

正弦削波电压调控大气压氦气非平滑表面 介质阻挡放电均匀性的仿真研究*

刘凯 方泽 戴栋†

(华南理工大学电力学院, 广州 510641)

(2023 年 3 月 14 日收到; 2023 年 5 月 7 日收到修改稿)

在大气压介质阻挡放电的实际应用中, 等离子体通常作用于非平滑表面. 其表面形貌导致的电场畸变和表面电荷分布不均匀, 会对放电的均匀稳定产生不利影响. 建立了下介质板为波浪状的大气压氦气介质阻挡放电仿真模型, 并采用正弦削波电压对放电均匀性进行调控. 结果表明: 相比于未削波情况下, 放电均匀性提高, 介质阻挡放电从柱状放电模式转换为准均匀放电模式. 这可以归因于气隙电压降低而产生的不完全放电消散; 随后的电子回流过程使残余空间电子与表面电荷中和, 限制了表面电荷积累. 随着削波比例增加, 表面电荷分布更为均匀, 进而导致电场分布在径向上波动减弱. 此外, 在一定削波范围内放电效率也有所提高. 本研究揭示了削波电压对非平滑表面介质阻挡放电的影响机理, 为介质阻挡放电均匀性调控提供了新的思路.

关键词: 介质阻挡放电, 非平滑表面, 削波电压, 放电均匀性

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

DOI: 10.7498/aps.72.20230385

1 引言

大气压低温等离子体作为一种新兴的处理技术, 在材料处理、能量转换和生物医疗等领域展现出广阔的应用前景^[1-6]. 介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 因其放电均匀、放电面积大和产生大量活性物质等优点而备受欢迎^[7,8]. 然而, DBD 作为一个非平衡耗散系统, 其对放电参数和环境条件等极其敏感, 任一因素发生微小变化, 都有可能诱导放电柱的形成, 这将不利于等离子体的实际应用^[9-13]. 为了获得更加均匀稳定的等离子体, 研究者们致力于探索 DBD 机理及 DBD 均匀性调控方法.

大量研究表明, DBD 均匀性与空间放电模式转换密切相关^[9,14-16]. Brauer 等^[17] 和 Boeuf 等^[18] 研究了 DBD 柱状放电的暂态演化机理并初步揭

示了介质表面电荷积聚如何影响等离子体时空特性: 当均匀 DBD 受到局部微扰后, 由于表面电荷的记忆效应, 在对应位置将出现局部强放电并积累更多电荷; 然后激活-抑制效应会增强局部强放电并抑制其相邻区域的击穿, 于是放大了这种扰动, 进一步促使 DBD 从均匀放电模式向不均匀的丝状 (柱状) 放电模式转变. 除此之外, 种子电子密度是影响空间放电模式转换的另一个重要因素. Zhang 等^[19] 对 DBD 斑图的研究发现, 种子电子密度较低会导致预电离阶段产生严重的电场畸变, 引起更强的激活-抑制效应, 最终产生孤立的放电通道, 其中彭宁电离在此过程中起主导作用. Huang 等^[20] 也得到了类似的结论, 较低的氮气杂质含量可以抑制电极边缘处径向电场导致的不均匀放电, 并且彭宁电离速率和种子电子密度的提高将增强放电均匀性. 因此, 对预电离阶段的种子电子密度及介质表面电荷分布这 2 个重要内在参数进行调控, 能更好

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFE0114700) 和国家自然科学基金 (批准号: 51877086) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ddai@scut.edu.cn

地改善放电均匀性. 对于前者, 目前主要的思路是改变电极结构, 即采用网状电极或增加预电离电极强化预电离阶段, 提供大量种子电子的同时降低击穿电压阈值, 使放电更均匀^[21–23]. 但是目前对于介质表面电荷调控方法的研究却相对较少.

以上关于 DBD 均匀性的机理研究和实验中通常基于光滑平整的介质表面. 然而在实际应用中, 与等离子体接触的物质表面往往不是理想的平滑表面, 如活体组织和填充床催化剂等. 待处理物表面形貌会引起等离子体时空特性的显著变化, DBD 更容易发展为不均匀放电, 这使得等离子体愈加难以控制, 甚至对待处理物造成局部电、热损伤^[24,25]. 一方面, 非平滑的物质表面会在等离子体邻域引起电场畸变, 进而影响整个气隙中的电场分布, 甚至改变气隙的击穿过程^[26–28]. 如在芯片刻蚀和微机电系统等微放电领域应用中, 由于微等离子体发生装置尺寸通常达到微米级, 此时电极表面突起将使局部电场超过 10^4 kV/cm, 场致发射将替代二次电子发射成为主导, 容易导致放电不稳定^[29–31]. Cheng 等^[32,33] 发现电场畸变将促进局部电离及流光进入微米尺寸的细菌生物膜空腔, 并且不规则的生物膜形状使得活性物质的时空分布不均匀. 另一方面, 物体的不规则表面会影响等离子体的局部乃至整体的放电形态, 最终可能破坏等离子体均匀性^[34]. Mujahid 等^[35] 通过实验和数值仿真研究了填料床 DBD 中流光的传播过程, 发现相邻介质球之间的间隙大小会影响多个流光之间的排斥作用和流光-介质球之间的吸引作用, 并且增大间隙能提高流光在介质球表面的传播速度. Babaeva 等^[36] 研究了 DBD 处理不同凹形伤口时的放电空间形态, 计算结果表明, 伤口位置处会出现孤立的放电通道, 随后会在伤口周围形成不同方向的表面电离波. 此外, Babaeva 等^[37] 和 Lin 等^[38] 发现表面形貌决定了到达伤口表面的活性物质通量及能量分布, 这使得等离子体处理不均匀, 同时也增加了精确控制等离子体剂量的难度.

虽然研究者们普遍认识到非平滑表面中电场畸变对放电的显著影响, 但大部分研究普遍关注表面局部邻域的暂态演化过程, 而非平滑表面对等离子体全局时空特性的影响却很少被提及. 非平滑表面导致的电场畸变和表面电荷分布变化, 将影响表面电荷记忆效应和激活-抑制效应, 使等离子体放电过程更为复杂. 我们之前对大气压氦气 DBD 中

表面起伏诱导放电模式转换的研究表明, 非平滑表面引起的电场畸变和气隙宽度变化影响表面电荷分布和预电离阶段的种子电子分布, 诱导并加速放电柱的形成, 形成具有互补特性的柱状放电模式^[34]. 值得注意的是, 削波作为一种电压波形调制方法, 能够影响表面电荷积累过程, 不仅能保证活性物质产量, 还可以减小输入功率, 获得更高的放电效率^[39]. 由此推测, 利用正弦削波电压能够通过调控表面电荷分布, 在一定程度上抑制非平滑表面对 DBD 均匀性产生的负面影响. 而且由于 DBD 的电容特性 (即电流脉冲超前于外施电压), 在一定范围的削波比例下不会严重影响放电脉冲的产生及其电流峰值^[40], 这也保证了实际应用中所需的等离子体强度.

根据上述的调控思路, 本文通过数值仿真研究正弦削波电压调控大气压氦气波浪状非平滑介质表面 DBD 均匀性的相关机理, 并且比较和分析了 3 种削波比例 (0, 55%, 70%) 对其空间放电模式转换和均匀性的具体影响. 仿真结果表明, 削波电压极大地影响了放电消散过程, 并通过电子回流抑制了表面电荷积累过程, 从而减小了非平滑表面中电场畸变引起的不均匀扰动, 最终非平滑介质表面 DBD 从柱状转换为准均匀放电模式. 这项工作对于利用 DBD 参数调控等离子体空间放电均匀性具有实际指导意义.

2 模型描述

2.1 仿真模型几何结构

在 DBD 的实际应用中, 处理的活体组织、细菌培养基和纱布等表面通常会存在一定程度的起伏. 为了模拟其放电空间形态, 基于本课题组之前采用的波浪介质表面 DBD (wave dielectric surface DBD, w-DBD) 二维轴对称模型, 其中上介质板 (*ACDJ*) 为光滑表面, 下介质板 (*EFHI*) 调整为波浪状起伏表面^[34], 表面起伏的高度 (d_z) 和宽度 (d_r) 分别为 0.1 mm 和 0.5 mm, 模型几何结构如图 1 所示. 在模拟仿真和临床使用的研究中也报道了类似的放电结构、表面形貌和表面起伏尺寸^[24,41–43]. 上下电极为圆盘形, 半径均为 8 mm, 且上电极 (*AB*) 接高压电源, 下电极 (*GH*) 接地. 2 个介质板为圆柱形, 半径为 10 mm, 介电常数设为 7.5; 上介质板的宽度 $d_0 = 1$ mm, 而下介质板的宽度 (d_b) 在 0.9–1.1 mm 内波动. 相应地, 放电间隙 (*DEIJ*) 的宽度 (d_g) 在 1.9–2.1 mm 内波动.

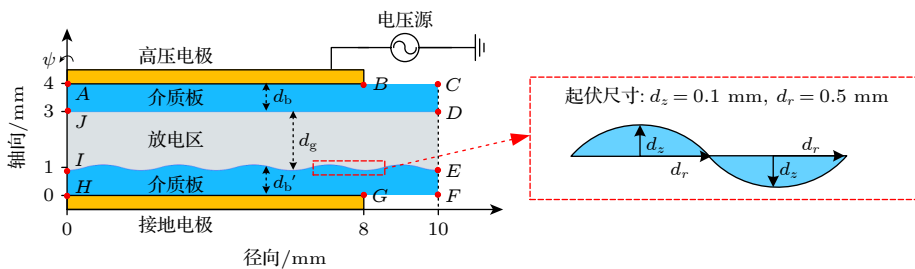


图 1 w-DBD 仿真模型的几何结构

Fig. 1. Geometry of w-DBD simulation model.

