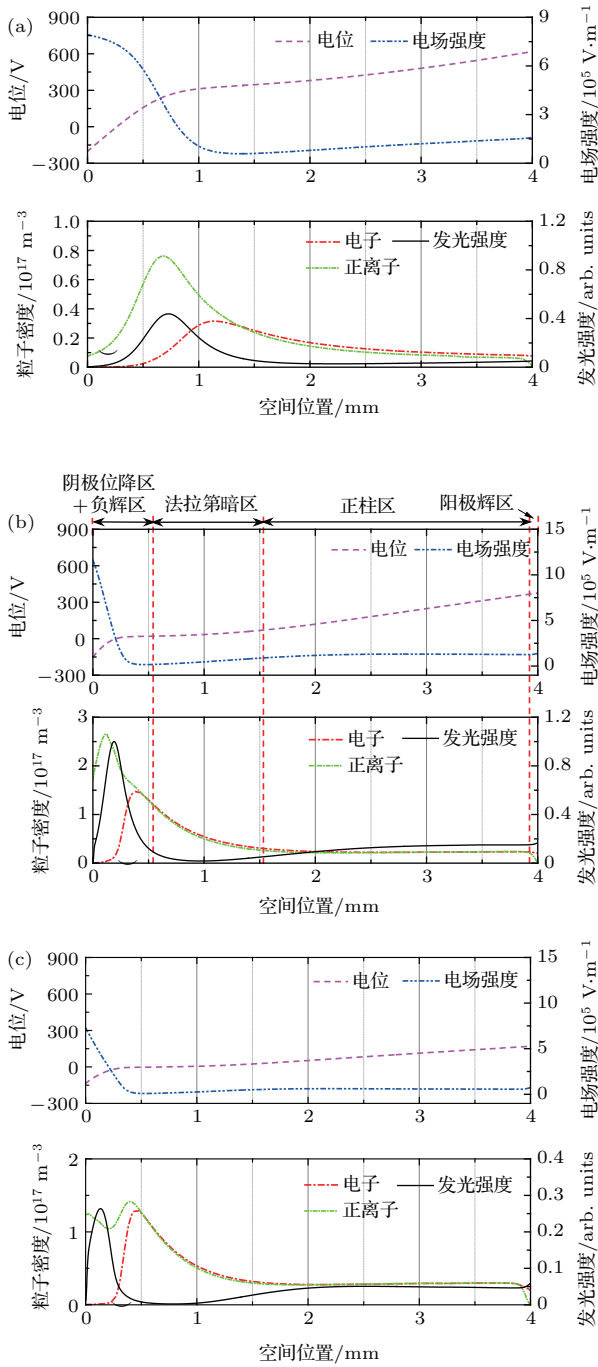


图3 (网刊彩色) 不同时刻放电特征参数空间分布 (a) 电流上升至50%峰值时刻; (b) 电流峰值时刻; (c) 电流下降至50%峰值时刻

Fig. 3. (color online) Spatial distribution of discharge parameters at different moments: (a) Moment current reaches its 50% peak; (b) moment current reaches its peak; (c) moment current drop to its 50% peak.

3.1.2 阴极位降区范围的定义

从上文的分析中可以看到, 各个特征分区的范围会随着时间发生较大的变化. 而阴极位降区是辉光放电的重要特征区域, 其电位降落和电流密度对于界定辉光放电类型和特性具有重要作用. 因

此, 下文将从两个方面对大气压辉光放电脉冲的阴极位降区进行量化定义, 并探讨其与负辉区位置的关系.

定义1 第一类定义由(8)式确定, 其中 d_c 为阴极位降区宽度, α_{eff} 为包含了碰撞电离、复合等与电子产生和消失相关反应的有效Townsend电离系数. (8)式的物理含义为从瞬态阴极表面开始, 到距离 d_c 的范围为电子产率平衡区, 同时定义为阴极位降区宽度, 该定义来源于文献[8]中关于低气压直流辉光放电的定义.

$$\gamma \left[\exp \left(\int_0^{d_c} \alpha_{\text{eff}} dx \right) - 1 \right] = 1, \quad (8)$$

$$\delta(x_1) = \gamma \left[\exp \left(\int_0^{x_1} \alpha_{\text{eff}} dx \right) - 1 \right] - 1. \quad (9)$$

更进一步地可以引出电子增长率 $\delta(x_1)$, 用以表征范围0— x_1 mm内的电子增长速率. 显然, 在 $\delta = 0$ 时, 有 $x_1 = d_c$.