2.2 削波电压波形

采用的削波电压基于初始正弦电压进行调制,并控制削波电压坪区的开始时间 t_0 , 调制后的削波电压波形如图 2 所示. 其中原正弦电压的幅值 $V_{\text{am}} = 1.5 \text{ kV}$, 频率 $f = 10 \text{ kHz}$, 削波波形在正、负半周期之间保持对称, 每半个周期坪区时间为 $2t_0$. 为了量化波形调制程度, 根据前人的研究规定削波比例 p_c 为 [39,40]

$$p_c = (1 - 4ft_0) \times 100\%. \quad (1)$$

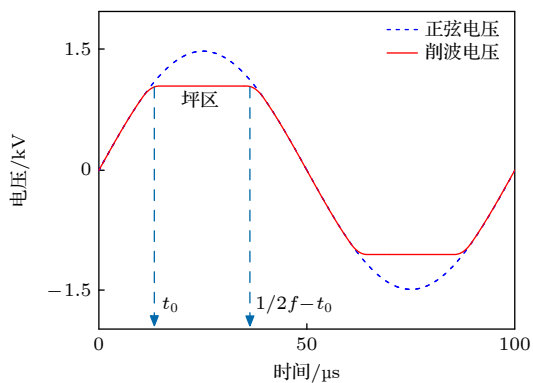


图 2 削波电压波形

Fig. 2. Waveform of clipping voltage.

2.3 等离子体模型的控制方程和边界条件

等离子体流体模型中, 电子数密度 n_e 和电子能量密度 ϵ_e 通过玻尔兹曼方程进行求解, 并通过迁移-扩散近似简化为连续性方程 [44–46]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{I}_e = S_e, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{I}_\varepsilon = S_\varepsilon - E \cdot \mathbf{I}_\varepsilon, \quad (3)$$

$$\mathbf{\Gamma}_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla \cdot n_e, \quad (4)$$

$$\mathbf{I}_\varepsilon = -\frac{5}{3}\mu_\mathrm{e}n_\mathrm{e}\mathbf{E} - \frac{5}{3}D_\mathrm{e}\nabla \cdot n_\mathrm{e}. \quad (5)$$

式中, Γ_e 和 Γ_ε 分别为电子通量和电子能通量; S_e 和

S_e 分别为电子数密度源项和电子能密度源项; μ_e 为电子迁移率, 是平均电子能 $\bar{\varepsilon}$ 的函数, 由 Bolsig+^[47] 求解器求得; D_e 为电子扩散系数, 在 μ_e 的基础上通过爱因斯坦关系求得^[48]; \mathbf{E} 为电场强度, 数量积 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e$ 为焦耳热, 此外, 电子温度 T_e 为

$$T_e = \frac{2}{3}\bar{\varepsilon} = \frac{2}{3}\frac{n_\varepsilon}{n_0}. \quad (6)$$

除电子和 He 分子以外,重粒子的传输特性由多组分扩散方程确定^[44]:

$$\rho \frac{\partial(w_k)}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{J}_k + S_k, \quad k \in (1, 2, \dots, Q-1), \quad (7)$$

式中, ρ 为混合气体密度, w_k 为重粒子 k 的质量分数, S_k 为重粒子 k 的反应源项; Q 为重粒子种类数. J_k 代表重粒子 k 的扩散通量:

$$\frac{\partial(w_k)}{\partial t} \mathbf{J}_k = \rho w_k \left(D_k \frac{\nabla w_k}{w_k} + D_k \frac{\nabla M_n}{M_n} - z_k \mu_k \mathbf{E} \right), \quad (8)$$

式中, M_n 为混合物的平均摩尔质量, z_k 为重粒子 k 的电荷量, μ_k 和 D_k 分别为重粒子 k 的迁移率和扩散系数^[49].

放电空间中的电场强度由泊松方程确定:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}) = -\nabla \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla V) = \rho_v, \quad (9)$$

式中, V 为空间电势; ρ_v 为空间电荷密度; ε_0 和 ε_r 分别为真空介电常数和相对介电常数.

等离子体与介质板表面接触过程中, 描述电子通量、电子能通量和重粒子通量的边界条件如下 [44,46,50,51]:

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Gamma}_e = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} n_e - \alpha_s n_e \mu_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} - \sum \gamma_i N_A (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\Gamma}_i), \quad (10)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_\varepsilon = \frac{5}{6} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} n_\varepsilon - \alpha_s n_\varepsilon \mu_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} - \sum \gamma_i \varepsilon_0 N_A (\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_i), \quad (11)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_k = M_k R_{s,k} + \alpha_s M_k c_k \mu_{k,m} z_k \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}, \quad (12)$$

式中, m_e 为电子质量; γ_i 为壁面二次电子发射系数; $\mathbf{\Gamma}_i$ 和 $\mathbf{\Gamma}_k$ 分别为边界处的离子和重粒子通量; $\bar{\varepsilon}_0$ 为二次电子的平均初始能量; \mathbf{n} 为指向介质板表面的单位法向量; N_A 为阿伏伽德罗常数; k_B 为玻尔兹曼常数; M_k 和 c_k 分别为重粒子 k 的摩尔质量和质量分数; $R_{s,k}$ 为表面反应速率^[52]; $\mu_{k,m}$ 为混合物的平均迁移率; α_s 为开关函数:

$$\alpha_s = \begin{cases} 1, & (\text{sgn}(q)\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \geq 0), \\ 0, & (\text{sgn}(q)\mathbf{E} \cdot \mathbf{n} < 0). \end{cases} \quad (13)$$

式中, $\text{sgn}(q)$ 为电荷符号函数, 当粒子所带电荷 q 为正时, $\text{sgn}(q)$ 值为 1; 当 q 为负时, $\text{sgn}(q)$ 值为 -1.

介质表面电荷积累的边界条件如下:

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

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

式中, σ_s 为表面电荷密度; \mathbf{J}_e 和 \mathbf{J}_i 分别为边界处的电子电流和离子电流密度; \mathbf{D}_1 和 \mathbf{D}_2 分别为边界两侧的电位移矢量. 本模型的所有边界条件已归纳于表 1 中, 其中, \mathbf{D} 为该边界的电位移矢量, r 为径向分量.

表 1 等离子体模型的边界条件

Table 1. Boundary conditions of plasma model.

边界	表达式	备注
AB	$V = V_{\text{am}}$	高压电极
GH	$V = 0$	接地
BC, CD, EF, FG	$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = 0$	零电荷
DE	$-\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e = 0$ $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_i = 0$	绝缘
DJ, EI	Eq. (10)—Eq. (12), Eq. (14), Eq. (15)	介质表面
$HIJA$	$\partial V / \partial r = 0$	对称轴

2.4 等离子体化学反应体系

本文使用的反应气体为氦气掺杂少量氮气杂质 (氮气的摩尔分数为 10^{-4}), 能更接近真实的放电现象. 化学反应体系基于本课题组之前的研究, 并已通过实验对其进行验证^[19]. $\text{He} + \text{N}_2$ 化学反应体系一共包含 9 种粒子, 27 个反应和 6 个介质表面反应, 详见补充材料表 S1 和表 S2. 其中 9 种粒子分别为电子 e , He 原子, He 原子亚稳态 He^* , He_2 分子亚稳态 He_2^* , He^+ 离子, He_2^+ 离子, N_2 分子, N_2^+

离子和 N_4^+ 离子. 值得注意的是, 虽然非平滑表面增强了局部电场强度, 但本研究计算得到的最大电场强度为 20 kV/cm, 远低于场致电子发射所需的阈值 10⁴ kV/cm^[53], 因而仅考虑二次电子发射而未考虑场致发射. 此外, 模型中输入的初始参数见表 2. 这些初始值设置基于文献^[44]对氦气化学反应体系的研究, 并在本课题组之前的工作中进行了实验验证, 电流波形和放电形态都较为吻合^[19]. 因此认为在合理范围内设置初始值不会对等离子体放电形态产生显著影响, 仅导致计算时间存在略微差异, 这一点在 Boeuf 等^[54]的研究中已经证实. 其中, 气体温度和压强分别为室温 300 K 和大气压 760 Torr (1 Torr = 133.32 Pa) 以接近实验条件. Lieberman 等^[45]提到大气压下等离子体的电子数密度量级在 10^8 — 10^{13} m^{-3} , 且低温等离子体电子能量范围在 1—10 eV. 因此, 本研究中初始带电粒子的量级为 10^{13} m^{-3} . 设置 He^+ 和 He_2^+ 离子数密度为 $1.0 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$; 因氮气杂质气体, N_2^+ 和 N_4^+ 离子数密度相对较少, 均设置为 $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$; 最后设置电子数密度为 $2.2 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 使模型在初始状态时呈电中性. 由于亚稳态粒子在未放电的氦气中含量极少, 设置 He^* 及 He_2^* 摩尔分数为 1.0×10^{-9} . 而平均电子能为经验参数, 设其为 4 eV.

表 2 模型中输入的初始值

Table 2. Initial parameters applied in model.

参数	初始值
电子数密度/ m^{-3}	2.2×10^{13}
He^+ 数密度/ m^{-3}	1.0×10^{13}
He_2^+ 数密度/ m^{-3}	1.0×10^{13}
N_2^+ 数密度/ m^{-3}	1.0×10^{12}
N_4^+ 数密度/ m^{-3}	1.0×10^{12}
He^* 摩尔分数	1.0×10^{-9}
He_2^* 摩尔分数	1.0×10^{-9}
N_2 摩尔分数	100×10^{-6}
平均电子/eV	4
气体温度/K	300
压强/Torr	760

使用 COMSOL Multiphysics 软件中的等离子体模块进行建模和仿真工作, 上述控制方程通过有限元法进行离散化并用 PARDISO 求解器进行计算^[55]. 本文模型采用映射网格进行剖分, 可以与波浪状表面相匹配. 两介质表面附近的最大网格为 0.4 μm , 气隙中部的最大网格为 20 μm . 最终

模型总自由度为 740772, 时间步长设为 $0.05 \mu\text{s}$. 当模型求解至 4 个周期后, 可认为放电达到稳态.