以外施电压幅值为 $U = 1.5$ kV时的正放电为例, 计算所得回路总电流、阴极位降区宽度 d_{c1} 、激发态粒子最高密度位置(d_{exc})、电子最高密度位置(d_e)随着时间的变化, 以及 $t = 203.8 \mu\text{s}$ 时刻(略领先于电流峰值时刻 $t = 204.0 \mu\text{s}$)的电子增长率、电位分布如图4所示. 可以看到, 在 $t = 203.8 \mu\text{s}$ 时刻, 电位从阴极开始先快速减小, 然后减小速率逐步降低, 但转折点难以区分. 在 $d_{c1} = 0.14$ mm位置, 即定义1所确定的阴极位降区边界, 间隙电位

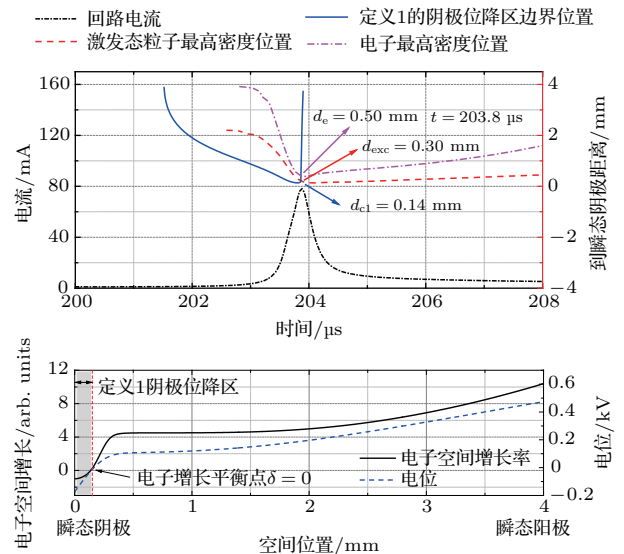


图4 (网刊彩色) 定义1阴极位降区宽度及其他参量的时域变化

Fig. 4. (color online) Temporal evolutions of cathode fall width by definition 1 and other parameters.

仍处于下降阶段, 但下降速率已经慢慢变小. 因此, 从电位分布来看, 定义1所确认的阴极位降区范围可能偏小. 从整个放电脉冲时域上看, 在电流上升阶段, 电子和激发态粒子密度最高位置均从瞬态阳极向瞬态阴极推进, 并在 $t = 203.8 \mu\text{s}$ 时到达距离瞬态阴极最近的距离. 定义1所得的阴极位降区边界位置, 也经历了类似的过程. 当接近电流峰值时刻时, 电子产率平衡逐渐消失, 满足定义1的阴极位降区边界消失. 这意味着电流峰值时刻后, 整个间隙的空间电子产率 $\delta < 0$, 电子趋于消失, 放电开始进入熄灭阶段, 处于电流下降沿. 值得注意的是, 图4中所示 $t = 203.8 \mu\text{s}$ 时刻, 三类位置分别为 $d_{c1} = 0.14 \text{ mm}$, $d_{\text{exc}} = 0.30 \text{ mm}$ 和 $d_e = 0.50 \text{ mm}$. 因此, 根据定义1, 实验中观测到的发光最强位置(负辉区)仅在电流峰值时刻前的部分时段可以用来近似地表示阴极位降区边界位置, 且存在一定误差. 而最高电子密度位置到瞬态阴极的距离则大于发光最强位置到瞬态阴极的距离, 该结论与低气压直流辉光放电的情况略有不同. 但在定义1下的电流峰值时刻, 阴极位降区边界和负辉区的相对位置与低气压直流辉光放电的情况较为相似.

度衰减至电场最大值14%的位置为阴极位降区(该区域内电场变化是近似线性的). 从图5可以看到, 定义2所确认的阴极位降区范围包含了大部分的电位降落, 且在 $t = 203.8 \mu\text{s}$ 时, $d_{c2} = 0.36 \text{ mm}$ 位置的电位下降速率已经变得很小. 从这一角度上看, 使用定义2定义阴极位降区范围, 相较于定义1, 能更直接地反映阴极电位降落情况. 定义2的阴极位降区宽度时域变化如图5所示. 在接近电流峰值时, 光强最强位置处于阴极位降区边界内侧, 即负辉区的一部分会出现在阴极位降区内部, 且在电流峰值时刻之后负辉区会一直位于阴极位降区内. 因此, 在电流峰值时刻附近, 定义2是较为合适的, 可以使大气压辉光放电脉冲的特征分区与低气压直流辉光放电基本一致, 但在电流下降沿内, 使用定义2来定义大气压辉光放电脉冲的阴极位降区范围, 会包含一部分负辉区.

3.1.3 等离子体鞘层与阴极位降区

辉光放电在阴极附近会形成一个等离子体鞘层. 在该区域内, 正离子密度远大于电子密度. 在鞘层边界处, 正离子密度会趋向于等于电子密度, 并逐渐过渡到正负电荷基本相等的正柱区. 从图6可以看到, 等离子体鞘层边界在接近于电流峰值时刻和电子最高密度位置十分接近. 从电流峰值时刻的电位分布曲线可以看到, 鞘层边界空间位置的电位已经几乎没有减小了, 可以确认等离子体鞘层区已经包含了阴极位降区. 激发态粒子最高密度位置在鞘层的中间位置, 这说明绝大部分负辉区也包含在等离子体鞘层中.

综上所述, 在大气压下, 正弦交流 DBD 的辉光放电结构在接近电流峰值时形成, 在电流下降沿内均存在辉光放电结构. 由定义1所确定的阴极位降区比负辉区更靠近阴极, 较符合经典的直流辉光放电结构, 但无法很好地反映阴极电位降落数值, 且在电流下降沿内就失去定义. 定义2所确定的阴极位降区范围可以很好地反映阴极电位降落数值, 但与负辉区有部分重叠. 在电流峰值时刻, 光强最强点位于阴极位降区边界附近. 由于阴极电位降落值和电流密度等是辉光放电的重要特征参数, 且对各类影响因素较敏感, 下文将讨论不同因素对定义1和2所确认的阴极位降区宽度的影响, 并采用定义2对大气压辉光放电脉冲的阴极位降区进行定义, 对阴极位降区特性进行分析.

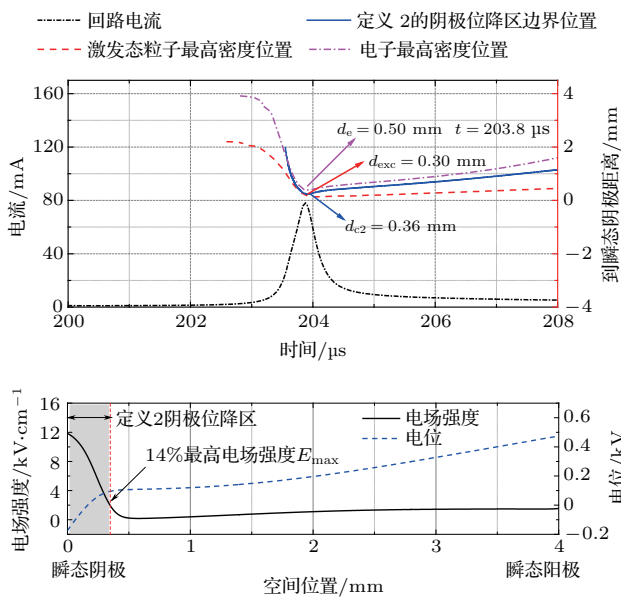


图5 (网刊彩色) 定义2阴极位降区宽度及其他参量的时域变化

Fig. 5. (color online) Temporal evolutions of cathode fall thickness by definition 2 and other parameters.

定义2 在阴极位降区内, 电场强度会经历一个线性下降阶段, 文献[10]利用气隙中电场分布的该特性对大气压直流辉光放电的阴极位降区范围进行了量化定义, 定义从瞬态阴极的位置到电场强

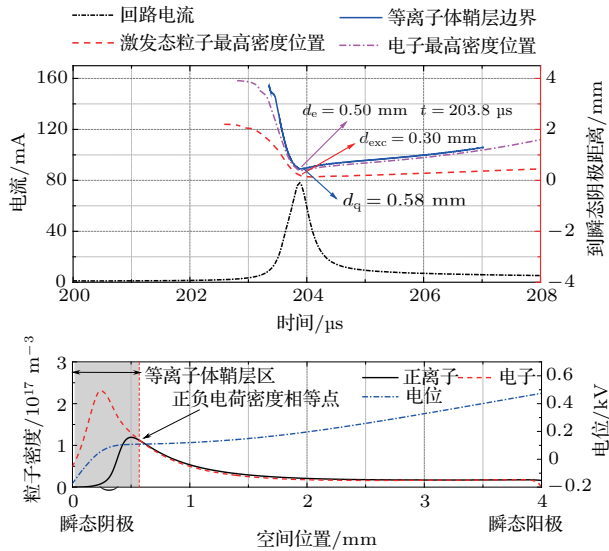


图6 (网刊彩色) 等离子体鞘层范围及其他参量的时域变化
Fig. 6. (color online) Temporal evolutions of plasma sheath and other parameters.

3.2 不同因素对阴极位降区特性的影响

本小节, 以电流峰值时刻的情况为例, 根据(5)式计算平均传导电流密度, 根据定义2确定阴极位

降区范围和电位降落绝对值, 详细探讨3.1小节中定义1和定义2确定的阴极位降区宽度等参量受外施电压幅值、二次电子发射系数 γ , N_2 含量(1—200 ppm)等因素影响的规律.

3.2.1 外施电压幅值

外施电压幅值是影响DBD特性的重要因素之一, 该部分的模型中, 二次电子发射系数 $\gamma = 0.12$, N_2 浓度为10 ppm. 图7(a)显示了电流峰值时刻定义1和定义2的阴极位降宽度、阴极位降值、阴极位降区平均电流密度 J_c 和间隙平均电流密度 J_g 等在外施电压幅值改变时(0.9—1.9 kV范围)的变化情况. 由于放电过程中存在位移电流, 阴极位降区平均电流密度 J_c 和间隙平均电流密度 J_g 并不相等, 下文中讨论的电流密度均为传导电流密度.

从图7可以看到, 从0.9—1.1 kV之间, 两种定义下的阴极位降宽度均有明显的下降, d_{c1} 和 d_{c2} 分别从0.191和0.364 mm下降到0.153和0.278 mm. 在外施电压大于1.1 kV之后, 阴极位降区宽度下降速率变小, d_{c1} 和 d_{c2} 分别在0.133和0.254 mm左右