值得一提的是, 本模型采用的控制方程、边界条件和化学反应体系已在本课题组之前多项实验研究中进行了有效性验证, 放电特性和电流波形都较为吻合. 尽管下介质板调整为波浪状起伏表面, 但本研究重点关注的是表面形貌对等离子体全局时空特性的影响, 并不涉及场致发射和表面溅射等其他特殊的物理化学过程. 因此, 模型中内在的等离子体动力学是一样的, 表面形貌变化也不会影响仿真模型中等离子体的物理本质.

3 仿真结果

图 3 对比了相同外施条件下, 理想平滑表面 DBD 和非平滑表面 DBD (w-DBD) 达到稳态时一个电压周期内的平均电子密度空间分布. 如图 3(a) 所示, 平滑表面 DBD 中已存在 3 个明显沿径向排列的孤立放电通道. 由于表面形貌的影响, w-DBD 于表面凸起区域形成 3 个更宽的放电柱, 表明仍为柱状放电模式, 如图 3(b) 所示. 图 4 显示了不同 p_c 下, 放电达到稳态时一个电压周期内的平均电子密度空间分布. 有意思的是, 采用削波电压时上述的放电柱全部消失. 当 $p_c = 50\%$ 时, 沿气隙中心线 ($z = 2 \text{ mm}$) 区域的击穿强度趋于一致, 表明放电

转换为准均匀模式 (图 4(a)). 当 p_c 进一步增大时, 分别在上介质板 ($r = 5 \text{ mm}$) 和下介质板 ($r = 2$ 和 6.2 mm) 出现 3 个局部强放电, 且击穿强度较大区域轴向扩张并出现一定波动, 表明击穿强度逐渐增强, 但局部强放电不会进一步发展为放电柱, 此时仍为准均匀放电模式 (图 4(b)—(d)). 当 p_c 提升至 70% 时, 上下介质板附近的局部强放电减弱,

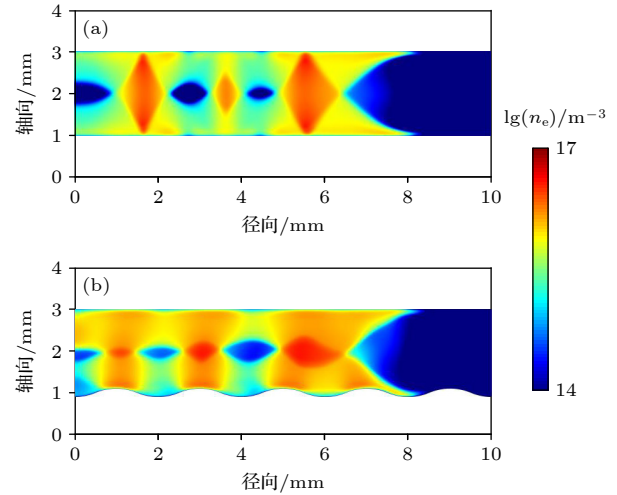


图 3 稳态下 DBD 在外施电压周期内其平均电子密度的空间分布 (施加 10 kHz, 1.5 kV 正弦电压) (a) 平滑表面 DBD; (b) w-DBD

Fig. 3. Spatial distribution of average electron density on DBD over one period of applied voltage at steady state (The voltage source is 10 kHz, 1.5 kV sinusoidal voltage): (a) Smooth surface DBD; (b) w-DBD.

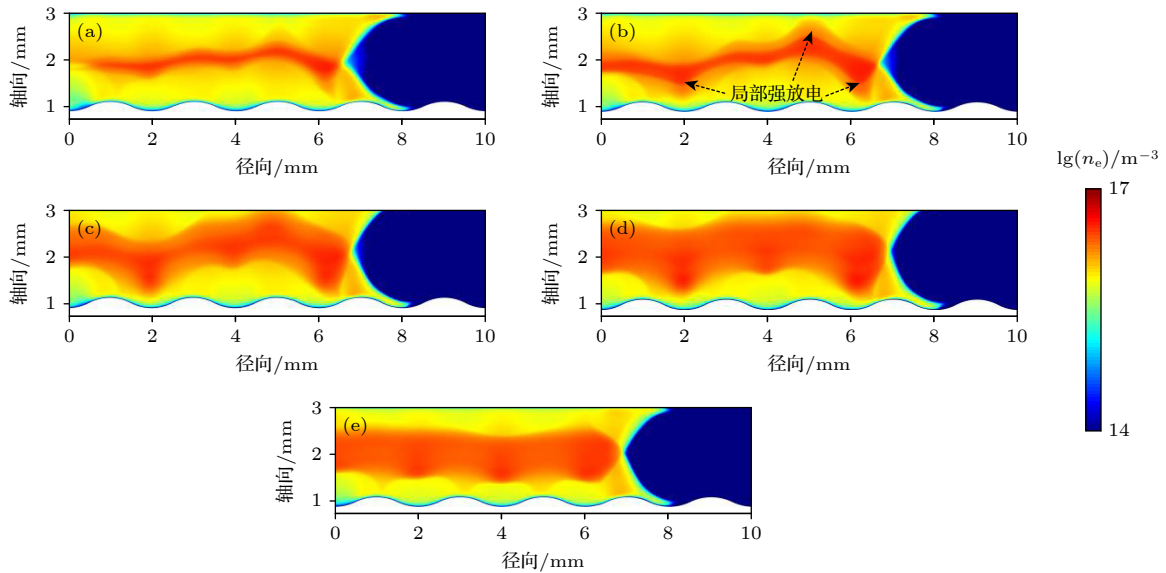


图 4 不同 p_c 下, 放电达到稳态后一个外施电压周期内的平均电子密度的空间分布 (a) $p_c = 50\%$; (b) $p_c = 55\%$; (c) $p_c = 60\%$; (d) $p_c = 65\%$; (e) $p_c = 70\%$

Fig. 4. Spatial distribution of average electron density over one period of applied voltage at steady state under different p_c : (a) $p_c = 50\%$; (b) $p_c = 55\%$; (c) $p_c = 60\%$; (d) $p_c = 65\%$; (e) $p_c = 70\%$.

且气隙中心线区域的轴向波动消失, 最终 w-DBD 展现出良好的放电均匀性 (图 4(e)). 除此之外, 施加削波电压的过程中不会导致放电区域在径向上出现收缩, 削波电压对放电面积无明显影响.

图 5 进一步展示了不同 p_c 下, 当 w-DBD 达到稳态后一个电压周期内的外施电压 V_a , 气隙电压 V_g 和电流密度 J 波形. 请注意, 由于表面起伏的影响, 凸起和凹槽区域对应的气隙电压有一定区别. 选取 $r = 0-8$ mm 内等距 0.5 mm 的多根轴向截线, 并将其加和求平均, 得到平均气隙电压. 当采用削波电压时, 放电电流峰值略微升高, 在 $p_c = 55\%$ 时, 电流峰值达到最大, 这对应了图 4(b) 中局部强放电最为显著, 也与本课题组之前对削波电压的研

究得到的结论相符^[39]. 然而当 $p_c > 60\%$ 时, 电流峰值开始略微降低. 直到 $p_c = 70\%$, 电流峰值相对于未削波时出现了明显的降低. 可以预测的是, 若 p_c 进一步增大, 过早的电压坪区将使得气隙不再发生击穿. 在保证放电均匀性的同时还要注意放电强度, 因而需要对 p_c 加以控制. 此外, 采用削波电压虽然不会影响气隙电压的峰值, 但由于外施电压停止增大, 会使电压坪区期间的气隙电压接近于 0. 这是因为未削波情况下 V_a 能够持续上升, 其表面电荷积累的持续时间较长, 击穿之后 V_g 仍能逐渐上升; 而削波情况下 V_a 将不再增加, 表面电荷积累过程变得相对缓慢, V_g 在击穿之后降低并趋于平稳.