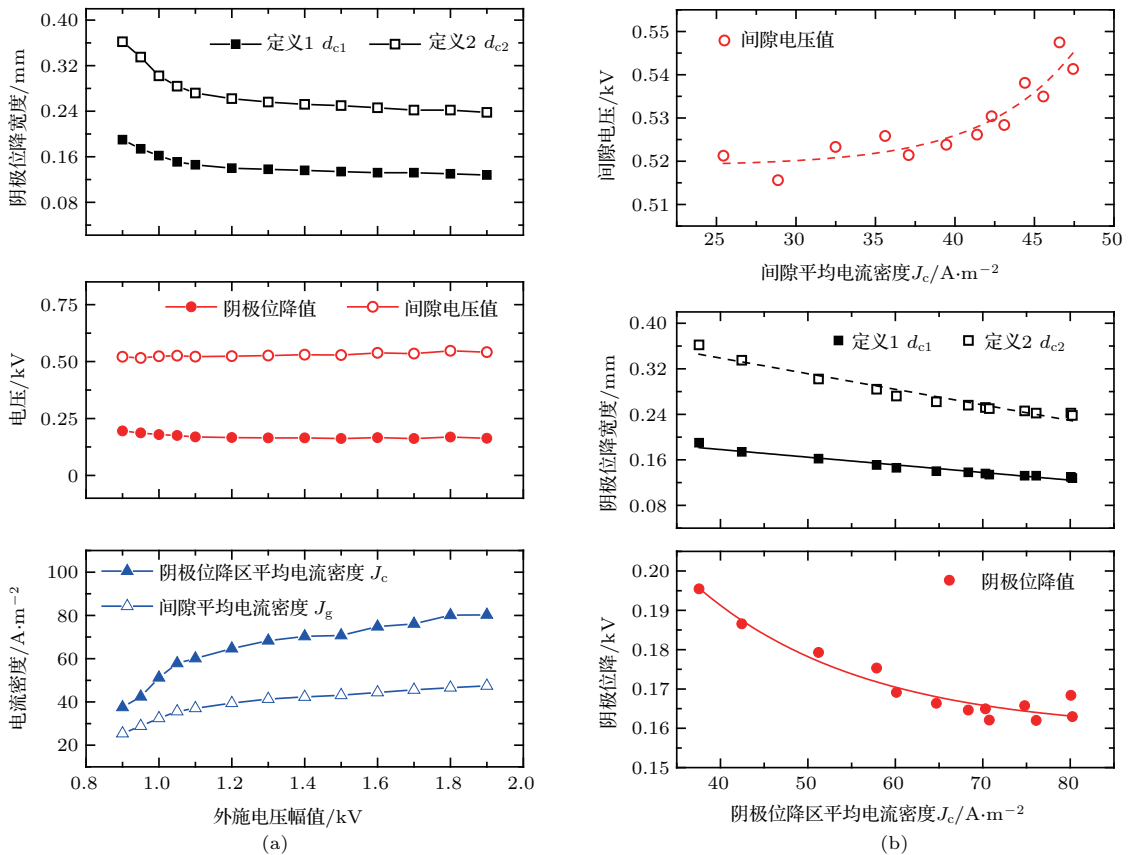


图7 (网刊彩色) 不同参量随着外施电压和阴极表面电流密度的变化 (a) 外施电压幅值; (b) 阴极表面电流密度
Fig. 7. (color online) Parameters changing with applied voltage and current density on cathode: (a) Applied voltage; (b) cathode surface current density.

缓慢变小. 随着外施电压变化, 阴极位降值和间隙电压值的变化不明显, 阴极位降值在 0.16—0.2 kV 之间变化, 间隙电压值浮动范围更小, 在 0.52—0.55 kV 之间, 且阴极位降值约占间隙电压值的 1/3. 由于阻挡介质的存在, 有效抑制了放电的过度发展, 电流峰值时刻的间隙电压随着外施电压提高不会发生太大变化. 但是, Townsend 电离系数是电场强度的函数, 在击穿场强处的非线性程度高, 所以即使间隙电压增加较小, 也可让空间中的带电粒子密度有较明显的增加. 同时, 带电粒子密度的变化也可反映在传导电流密度大小的变化中. 从图 7(a) 可以看到, J_c 大于 J_g , 这说明电流密度高的区域更集中于阴极位降区内. 随着外施电压提升, 两类传导电流密度均有较明显变化, 当外施电压在 0.9—1.1 kV 之间时, 上升速率较大, 1.1 kV 之后仍有上升, 但上升速率变小. 这从侧面反映了随着电压提高, 带电粒子密度增加且有饱和的趋势.

图 7(b) 是间隙电压随着 J_g 和阴极位降区宽度与阴极位降值随着 J_c 变化的规律. 从图中可以看到, 间隙电压与 J_g 呈现正相关关系, 说明整体而言, 放电间隙具有正阻抗特性. 在 J_g 大于 40 A/m² 之后, 间隙电压提升速率略有增加. 阴极位降区宽度 d_{c1} 与 d_{c2} 和 J_c 的线性相关系数分别达到了 0.948 与 0.945, 即阴极位降宽度与 J_c 具有良好的线性关系, 且随着 J_c 增加而减小. 阴极位降值与 J_c 具有负相关关系, 说明阴极位降区的等离子体具有负阻抗特性. 根据低压直流辉光放电理论^[7], 在亚辉光放电中, 阴极位降值随着电流密度增加而减小; 在正常辉光放电中, 随着电流增加, 阴极位降值不变; 在反常辉光放电中, 阴极位降值与电流密度具有正相关性. 因此, 若将大气压辉光放电脉冲进行归类, 则在脉冲电流峰值时刻的辉光放电应归于亚辉光放电, 且接近于正常辉光放电.

3.2.2 二次电子发射系数 γ

该部分中, 模型的外施电压幅值为 1.5 kV, N₂ 含量为 10 ppm. 从 (9) 式中可以看到, 二次电子发射系数可以对电子增长率产生明显影响, 进而会影响气体间隙击穿电压、放电电流和阴极位降区特性等. 图 8 是电流峰值时刻, 不同参量随着二次电子发射系数 γ 的变化规律. 可以看到, 阴极位降值和间隙电压值随着 γ 减小, 单调增加. 因为气隙击穿的条件为整个间隙的电子增长率

$\delta(x_1 = 4 \text{ mm}) > 0$, 当 γ 减小时, 则需要增加有效 Townsend 系数 α_{eff} 以满足击穿条件 [见 (9) 式], 所以当 γ 减小时, 间隙电压值和阴极位降值均会增加以获得更大的 α_{eff} . 与此同时, 更大的有效 Townsend 系数 α_{eff} 使得空间中电离度增加, 带电粒子密度增大, 因此电流密度也随着 γ 减小而单调增加 (见图 8). 定义 1 的阴极位降区宽度 d_{c1} 随着 γ 的增大而下降, 当 $\gamma > 0.02$ 后, 有较小幅度的上升. 定义 2 的阴极位降区宽度 d_{c2} 也具有先下降后上升的变化趋势, 最低值点在 $\gamma = 0.02$ 左右. 下面仅对该现象的可能原因做定性说明. 从 d_{c1} 的定义 (8) 式可以看到, γ 和 α_{eff} 是影响 d_{c1} 值的主要因素. 由于 α_{eff} 是电场强度的函数, 电场强度越高, α_{eff} 越大, 且提升速率也增加. 因此, 在 $\gamma < 0.02$ 时, d_{c1} 增大的现象说明, 虽然 γ 减小时阴极位降区电场会增强, 使得 α_{eff} 增加, 从而可能引起电子增长率 δ 的增大, 但是, 若 d_{c1} 保持不变, α_{eff} 增加引起的电子增长率 δ 的增幅不足以抵消 γ 减小带来的电子增长率 δ 削减, 所以电子增长率 δ 需要更大的 d_{c1} 来达

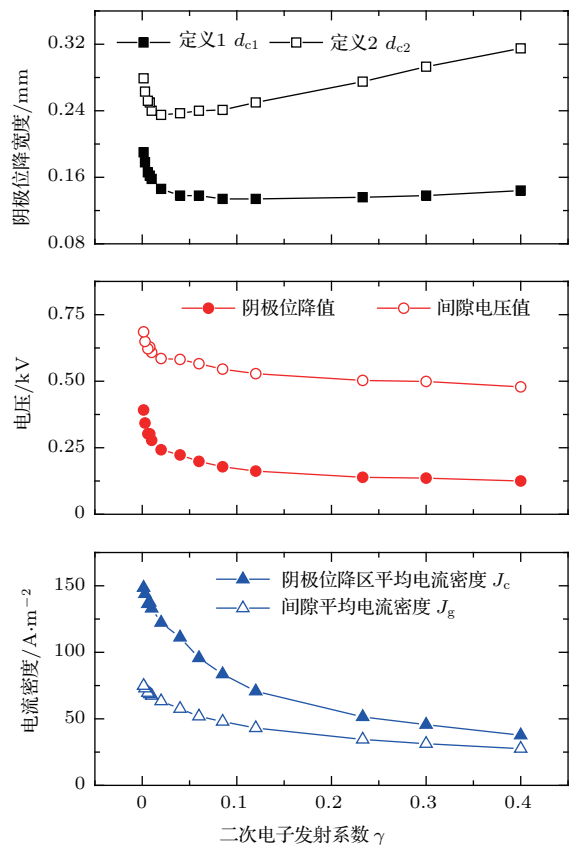


图 8 不同参量随着二次电子发射系数 γ 的变化
Fig. 8. Parameters changing with secondary electron emission coefficient γ .

到 $\delta(d_{c1}) = 0$ 的状态. 在 $\gamma > 0.02$ 时, γ 增大引起电子增长率变化与 α_{eff} 减小引起的 δ 变化基本持平, 但 α_{eff} 的影响会更大, 所以 d_{c1} 会略有上升 (0.138 mm 增加至 0.144 mm), 该影响在电场分布上更加明显, 因此 d_{c2} 会有明显的增加.

3.2.3 微量 N_2 的影响

该部分中, 模型的外施电压幅值为 1.5 kV, 二次电子发射系数 $\gamma = 0.12$. 由于在氮气含量较高时, N_2 与电子的碰撞激发反应可能会消耗大量的电子能量, 从而引起气体击穿电压的上升, 此时 N_2 与电子的碰撞激发反应不可忽略. 从表 1 可以看到, 本文的模型并不包含 N_2 与电子的碰撞激发反应, 所以本文主要考察氮气含量小于 200 ppm 的情况下, N_2 与 He 亚稳态粒子的 Penning 反应对 He-DBD 辉光放电脉冲阴极位降区等特性的影响.