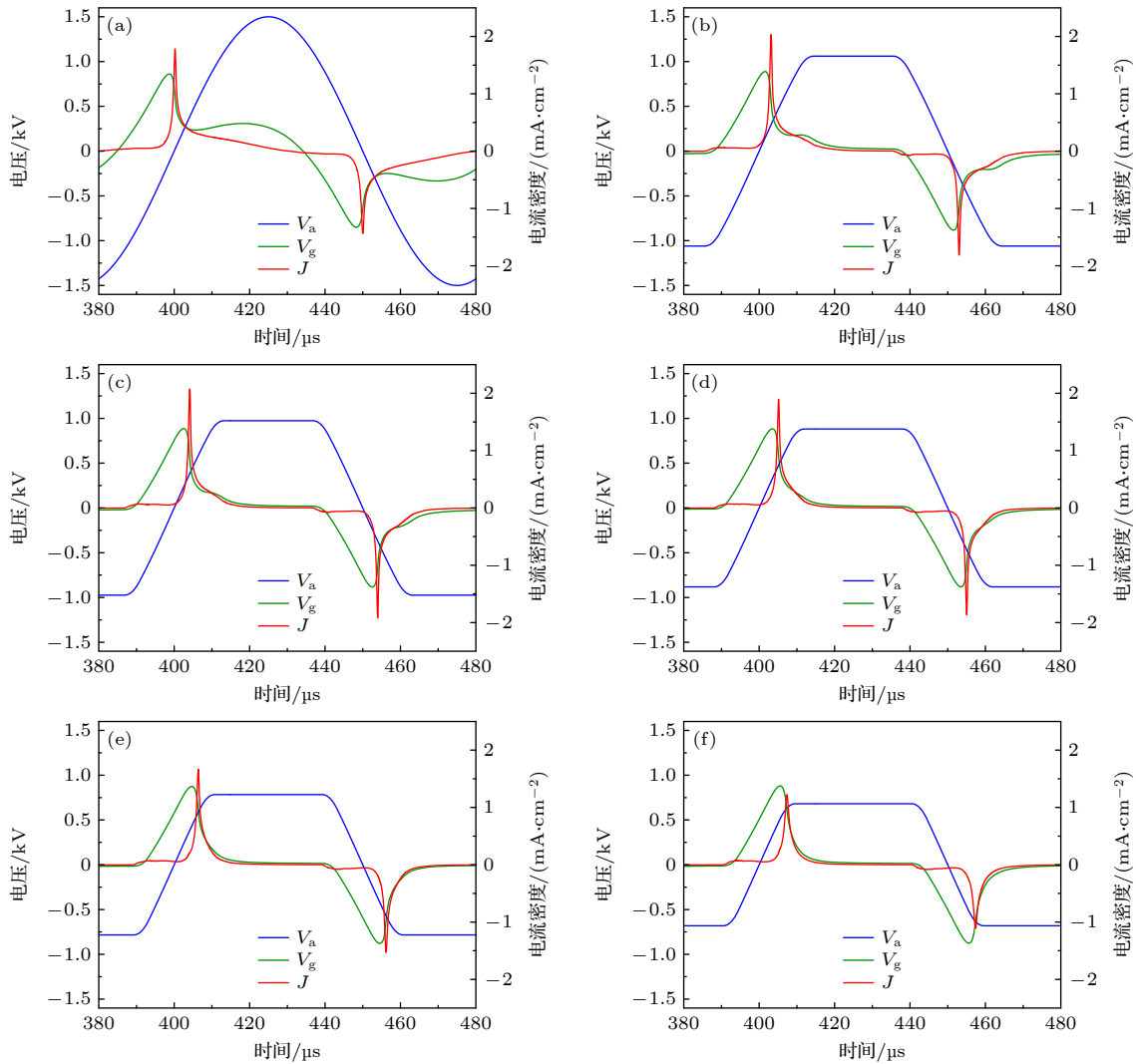


图 5 不同 p_c 下, 放电达到稳态后一个外施电压周期内的外施电压 V_a , 气隙电压 V_g 和电流密度 J (a) $p_c = 0$; (b) $p_c = 50\%$; (c) $p_c = 55\%$; (d) $p_c = 60\%$; (e) $p_c = 65\%$; (f) $p_c = 70\%$

Fig. 5. Temporal profiles of applied voltage V_a , gap voltage V_g and current density J over one period of applied voltage at steady state under different p_c : (a) $p_c = 0$; (b) $p_c = 50\%$; (c) $p_c = 55\%$; (d) $p_c = 60\%$; (e) $p_c = 65\%$; (f) $p_c = 70\%$.

4 机理分析

4.1 削波比例对放电特性及空间放电模式的影响

如第3节所述,施加削波电压 w-DBD 会从典型的柱状放电模式转换为准均匀放电模式,且随着 p_c 增加局部强放电减弱,放电均匀性提高. 为了分析其中的暂态演化机理,对未削波正弦电压 ($p_c = 0$), $p_c = 55\%$ 和 70% 这3种情况下 w-DBD 过程进行具体分析. 图6分别展示了上述3种情况放电

达到稳态后,一个周期内的电压电流波形,并以空间电子密度分布描绘了各个关键时刻的暂态演化过程,此外气隙电压极性和最大电子密度标记在图的底部. 其中, t_1 和 t_4 分别对应正负半周击穿的预电离阶段; t_2 和 t_5 分别对应正负半周击穿的电流脉冲峰值时刻; t_3 对应气隙电压极性反转时刻. 对比图6中的计算结果,电流峰值时刻的局部强放电与种子电子分布直接相关,因此预电离阶段决定了放电暂态演化过程. 在本研究中,预电离阶段由空间平均电子密度降到最低值的时刻表示.

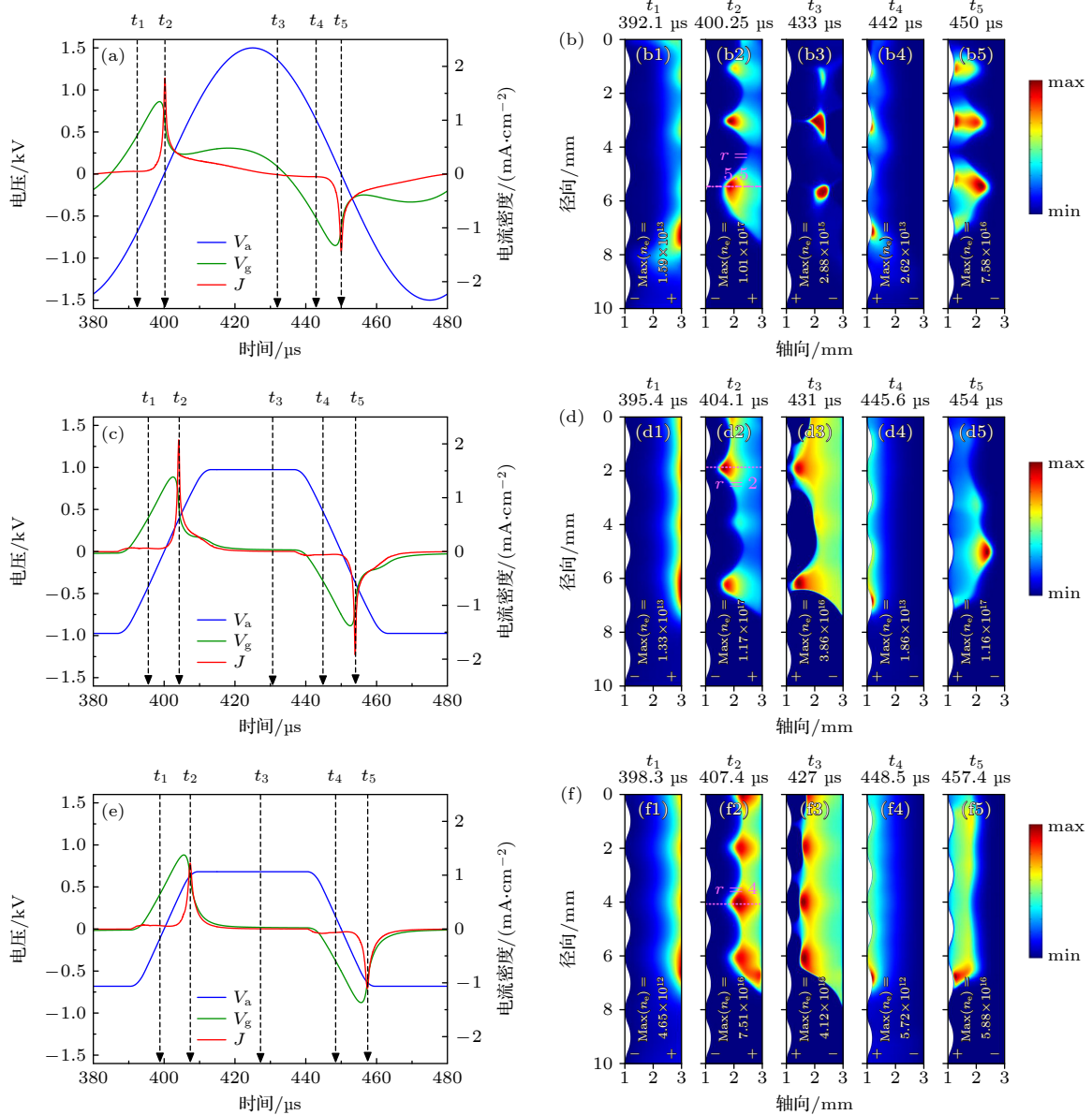


图6 p_c 不同时, 放电达到稳态后一个外施电压周期内的电压电流波形 (a), (c), (e) 和 t_1 — t_5 时刻对应的电子密度空间分布 (b), (d), (f). 正负号表示该时刻的气隙电压极性 (a), (b) $p_c = 0$; (c), (d) $p_c = 55\%$; (e), (f) $p_c = 70\%$

Fig. 6. Voltage and current waveform (a), (c), (e) and spatial distribution (b), (d), (f) of electron density corresponding to t_1 to t_5 over one period of applied voltage at steady state under different p_c . Plus and minus signs indicate air gap voltage polarity at this time: (a), (b) $p_c = 0$; (c), (d) $p_c = 55\%$; (e), (f) $p_c = 70\%$.

可以看到,在未削波正弦电压下,正负电流脉冲峰值对应的击穿放电区域均为凸起区域,因而呈现柱状放电模式(图 6(b2), (b4)). 而 $p_c = 55\%$ 时,放电通道数量明显减少,但此时的局部放电仍相对孤立. 并且正负电流脉冲峰值对应的局部强放电分别位于图 6(d2) 的凹槽区域和图 6(d4) 的凸起区域,呈现出明显的互补放电特性^[34]. 因此图 4(b) 中上下介质板表面附近共出现了 3 处局部强放电. 当 $p_c = 70\%$ 时,虽然局部强放电同样分别位于凹槽和凸起区域,且正放电峰值的局部强放电数量增多,但并未形成孤立的放电柱(图 6(f2), (f4)).