从图 9 可以看到, 当 N_2 含量为 1 ppm 时, 阴极位降宽度较小, 为 $d_{c2} = 0.241$ mm, 阴极位降区和间隙平均电流密度均较大, 为 $J_c = 79.97$ A/m² 和 $J_g = 45.95$ A/m²; 当 N_2 含量等于 4 ppm 时, 阴极位降宽度迅速增大至 $d_{c2} = 0.285$ mm, 电流密度减

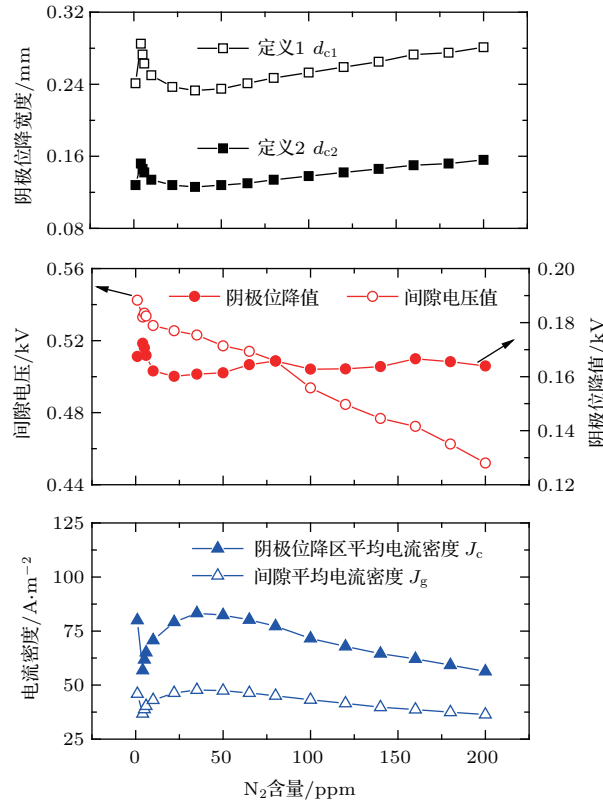


图 9 不同参量随着 N_2 含量的变化

Fig. 9. Parameters changing with N_2 content.

小至 $J_c = 56.81$ A/m² 和 $J_g = 36.75$ A/m²; N_2 含量从 4 ppm 变化到 35 ppm 左右时, 阴极位降宽度逐渐变小至 $d_{c2} = 0.233$ mm, 电流密度逐渐上升至 $J_c = 83.25$ A/m² 和 $J_g = 47.77$ A/m²; 当 N_2 含量从 35 ppm 增加至 200 ppm 时, d_{c2} 缓慢增加, J_c 和 J_g 则缓慢减小. 这一现象曾在文献 [26] 中报道, 但该文献中使用的为方波电源, 频率为 2 kHz, 电压幅值 3 kV, 所以变化的转折点不同. 从图 10 可以看到, d_{c1} 与 d_{c2} 和 J_c 具有很强的负线性相关关系, 线性相关系数分别达到了 0.957 和 0.975, 这与 3.2.1 节中的结论相同. 阴极位降值和间隙电压值随着 N_2 含量的变化规律则不相同, 间隙电压随着 N_2 含量增加, 单调减小; 阴极位降值除了在 N_2 含量 10 ppm 以下略有变化之外, 其他含量下均在 0.164 kV 左右波动, 波动幅度在 ± 3 V 以内, 可以认为此时阴极位降值基本不受 N_2 含量影响.

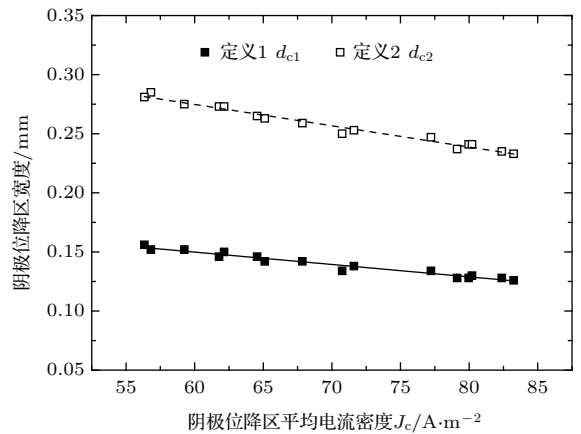


图 10 d_{c1} 和 d_{c2} 与阴极位降区平均电流密度 J_c 的线性关系

Fig. 10. Relationship between J_c and cathode falling thickness.

目前已有许多文献针对 Penning 效应对气体放电的作用进行了研究, 发现 Penning 反应可以提供更多的种子电子, 降低气隙击穿电压, 使均匀放电更容易实现 [27]. 本文中间隙电压值随着 N_2 含量增加而单调减小的现象说明了 Penning 反应降低了气体的击穿电压, 且 N_2 含量越高, 击穿电压下降越多. 需注意的是本文仅考虑 Penning 反应引起的影响, N_2 的电子碰撞激发反应等 N_2 增多可能抑制 He 放电的过程本文暂不考虑. N_2 含量从 4—35 ppm 时, 电流密度的增大说明: 虽然击穿电压下降了, 但带电粒子密度在该 N_2 浓度范围内会有一个增加的过程, 在 35 ppm 左右达到最

大. N_2 含量继续增大, 则电流密度下降, 即带电粒子密度会下降. 带电粒子密度的变化则取决于该区域内的电离系数变化. 从图 11 可以看到, 阴极位降区的平均电场强度与电流密度具有相似的变化趋势. 相应地, He 的 Townsend 直接电离系数 ($He+e \rightarrow He^+ + 2e$) 也与电流密度具有相似的变化, 这就解释了电流密度在 N_2 含量从 4—200 ppm 先增大后减小的变化趋势. 因此, 在 He/ N_2 混合气体中, 若仅 Penning 效应起作用, 则可能存在一个气体混合比, 在该混合比下, 放电传导电流密度和带电粒子密度具有最大值, 阴极位降区宽度具有最小值.

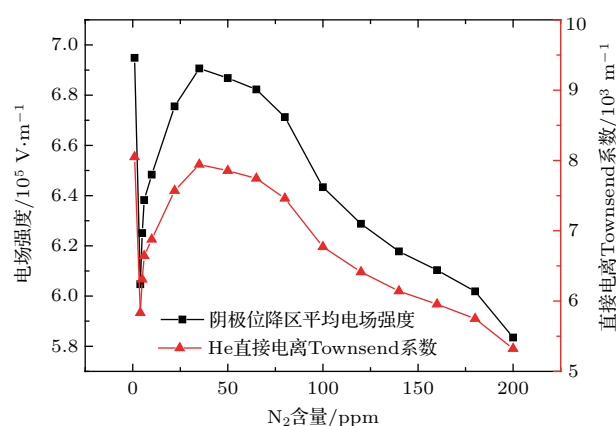


图 11 阴极位降区平均电场强度和 Townsend 直接电离系数

Fig. 11. Electrical field intensity and Townsend direct ionization coefficient in cathode falling area.

4 结 论

本文以 He/ N_2 混合气体介质阻挡放电为基础, 建立了一维流体模型, 主要考虑 He/ N_2 DBD 中的电子碰撞激发、电离、重粒子反应和 Penning 反应等, 从理论角度讨论了大气压辉光放电脉冲的特性、阴极位降区范围的定义及其影响因素等.

研究发现, 大气压辉光放电脉冲中的阴极位降区、负辉区、法拉第暗区、正柱区和阳极辉区在接近电流峰值时刻处基本形成, 并在电流下降沿持续存在, 但各区域大小会随着时间推进而发生改变.

以电子增长平衡点(定义 1)和阴极附近电场下降至 14% 位置(定义 2)两种方式分别定义了大气压辉光放电脉冲的阴极位降区范围(分别为 d_{c1} 和 d_{c2}). d_{c1} 和 d_{c2} 在电流上升沿内均经历了由大变小的过程, 对应着从 Townsend 放电向辉光放电的转

化过程. 定义 1 所确定的阴极位降区边界比负辉区更靠近阴极, 无法很好地反映阴极电位降落数值, 在电流峰值时刻之后失去定义. 定义 2 的阴极位降区范围可以较好地反映阴极电位降落数值, 在电流峰值时刻光强最强位置在阴极位降区边界附近. 电流下降沿内, 光强最强位置则始终在阴极位降区内部. 定义 2 更适用于定义阴极位降区范围, 而阴极位降区和负辉区均处于等离子体鞘层中.

仅改变外施电压发现: 阴极位降区具有负阻抗特性, 整个放电间隙则具有正阻抗特性. 阴极位降区的负阻抗特性也说明了该类放电属于亚辉光放电靠近正常辉光放电的部分.

仅改变二次电子发射系数 γ 发现: γ 增大, 间隙和阴极位降区的平均电流密度、阴极位降区和间隙电压均单调下降. 在 $\gamma < 0.02$ 时, 若 γ 减小, 阴极位降区宽度上升较快, 认为相对于 Townsend 有效电离系数 α_{eff} , 此时 γ 对电子增长率影响更大. 当 $\gamma > 0.02$ 时, α_{eff} 对电子增长率影响略大于 γ , 因而此时, γ 增大, 阴极位降区宽度略有增加.

当 N_2 含量大于 4 ppm, 随着 N_2 含量的增加, 阴极位降区宽度具有先减小后缓慢增加的趋势, 间隙电压值单调减小, 阴极位降区变化不大, 电流密度具有先增加后减小的趋势, 同时说明了阴极位降区内的带电粒子密度在适量的 N_2 下具有最大值. 同时也发现: 当 γ 不变时, 若仅改变 N_2 含量或外施电压, 阴极位降区宽度 d_{c1} 和 d_{c2} 与阴极位降区平均电流密度 J_c 均具有很强的负线性相关关系.

参考文献

- [1] Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1400
- [2] Li D, Liu D X, He T T, Li Q S, Wang X H, Kong M G 2015 *Phys. Plasmas* **22** 123501
- [3] Wang X X 2009 *High Voltage Engineering* **35** 1 (in Chinese) [王新新 2009 高电压技术 **35** 1]
- [4] Chiper A S, Rusu B G, Nastuta A V, Popa G 2009 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **37** 2098
- [5] Luo H Y, Liang Z, Lv B, Wang X X, Guan Z C, Wang L M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 221504
- [6] Massines F, Ségur P, Gherardi N, Khamphan C, Ricard A 2003 *Surf. Coat. Technol.* **174–175** 08
- [7] Yao C W, Chang Z S, Ma H C, Xu G M, Mu H B, Zhang G J 2016 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44** 2576
- [8] Xu X J, Zhu D C 1996 *Gas Discharge Physics* (Shanghai: Fudan University Press) p121 (in Chinese) [徐学基, 诸定昌 1996 气体放电物理 (上海: 复旦大学出版社) 第 121 页]