根据相关报道可知,各个放电柱是由局部强放电演变而来,其中表面电荷的记忆效应对 DBD 柱状模式的发展起着重要作用^[56]. 图 7 给出了 t_1 和 t_4 时刻的净表面电荷密度 ρ_s (上下介质板的表面电荷密度差值,再取绝对值). 结果表明,增大 p_c 可使得表面电荷密度显著降低,且凸起处和凹槽处 ρ_s 的差值减小,抑制了表面电荷积累过程,并在一定程度上减弱了表面电荷的记忆效应.

波浪状表面对放电特性的影响主要体现在径向电场和轴向电场的畸变,而削波电压很好地抑制了电场畸变对放电均匀性的扰动. 图 8 给出了 t_1 和 t_4 时刻的轴向平均电场强度 $|E_z|$ 以及上下介质板表面附近的径向电场强度 E_r . 其中, t_1 时刻于上表面发生放电, E_r 取 $z = 2.95$ mm 截线; t_4 时刻于下表面发生放电, E_r 取距离下表面 0.05 mm 处,与表面起伏形状相同的波浪曲线. 一方面,从 $|E_z|$ 的角度来看, ρ_s 减小意味着 V_g 的径向分布更为均匀,因而 $|E_z|$ 略微降低且波动程度明显减弱. 另一方面,从图 8(b1), (b2) 可以看出表面起伏对 E_r 的影响尤为显著,特别是负放电阶段 t_4 时刻位于下介质

板波浪表面. 尽管表面起伏使得凸起处和凹槽处对应的轴向电场存在较大差异,但削波电压下两处位置间 ρ_s 的差值相对减少,因而在 $r = 0-6$ mm 内 E_r 的径向分布同样随着 p_c 增大波动程度减小. 值得注意的是,由于电极边缘的电场畸变效应, E_r 在 $r = 6.5-8$ mm 内出现了指向右侧的强电场(沿 r 轴正方向的电场分量定义为正),因此表面附近的电子向左横移并集中于相应位置^[57]. 图 9 中给出的电子通量 Γ_e 分布也体现了与之对应的过程, $p_c = 70\%$ 时 $|E_z|$ 降低且 E_r 均匀性提高,导致 Γ_e 明显减小的同时表面处电子分布相对均匀.

图 10 是 t_1 和 t_4 时刻放电空间中轴向平均种子电子密度 n_e 的对比结果,随着 p_c 增大,种子电子密度的径向均匀性也得到明显改善,这正是由于上述 E_r 波动程度减小所致. 值得注意的是,在以往研究中普遍认为提高种子电子密度能有效改善均匀性. 然而,削波电压下种子电子密度相比于未削波情况明显降低(约 1 个数量级). 为了探究上述现象的成因,图 11 选取了 3 种 p_c 情况下正击穿过程中(从预电离阶段开始的半个外施电压周期)局部强放电处的轴向切线的电子密度时空分布,以及气隙电压极性反转时刻的电子密度 n_e , 离子密度 n_i 和轴向电场 $|E_z|$ 的轴向分布. 在未削波情况下,由于气隙电压的作用放电完全消散,因此气隙电压极性反转时电子密度明显降低(约 2 个数量级)(图 6(b2), (b3)). 而削波电压下,较低的气隙电压不足以支持其放电消散过程,此时空间中存在明显的辉光残余正柱区. 当气隙电压极性反转后,残余正柱区中的电子将反向迁移并屏蔽离子产生的空间电荷效应,这一过程被称为电子回流^[58-61]. 从图 6 中 t_3 时刻电子密度数最大值也可以看出,在削波电压下气隙

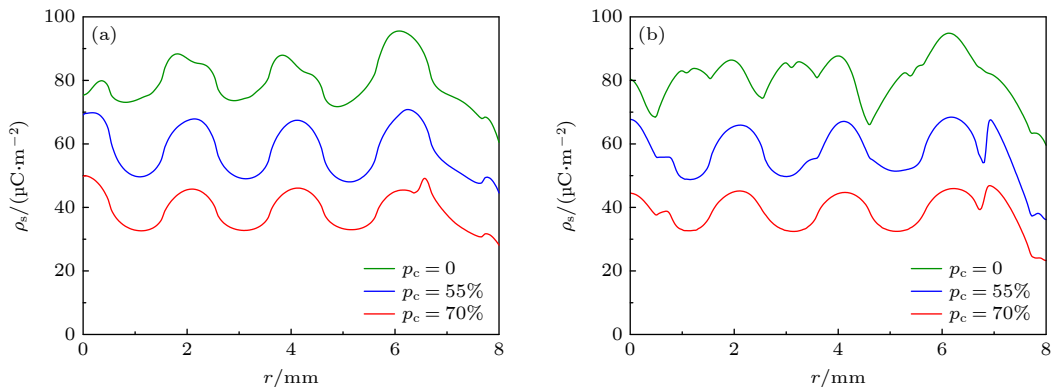


图 7 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时, t_1 (a) 和 t_4 (b) 时刻对应的净表面电荷密度 ρ_s

Fig. 7. Net surface charge density ρ_s at t_1 (a) and t_4 (b) under p_c of 0, 55% and 70% respectively.

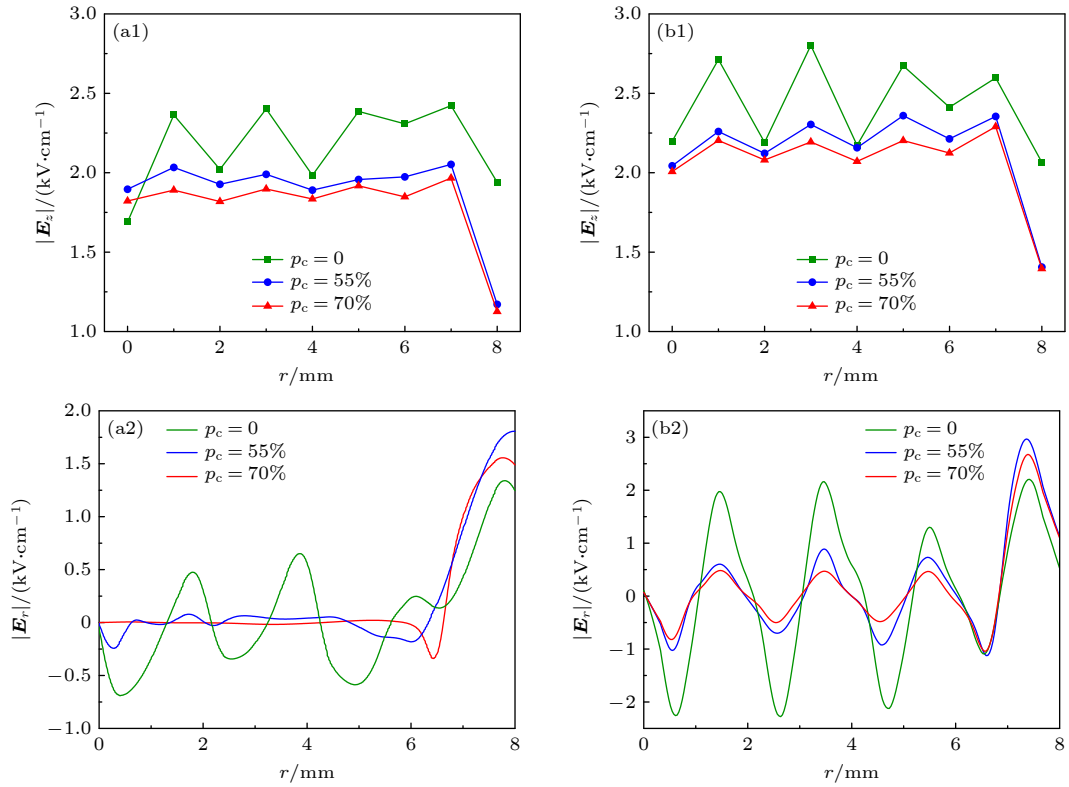


图 8 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时 (a1), (b1) t_1 和 t_4 时刻对应的轴向平均电场强度 $|E_z|$; (a2) t_1 时刻距上介质板表面 0.05 mm 附近的径向电场强度 E_r ; (b2) t_4 时刻距下介质板表面 0.05 mm 附近的径向电场强度 E_r .

Fig. 8. Under p_c of 0, 55% and 70%: (a1), (b1) Axial average electric field $|E_z|$ at t_1 and t_4 respectively; (a2) radial electric field E_r near surface of 0.05 mm upper dielectric plate at t_1 ; (b2) radial electric field E_r near surface of 0.05 mm lower dielectric plate at t_4 .

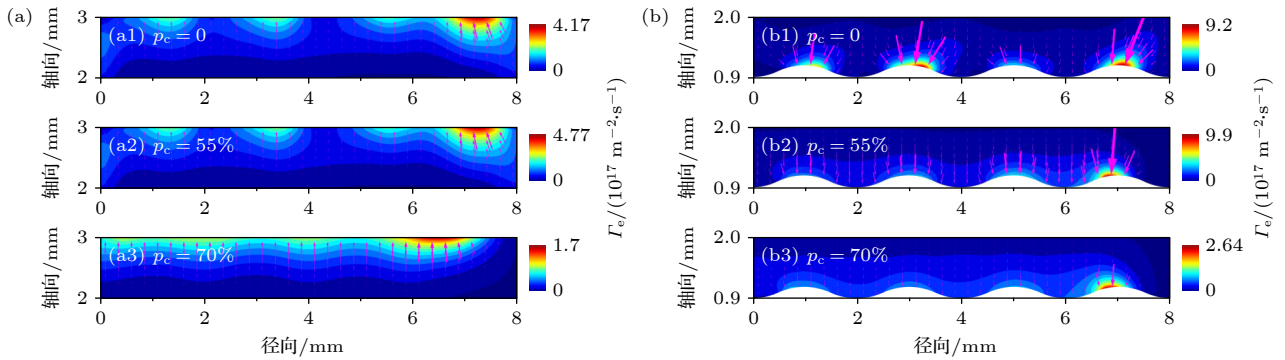


图 9 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时, 介质板表面附近的电子通量 Γ_e . (a) t_1 时刻上介质板表面附近 ($r = 0-8$ mm, $z = 2-3$ mm 区域); (b) t_4 时刻下介质板表面附近 ($r = 0-8$ mm, $z = 0.9-2.0$ mm 区域)

Fig. 9. Electron flux Γ_e near dielectric plate at p_c of 0, 55% and 70%: (a) Near upper dielectric plate ($r = 0-8$ mm, $z = 2-3$ mm) at t_1 ; (b) near lower dielectric plate ($r = 0-8$ mm, $z = 0.9-2.0$ mm) at t_4 .

电压反转时刻间隙将存在更多的空间电子. 在此过程中, 大量电子与表面正电荷发生中和, 从而降低了净表面电荷密度. 这一现象也很好解释了图 10 中电子回流后预电离时刻电子密度随 p_c 增大而降低的趋势.

当 p_c 从 55% 增至 70% 时, 气隙电压进一步减小并且极性反转时刻提前 (p_c 分别为 0, 55% 和 70% 时, t_3 时刻分别为 433, 431 和 427 μs), 导致不完全

的放电消散和提前启动的电子回流. 前者意味着留给空间电荷在介质板表面积累的时间减少, 从而导致图 7 中预电离时刻的表面电荷密度降低; 后者意味着由于电场作用空间电荷向着与其极性相反的方向迁移并积累在表面, 气隙击穿强度下降, 因此在削波电压下激活-抑制效应难以建立.

首先从表面电荷的变化情况来看, 图 12 给出了 p_c 为 55% 和 70% 时, 电子回流开始和结束时下

表面电荷密度分布. 如前文所述, 削波比例增大, 其电子回流过程使得表面电荷密度降低, 且在表面凹

槽处尤为明显. 而从整体上来看, 表面电荷密度径向分布的均匀性也得到提高.

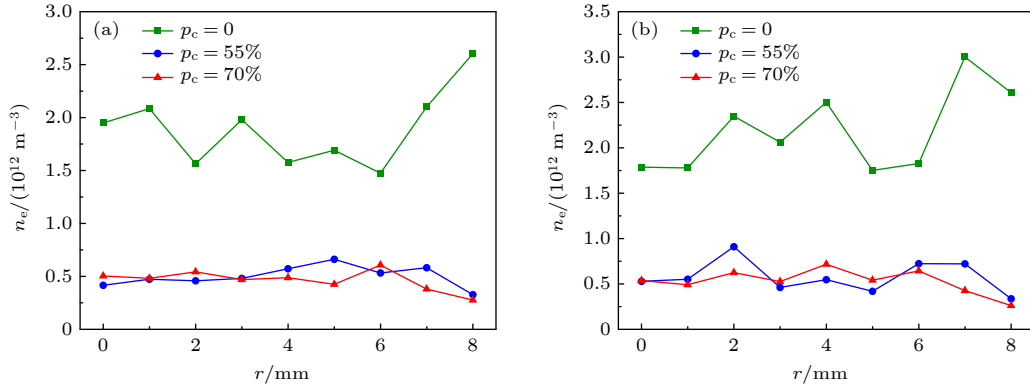


图 10 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时, t_1 (a) 和 t_4 (b) 时刻对应的轴向平均种子电子密度 n_e

Fig. 10. Axial average seed electron density n_e at t_1 (a) and t_4 (b) under p_c of 0, 55% and 70% respectively.

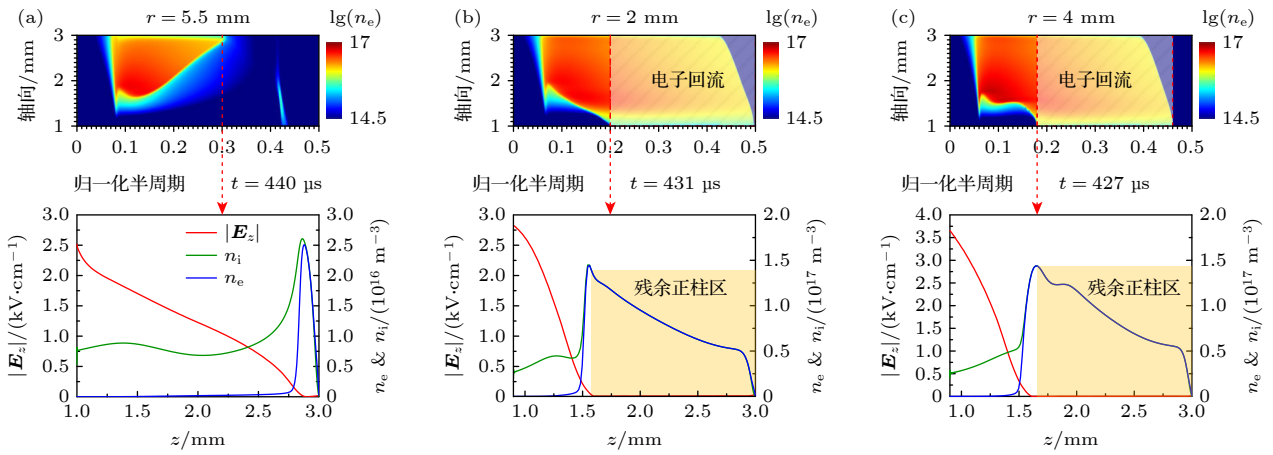


图 11 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时, 正击穿过程中 (从预电离阶段开始的半个外施电压周期) 局部强放电处的轴向切线的电子密度时空分布, 以及气隙电压极性反转时刻的电子密度 n_e , 离子密度 n_i 和轴向电场 $|E_z|$ 的轴向分布 (a) $p_c = 0$; (b) $p_c = 55\%$; (c) $p_c = 70\%$

Fig. 11. Spatial-temporal distribution of electron density at axial tangent of the partial strong discharge during positive breakdown (half of applied voltage period starting from pre-ionization stage), and axial distribution of electron density n_e , ion density n_i and axial electric field $|E_z|$ at the time of polarity reversal of the air gap voltage under different p_c : (a) $p_c = 0$; (b) $p_c = 55\%$; (c) $p_c = 70\%$.

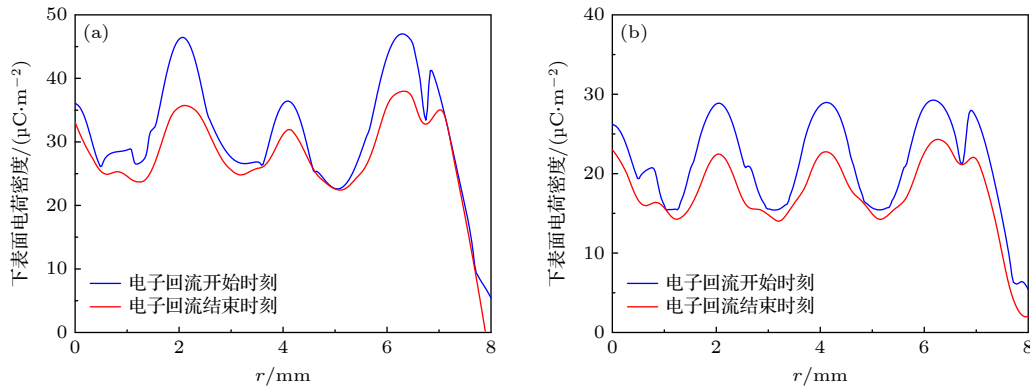


图 12 电子回流开始和结束时刻下表面电荷密度分布 (a) $p_c = 55\%$; (b) $p_c = 70\%$

Fig. 12. Lower surface's charge density distribution at beginning and the end of electron backflow: (a) $p_c = 55\%$; (b) $p_c = 70\%$.

然后从激活-抑制效应的影响来看, 图 13 比较了 p_c 分别为 0, 55% 和 70% 时, 5 个周期内局部强放电的击穿强度演化趋势 (以轴向平均电子密度表示, 其中削波电压下选取的正负击穿位置不同). 由于初次放电较弱, 该图并未给出. 结果表明, 仅在 $p_c = 0$ 时产生了激活-抑制效应, 即放电强度会不断加强. 而削波电压下放电强度较为稳定, 仅存在小幅度波动, 这归因于正负击穿位置不同. 结合图 4 和图 5 中电子密度的稳态分布及暂态演化过程来看, $p_c = 0$ 时, w-DBD 在表面凸起处形成了孤立的放电柱, 所以每次击穿的激活区将在后续击穿中不断被加强, 最终形成柱状放电模式. $p_c = 55\%$ 时, 削波电压开始削弱表面电荷积累过程, 虽然形成了互补的局部强放电, 但已经逐渐向准均匀放电模式发展. 当 $p_c = 70\%$ 时, 表面电荷显著减少且局部强放电附近的击穿强度趋于一致, 在电流峰值时电子密度分布相对更均匀并不再形成孤立的放电通道, 最终 w-DBD 为准均匀放电模式且放电均匀性更好. 综上所述, 尽管预电离阶段种子电子密度降低, 但削波导致净表面电荷密度降低及径向分布更均匀, 限制了激活-抑制效应, 使得放电能维持在准均匀放电模式.

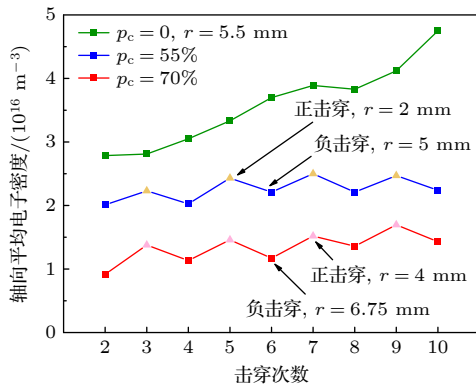


图 13 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时, 5 个周期内局部强放电的击穿强度 (以轴向平均电子密度表示, 其中削波电压下选取的正负击穿位置不同)

Fig. 13. Strength of local intense discharge or discharge column within five periods under p_c of 0, 55% and 70% respectively (Which is expressed as axial average electron density, and selected positions of positive and negative breakdown under the clipping voltage are different).

除此之外, 削波电压是否会对电离速率造成影响也是不容忽视的问题. 由于 He 的激发能远低于电离能, 所以电流峰值过后仍有较高的 He 亚稳态数密度 [15]. 因此, 从放电消散开始到下一次击穿前,

放电电离主要为彭宁电离反应. 即预电离阶段的种子电子密度主要取决于彭宁电离速率, 放电均匀性也和彭宁电离密切相关, 在之前的研究中也得出了类似的结论 [11,12,20]. 对此, 图 14 给出了 3 种 p_c 时, 一个时间周期内的彭宁电离反应速率. 尽管削波电压导致了预电离阶段的彭宁电离速率减小, 但降低程度并不明显 (小于 1 个数量级). 且结合图 10 来看, 种子电子密度保持同一数量级的同时其径向分布更为均匀. 可见, 削波电压不仅可提高放电均匀性, 还能一定程度上保证电离速率水平.

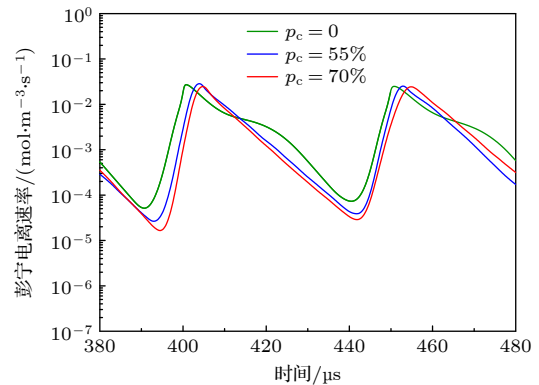


图 14 p_c 分别为 0, 55%, 70% 时, 放电达到稳态后一个外施电压周期内的彭宁电离速率

Fig. 14. Penning ionization rates over one period of applied voltage at steady state under p_c of 0, 55% and 70% respectively.

除了从暂态演化过程的角度探究削波电压对放电均匀性的影响, 还可以采用线性稳定性分析方法进行研究. 根据文献 [62] 中得到的结论, DBD 系统中有 2 个内在参数的变化可能不利于均匀稳态的维持, 即预电离阶段的轴向平均电场强度 $|E_z|$ 的增大和轴向平均种子电荷密度 $(n_e + n_i)_{\text{avg}}$ 的减小. 图 15 给出了 $p_c = 0$ 以及 $p_c = 50\%$ —70% 情况下 $|E_z|$ 和 $(n_e + n_i)_{\text{avg}}$ 的变化情况. 结果表明, 随着 p_c 的增大, $|E_z|$ 单调降低的同时 $(n_e + n_i)_{\text{avg}}$ 显著上升, 这是由于削波引起的放电消散不完全, 导致气隙中的残余电荷密度增加. 而 $p_c = 70\%$ 时 $(n_e + n_i)_{\text{avg}}$ 略微降低, 这可能是因为 p_c 增大至某一阈值后放电强度开始下降. 值得注意的是, 在 $p_c = 50\%$ 时 $|E_z|$ 下降程度明显, 结合图 3(b) 和图 4 的放电形态可以看出, w-DBD 在 $p_c = 50\%$ 时已经发生了从柱状到准均匀的空间放电模式转换. 因此, 上述内在参数的变化趋势可以定性地解释削波电压对 w-DBD 空间放电模式转换及均匀性的影响.

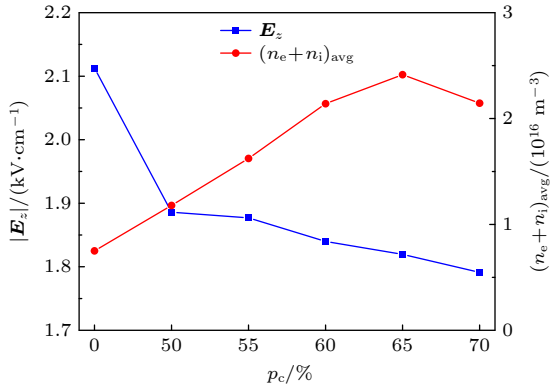


图 15 不同 p_c 下, 放电达到稳态后预电离阶段的轴向平均电场强度 $|E_z|$ 和轴向平均种子电荷密度 $(n_e + n_i)_{\text{avg}}$

Fig. 15. Axial average electric field $|E_z|$ and axial average seed charge density $(n_e + n_i)_{\text{avg}}$ at pre-ionization stage after discharge reaches steady state under different p_c .

4.2 削波比例对放电效率的影响

为了探究削波电压是否会对放电效率产生较大影响, 图 16 对比了不同 p_c 下, 稳态后一个外施电压周期内的时间平均功率密度 P_{av} 和时间平均电子密度 n_{eav} . P_{av} 的计算公式为

$$P_{\text{av}} = \frac{1}{T\pi r_{\text{max}}^2 d_g} \int_0^T V_a(t) I(t) dt, \quad (16)$$

式中, T 为一个外施电压周期; r_{max} 为放电区域宽度, 根据图 3(b) 和图 4 的放电形态统一取 6.5 mm; d_g 为放电间隙, 取其平均值 2 mm; $I(t)$ 为放电电流.

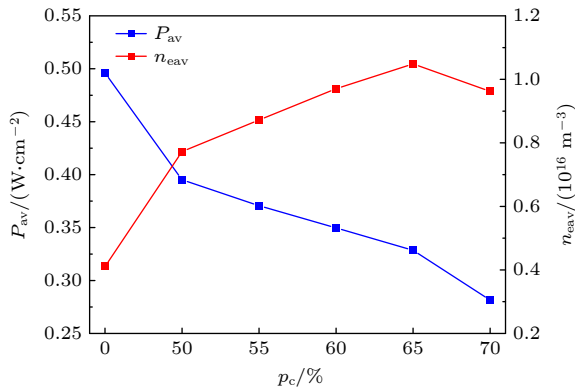


图 16 不同 p_c 下, 放电达到稳态后一个外施电压周期内的时间平均功率密度 P_{av} 和时间平均电子密度 n_{eav}

Fig. 16. Time-averaged power density P_{av} and time-averaged electron density n_{eav} over one period of applied voltage at steady state under different p_c .

从图 16 可知, 随着 p_c 的增大 P_{av} 逐渐减小, 这是因为削波电压会限制介质板上的表面电荷积累, 进而使得 V_g 及击穿强度下降. 尽管 p_c 在 50% 和 55% 时电流略有升高, 但由于削波的作用 V_a 显

著降低, 因而 P_{av} 整体呈现下降趋势. 然而, 随着 p_c 的增大 n_{eav} 反而逐渐上升. 根据图 3(b) 和图 4 的放电形态可知, n_{eav} 的上升是由于放电均匀性得到明显改善. 如前文所述, $p_c = 70\%$ 时放电强度下降导致 n_{eav} 开始降低. 总而言之, 采用削波电压并适当提高 p_c 可以在降低输入功率的同时提高放电的电离程度, 因此具有更高的放电效率, 这对削波电压的实际应用具有一定的指导意义.

5 结 论

通过二维流体仿真研究了削波电压下大气压氦气非平滑表面 DBD (w-DBD) 放电机理, 并讨论了不同削波比例 (p_c) 对放电均匀性的影响. 具体结论如下.

1) 正弦电压下, 由于表面起伏的影响 w-DBD 处于柱状放电模式. 随着 p_c 的增加, w-DBD 均匀性得到改善, 空间放电模式从柱状转换为均匀放电. 此外, 在一定 p_c 范围内削波电压提高放电效率的同时对放电电流影响较小.

2) 分别对 p_c 为 0, 55% 和 70% 这 3 种情况下放电暂态演化过程进行分析. 研究发现, 削波电压能够抑制非平滑表面中电场畸变对放电均匀性的扰动. 随着 p_c 增大, 表面电荷积累显著减少, 间隙中的轴向电场和介质板表面附近的径向电场分布更为均匀, 而种子电子数密度相比于未削波情况明显降低. 这是因为削波时较低的气隙电压导致放电消散不完全以及电子回流的出现, 并且 p_c 增大电子回流相对提前. 这一过程将限制表面电荷积累的同时使表面电荷分布更为均匀, 表面电荷记忆效应和激活-抑制效应将难以发挥作用, 从而提高放电均匀性. 而从动力学角度来看, 削波电压下预电离阶段的轴向平均电场强度减小和轴向平均种子电荷密度增大, 从而提高 DBD 系统的均匀稳定性.

此项研究初步探索了削波电压调控非平滑表面 DBD 均匀性的可行性, 有助于进一步理解 DBD 均匀性的相关机理及其影响因素, 这对于活体组织、细菌培养基和纱布等表面起伏程度较小的实际情况中获得均匀稳定的 DBD 具有参考意义. 然而, 对于表面起伏程度过大的情况 (如孔隙和毛刺等极不规则表面形貌), 电场畸变更为严重, 可能导致场致发射、局部微放电等模型中未曾考虑的物理过程. 对于上述情况, 削波电压是否能够调控放电均

匀性仍有待研究. 在未来的工作中, 将进一步采用更为复杂的不规则表面形貌, 并考虑真实情况下等离子体与表面相互作用的物理化学过程.

参考文献

- [1] Mei D H, Fang Z, Shao T 2020 *Chin. Soc. Elec. Eng.* **40** 1339 (in Chinese) [梅丹华, 方志, 邵涛 2020 中国电机工程学报 **40** 1339]
- [2] Dai D, Ning W J, Shao T 2017 *Trans. Chin. Elec. Soc.* **32** 1 (in Chinese) [戴栋, 宁文军, 邵涛 2017 电工技术学报 **32** 1]
- [3] Li H P, Yu D L, Sun W T, Liu D X, Li J, Han X W, Li Z Y, Sun B, Wu Y 2017 *High Voltage Eng.* **42** 3697 (in Chinese) [李和平, 于达仁, 孙文廷, 刘定新, 李杰, 韩先伟, 李增耀, 孙冰, 吴云 2017 高电压技术 **42** 3697]
- [4] Adamovich I, Agarwal S, Ahedo E, et al. 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 373001
- [5] Larouss M, Bekeschus S, Bogaerts A, Keidar M, Bogaerts A, Fridman A, Lu B X 2022 *IEEE Trans. Radiat. Plasma Med. Sci.* **6** 127
- [6] Sanito R C, You S J, Wang Y F 2021 *J. Environ. Manage.* **288** 112380
- [7] Larouss M, Lu X, Keidar M 2017 *J. Appl. Phys.* **122** 020901
- [8] Gaunt L F, Beggs C B, Georgiou G E 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 1257
- [9] Ouyang J T, Li B, He F, Dai D 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 103002
- [10] Fang Z, Qiu Y, Zhang C, Kuffel E 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1401
- [11] Wang Q, Ning W J, Dai D, Zhang Y H, Ouyang J T 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 205201
- [12] Zhang Y H, Ning W J, Dai D, Wang Q 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 075003
- [13] Zhang Y H, Neyts E C, Bogaerts A 2016 *J. Phys. Chem. C* **120** 25923
- [14] Hao Y P, Zheng B, Liu Y G 2014 *Phys. Plasmas* **21** 013503
- [15] Zhang P, Kortshagen U 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 153
- [16] Zhang J, Wang Y H, Wang D Z 2015 *Phys. Plasmas* **22** 043517
- [17] Brauer I, Punset C, Purwins H G, Boeuf J P 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 7569
- [18] Boeuf J P, Bernecker B, Callegari T, Blanco S, Fournier R 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 244108
- [19] Zhang Y H, Ning W J, Dai D, Wang Q 2019 *Plasma Sci. Technol.* **21** 074003
- [20] Huang Z M, Hao Y P, Han Y Y, Yang L, Tang L, Liao Y F, Li L C 2017 *Phys. Plasmas* **24** 113506
- [21] Ye Q Z, Wu Y F, Li X W, Chen T, Shao G W 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 065008
- [22] Motrescu I, Ciolan M A, Sugiyama K, Kawamura N, Nagatsu M 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 115005
- [23] Wang X X, Luo H Y, Liang Z, Mao T, Ma R L 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 845
- [24] Brandenburg R 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 053001
- [25] Heinlin J, Morfill G, Landthaler M, Stolz W, Isbary G, Zimmermann J L, Shimizu T, Karrer S 2010 *J. Dtsch. Dermatol. Ges.* **8** 968
- [26] Buendia J A, Venkattraman A 2015 *Europhys. Lett.* **112** 55002
- [27] Fu Y Y, Zhang P, Verboncoeur J P, Christlieb A J, Wang X X 2018 *Phys. Plasmas* **25** 013530
- [28] Fu Y Y, Zhang P, Verboncoeur J P 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 054102
- [29] Levko D, Raja L L 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 173303
- [30] Go D B, Venkattraman A 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 503001
- [31] Venkattraman A, Garg A, Peroulis D, Alexeenko A A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 083503
- [32] Cheng H, Liu X, Lu X P, Liu D W 2016 *Phys. Plasmas* **23** 073517
- [33] Cheng H, Xu M Y, Pan S H, Lu X P, Liu D W 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 044006
- [34] Wang Q, Ning W J, Dai D, Zhang Y H 2019 *Plasma Process. Polym.* **17** 1900182
- [35] Mujahid Z, Korolov I, Liu Y, Mussenbrock T, Schulze J 2022 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 495201
- [36] Babaeva N Y, Tian W, Kushner M J 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 235201
- [37] Babaeva N Y, Kushner M J 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 025401
- [38] Lin A, Biscop E, Gorbanev Y, Smits E, Bogaerts A 2021 *Plasma Process. Polym.* **19** e2100151
- [39] Zhang Y H, Ning W J, Dai D, Wang Q 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 104001
- [40] Kong M G, Deng X T 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 7
- [41] Fridman G, Friedman G, Gutsol A, Shekhter A B, Vasilets V N, Fridman A 2008 *Plasma Process. Polym.* **5** 503
- [42] Ning W J, Dai D, Li L C 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 08LT01
- [43] Cheng H, Liu X, Liu D W, Lu X P 2016 *High Volt.* **1** 62
- [44] Lazarou C, Belmonte T, Chiper A S, Georgiou G E 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 055023
- [45] Lieberman M A, Lichtenberg A J (translated by Pu Y K, et al.) 2018 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (2nd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp6-7 (in Chinese) [力伯曼, 里登伯格著 (蒲以康等译) 2018 等离子体放电与材料工艺原理: 第2版 (北京: 电子工业出版社) 第6—7页]
- [46] Lazarou C, Koukounis D, Chiper A S, Costin C, Topala I, Georgiou G E 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 035012
- [47] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [48] Purwins H G, Stollenwerk L 2014 *Plasma Phys. Control. Fusion* **56** 123001
- [49] Ellis H W, Pai R Y, McDaniel E W, Mason E A, Viehland L A 1976 *At. Data Nucl. Data Tables.* **17** 177
- [50] Yan W, Xia Y, Bi Z H, Song Y, Wang D Z, Sosnin E A, Skakun V S, Liu D P 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 345201
- [51] Hagelaar G J M 2000 *Phys. Rev. E* **62** 1452
- [52] Motz H, Wise H 1960 *J. Chem. Phys.* **32** 1893
- [53] Bilici M A, Haase J R, Boyle C R, Go D B, Sankaran R M 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 223301
- [54] Boeuf J P, Yang L L, Pitchford L C 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 015201
- [55] Petra C G, Schenk O, Anitescu M 2014 *Comput. Sci. Eng.* **16** 32
- [56] Li B, Dong L F, Zhang C, Shen Z K, Zhang X P 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47** 055205
- [57] Huang Z M, Hao Y P, Yang L, Han Y X, Li L C 2015 *Phys. Plasmas* **22** 123519
- [58] Ning W J, Dai D, Zhang Y H, Hao Y P, Li L C 2017 *Phys. Plasmas* **24** 073509
- [59] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J, Behnke J F 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 39

- [60] Lee D, Park J M, Hong S H, Kim Y 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 949
 [61] Jiang W M, Tang J, Wang Y S, Zhao W, Duan Y X 2013

- Phys. Plasmas* **20** 073509
 [62] Wang Q, Zhou X Y, Dai D, Huang Z, Zhang D M 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 05LT01

Numerical study on uniformity of atmospheric helium gas dielectric barrier discharge on non-smooth surface regulated by sinusoidal clipping voltage*

Liu Kai Fang Ze Dai Dong[†]

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

(Received 14 March 2023; revised manuscript received 7 May 2023)

Abstract

In practical applications of dielectric barrier discharges under atmospheric pressure, plasma usually acts on non-smooth surfaces. The electric field distortion and uneven surface charge distribution caused by its surface morphology will create an adverse effect on the uniformity and stability of the discharge. In this paper, we establish a simulation model of atmospheric pressure helium dielectric barrier discharge on a wavy lower dielectric plate, and use a sinusoidal clipping voltage to regulate the discharge uniformity. The results show that the discharge uniformity is improved compared with the unclipped case, and the discharge mode is changed from columnar mode to quasi-uniform mode. This can be attributed to the incomplete discharge dissipation caused by the reduction of air gap voltage; the subsequent electron backflow process neutralizes the the residual space electrons with the surface charge, which limits the accumulation of surface charges. With the increase of clipping ratio, the surface charge distribution becomes more uniform, and the radial fluctuation of electric field distribution weakens. In addition, the discharge efficiency is improved in a certain clipping range. This study reveals the mechanism of clipping voltage influence on non-smooth surface discharge, and provides a new idea for regulating the uniformity of dielectric barrier discharge.

Keywords: dielectric barrier discharge, non-smooth surface, clipping voltage, uniformity of discharge

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

DOI: 10.7498/aps.72.20230385

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFE0114700) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51877086).

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

正弦削波电压调控大气压氦气非平滑表面介质阻挡放电均匀性的仿真研究

刘凯 方泽 戴栋

Numerical study on uniformity of atmospheric helium gas dielectric barrier discharge on non-smooth surface regulated by sinusoidal clipping voltage

Liu Kai Fang Ze Dai Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 135201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230385

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230385>

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>

脉冲调制条件下介质阻挡特高频放电特性的数值模拟

Numerical study on discharge characteristics in ultra-high frequency band modulated by pulses with electrodes covered by barriers

物理学报. 2020, 69(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191853>

大气压氦气介质阻挡放电单-多柱演化动力学

Evolutionary dynamics of single-multiple columns in atmospheric helium dielectric barrier discharge

物理学报. 2020, 69(14): 145203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200473>

脉冲电压上升沿对He 大气压等离子体射流管内放电发展演化特性的影响

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

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

正弦交流电压驱动低气压CO₂放电特性的对比: DBD结构与裸电极结构

Comparative study on discharge characteristics of low pressure CO₂ driven by sinusoidal AC voltage: DBD and bare electrode structure

物理学报. 2022, 71(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220086>