- [9] Fu Y Y, Luo H Y, Zou X B, Wang X X 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023502
- [10] Maric D, Hartmann P, Malovic G, Donkó Z, Petrovic Z 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 2639
- [11] Shi J J, Kong M G 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 5504
- [12] Yao C W, Chang Z S, Zhang G J, Li P, Zhao A X 2015 *High Voltage Engineering* **41** 2084 (in Chinese) [姚聪伟, 常正实, 张冠军, 李平, 赵艾萱 2015 高电压技术 **41** 2084]
- [13] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [14] Ellis H W, Pai R Y, Niel E W, Mason E A, Viehland L A 1976 *At. Data Nucl. Data Tables* **17** 177
- [15] Yuan X, Raja L L 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 495
- [16] Tochikubo F, Chiba T, Watanabe T 1999 *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** 5244
- [17] Liu D X, Bruggeman P, Iza F, Rong M Z, Kong M G 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 025018
- [18] Song X X, Tan Z Y, Chen B 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 3471
- [19] Lee D, Jin M P, Sang H H, Kim Y 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 949
- [20] Merrill P W 1917 *Astrophysical Journal* **46** 771
- [21] Martens T, Bogaerts A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 041504
- [22] Morrow R, Sato N 1999 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** L20
- [23] Zhang Z H, Shao X J, Zhang G J, Li Y X, Peng Z Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 045205 (in Chinese) [张增辉, 邵先军, 张冠军, 李娅西, 彭兆裕 2012 物理学报 **61** 045205]
- [24] Zhang Z H, Zhang G J, Shao X J, Chang Z S, Peng Z Y, Xu H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 245205 (in Chinese) [张增辉, 张冠军, 邵先军, 常正实, 彭兆裕, 许昊 2012 物理学报 **61** 245205]
- [25] Ricard A, Décomps P, Massines F 1999 *Surf. Coat. Technol.* **112** 1
- [26] Lazarou C, Koukounis D, Chipier A S, Costin C, Topala I, Georghiou G E 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 035012
- [27] Chang Z S, Jiang N, Zhang G J, Cao Z X 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 103301

Simulations of the cathode falling characteristics and its influence factors in atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge pulse*

Yao Cong-Wei Ma Heng-Chi Chang Zheng-Shi[†] Li Ping Mu Hai-Bao Zhang Guan-Jun[‡]

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

(Received 2 September 2016; revised manuscript received 14 October 2016)

Abstract

A fluid model is built in this paper to describe and study the atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge pulse in helium. The collision excitation and ionization reactions between electron and helium atom, heavy particles reactions, and Penning reaction between N_2 and metastable He are taken into account in the fluid model. It is found that there are cathode falling, negative glow, Faraday dark, positive column and anode glow areas in atmospheric pressure glow discharge pulse, and the ranges of different areas are changing during the current falling edge. The ranges of cathode falling area are defined according to electron production balance position (definition 1, set as d_{c1}) and the electrical field distribution around cathode (definition 2, set as d_{c2}), respectively. Both d_{c1} and d_{c2} decrease as the current grows to its peak in one discharge pulse, which reflects the transition from Townsend discharge to glow discharge. Compared with negative glow peak position, the boundary of cathode falling area by definition 1 is closer to cathode. However, the d_{c1} cannot reflect the cathode potential falling value and lose its definition after current peak moment. The d_{c2} can reflect the cathode potential falling value but it causes the overlapping between cathode falling and negative glow areas. At the current peak moment, the glow peak is located at the boundary of cathode falling area according to definition 2 while the glow peak is always located in the cathode falling area during the current falling edge. The cathode falling area characteristics can be influenced by different factors, e. g. applied voltage, secondary electron emission coefficient γ and N_2 content. By changing applied voltage, it is found that the electrical potential dropping in cathode falling area increases as the average current density decreases, which indicates that the atmospheric pressure dielectric barrier glow discharge pulse is a subnormal glow discharge, and it is close to the normal glow discharge region. When $\gamma < 0.02$, both d_{c1} and d_{c2} increase sharply with γ decreasing. When $\gamma > 0.02$, d_{c1} and d_{c2} increase slowly with γ increasing. When N_2 content is greater than 4 ppm, d_{c1} and d_{c2} first decrease and then increase slowly. The electrical potential falling of cathode is changeless with N_2 content changing. However, the voltage across the gas gap decreases with N_2 content changing because the Penning effect lowers the breakdown voltage of the gas gap. The spatial average current density has a highest value when N_2 content is about 35 ppm, which also means that the spatial average charged particle density has the highest value in the same situation. Moreover, when the secondary electron emission coefficient is a constant, both d_{c1} and d_{c2} have negative linear relationship with the average current density.

Keywords: atmospheric pressure dielectric barrier discharge, cathode falling area, glow discharge, fluid model

PACS: 52.80.Hc, 51.50.+v

DOI: 10.7498/aps.66.025203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51307133, 51521065, 51477135), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2015CB251003), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2016M590946), the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. xjj2016003), and the State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, China (Grant No. EIPE16314).

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

[‡] Corresponding author. E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn