

颗粒群效应作用下的流注放电*

薛晓健[†] 梁庆 孙晋璐 马学超 张一博

(山西科技学院智能制造工程学院, 晋城 048000)

(2025年12月25日收到; 2026年2月1日收到修改稿)

超特高压输电设备中, 异常流注放电过程受到空气中颗粒群分布状态和参数的显著影响. 现有的流注放电模型中通常并未考虑流注发展过程与颗粒群之间的相互耦合作用, 即颗粒充电过程与放电流注分支演化、电子、离子密度等特征的耦合关系. 本文提出了一种放电流体-颗粒充电耦合模型, 用于研究颗粒粒径、密度对放电流注分支数、电子密度等物理参数的影响规律. 该模型由颗粒充电模型和流注放电流体模型构成, 其中流注放电流体模型为颗粒充电模型提供给电子、离子密度信息, 颗粒充电模型为流注放电模型提供带电粒子连续性源项以及电荷源项. 通过该模型揭示了放电过程中大粒径颗粒极化对放电流注电子密度分布与间隙电场演化的影响规律, 以及小粒径颗粒群在密度升高时, 因充电过程对放电流注电子密度与放电间隙电场的作用机制. 颗粒因充电而携带电荷, 对放电过程贡献电荷源项和带电粒子连续性源项, 导致放电流注分支数显著增加, 且放电流注电子密度在颗粒群区域下降约61%. 此外, 放电间隙中出现了流注头部电场幅值演化反转现象, 说明放电流注在放电间隙中发展的速度呈现非单调性的变化.

关键词: 流注放电, 颗粒群效应, 颗粒充电, 放电流注分支**DOI:** 10.7498/aps.75.20251757**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251757

1 引言

随着特高压输电工程的快速发展, 输变电设备内、外绝缘气体间隙中的局部放电已成为制约和威胁设备安全运行的关键因素. 流注放电是一种较为常见且具有强危害性的放电现象^[1-3], 放电过程会受到间隙环境参数的重要影响. 放电间隙与高压电极半径的减小会导致放电等离子体密度的上升^[4], 在电压较高时流注的半径增大, 分叉数目增加^[5], 提高了放电流注的范围和强度. 而在沙尘天气等极端天气环境下^[6-10], 颗粒物的存在会使得空气击穿提前发生, 并且击穿位置成为后续流注发展的起始点^[11], 进一步导致流注放电过程中放电间隙内流注分支、电子密度以及电场强度的改变. 现有的研究针对粒径在百微米级左右的较大粒径颗粒开展

了流注放电特性的研究. 在1000 μm 颗粒存在时, 流注在颗粒表面会出现分叉现象, 形成两个独立的流注分支, 并且以“抛物线形”向下游传播, 而流注在较小粒径(200 μm) 颗粒表面会形成更大的覆盖面积^[12,13]. 当粒径1 mm的颗粒存在于1.5 cm大气压放电间隙时, 流注朝向颗粒表面发展时速度显著降低, 背向颗粒表面发展时速度逐渐增加^[14]. 在0.2 cm间距的针-板放电间隙中, 颗粒会通过边缘极化导致颗粒周围电场的增强, 导致小粒径以及较低介电常数颗粒情况下放电流注传播速度加快. 数十微米粒径的颗粒被流注放电等离子体包覆, 更大粒径颗粒会对放电流注产生阻挡并引发新的流注分支, 而增大颗粒介电常数后较小粒径颗粒存在条件下放电流注也可能出现分支数改变的现象^[15]. 随着颗粒之间的间距从10 μm 增大到500 μm , 流注放电等离子体的分布区域经历了先增大后减小

* 山西省高等学校科技创新项目(批准号: 2024L451)和山西科技学院高层次人才科研启动经费项目(批准号: 2024022)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xxj2664830971@163.com

的过程, 并且在 300 μm 间距下出现了根状分支图案^[16]. 较小粒径颗粒悬浮在电极周围形成屏蔽区域, 延缓了电子云的向前发展^[17]. 在大气压条件下, 粒径为 10 μm 的颗粒在电晕放电等离子体中进行的充电行为使得颗粒表面电荷累积更加显著, 并引发了颗粒物表面的点云放电现象^[18]. 当颗粒粒径进一步减小至微米量级时, 单个颗粒对放电过程的作用可以忽略, 因其周围极小的电场变化, 以及相对于流注头部半径, 较小粒径颗粒几乎没有对流注放电等离子体的阻挡作用. 但是随着颗粒密度的上升, 小粒径颗粒的群体效应对放电过程的影响逐渐显著. 在辉光放电中, 颗粒物密度和粒径的增大引起颗粒荷电量的降低, 以及放电区域带电粒子密度的下降, 同时导致平均电场强度和电子温度的明显升高, 以维持在颗粒物分布区域的放电发展过程^[19]. 在一维双极性扩散模型 (由连续性方程、漂移扩散近似、颗粒充电以及准中性约束条件构成) 中, 颗粒对电子的吸附作用会导致电子密度和能量的损失, 电子扩散系数和离子迁移率也会降低^[20]. 对于动态等离子体发展过程中颗粒荷电的研究, 在以 2 马赫速度运动的颗粒撞击低温等离子体的过程中, 采用有限轨道理论估算的颗粒在撞击过程中的荷电状态, 所得结果与实验结果一致, 说明了颗粒充电理论在等离子体动态变化时也近似适用^[21]. 采用三维粒子数值模拟, 在纳秒脉冲极紫外光照射以及引发的后辉光放电中颗粒的充电电势也可以用基本充电模型进行计算^[22]. 上述工作中, 对于较大粒径颗粒引起的对放电流注阻挡作用、放电流注分支改变的研究, 揭示了较大粒径颗粒表面以及周围空间内的放电发展过程. 但是对于由小粒径颗粒组成的颗粒群, 因为空间体积限制, 随着颗粒密度的上升, 集体效应更加明显, 颗粒通过吸附流注中带电粒子发生颗粒群充电效应, 该效应对流注放电发展过程的调控机制, 与大粒径颗粒存在时的作用规律存在显著差异, 相关研究仍有待深入.

本文通过流注放电的二维流体模型, 首先研究棒-板间隙中存在较大粒径颗粒时的放电行为, 揭示大粒径颗粒存在于放电间隙时, 流注在颗粒表面形成分支、放电分支数改变的机制, 以及不同间距下大粒径颗粒分布方式对放电过程的影响. 此外, 提出放电流注流体-小粒径颗粒群充电耦合模型, 阐明了从流注放电提供带电粒子对颗粒进行充电, 到充电后的小颗粒群改变流注放电过程中的带电

粒子时空分布的耦合作用规律, 并进一步探究在充电小颗粒群效应作用下, 放电间隙内流注放电分支数、电子密度以及间隙电场幅值演化趋势发生反转的内在成因.

2 流注放电模型

在放电等离子体中, 颗粒的充电电势和充电过程可以用有限轨道理论 (OML) 来描述. 简要介绍 OML 理论^[23]:

$$\frac{\partial Q_d}{\partial t} + \frac{Q_d}{\tau_{\text{ch}}} = -eI_e(Q_d, n_e, T_e) + eI_i(Q_d, n_i, T_i), \quad (1)$$

电子充电电流 I_e 和离子充电电流 I_i 由下式给出:

$$I_e = 4\pi r_d^2 n_e \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e} \right)^{0.5} \exp\left(-\frac{e\varphi_d}{k_B T_e}\right), \quad (2)$$

$$I_i = 4\pi r_d^2 n_i e \left(\frac{k_B T_i}{2\pi m_i} \right)^{0.5} \left(1 - \frac{e\varphi_d}{k_B T_i}\right), \quad (3)$$

n_e , n_i 以及颗粒数密度 n_d 满足下列关系:

$$n_e = n_i - Z_d \cdot n_d, \quad (4)$$

其中, Q_d 表示颗粒吸附带电粒子导致的颗粒携带的电荷量, k_B 是玻尔兹曼常数, T_e 和 T_i 分别表示电子温度和离子温度, m_e 是电子质量, φ_d 是颗粒因充电达到的表面电势, n_e 和 n_i 分别是电子数密度和离子数密度, Z_d 为颗粒携带电荷数, n_d 为颗粒数密度. 在温度 $T_i = 300 \text{ K}$, 颗粒粒径 $r_d = 5 \mu\text{m}$ 时, 颗粒充电达到的表面电势在不同颗粒密度条件下, 随放电过程中离子密度的变化规律如图 1 所示.

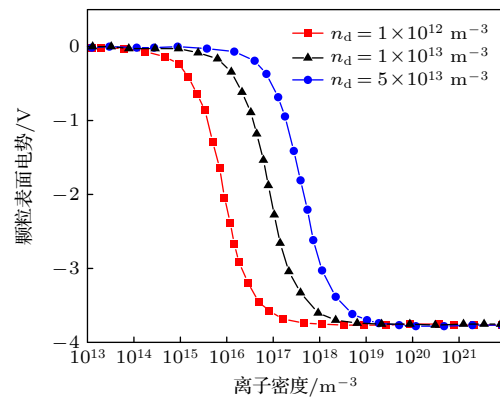


图 1 颗粒表面电势随离子密度的变化

Fig. 1. Surface potential of particles varies with ion density.

(4) 式仅作为分析颗粒电势的参考, 用于得到图 1 中的理论曲线, 并未在放电流注模型的时间演化求解中强制施加, 流体模型通过泊松方程 (7) 式

对放电过程中的电势和净电荷进行自然求解. 流注放电与颗粒的充电过程的耦合, 则是通过在漂移扩散近似二维流体放电模型中嵌入颗粒充电模块来实现. 耦合放电模型的中性或带电粒子 s 的连续性方程由下式给出^[24]:

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_s = R_s - I_k n_d, \quad (5)$$

带电粒子或中性粒子 $s = (e, -, +, m)$ 的通量计算如下:

$$\begin{aligned} \Gamma_{e,-} &= -\mu_{e,-} E n_{e,-} - D_{e,-} \nabla n_{e,-}, \\ \Gamma_{+} &= -\mu_{+} E n_{+} - D_{+} \nabla n_{+}, \\ \Gamma_m &= -D_{e,-} \nabla n_m, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, 方程中的下标 $e, -, +$ 和 m 分别代表电子、负离子、正离子和中性粒子, μ_s 和 D_s 分别代表粒子 s 的迁移率和扩散系数, I_k 表示离子或电子对颗粒的充电电流. 方程 (5) 中等号右侧 R_s 项是从模型中使用的化学反应中获得的源项. 泊松方程为

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \nabla \varphi) = e \left(\sum_s Z_s n_s - Z_d n_d \right), \quad (7)$$

式中, ϵ_0 和 ϵ_r 分别是真空的介电常数和介电材料的相对介电常数, e 表示单位电荷, Z_s 表示粒子 s 的电荷数, Z_d 和 n_d 分别表示颗粒所携带的电荷数和颗粒的数密度. 电场由电势 φ 的梯度计算:

$$E = -\nabla \varphi. \quad (8)$$

在模型中, 高压棒电极电压幅值设置为 $V_a = -25$ kV. 高压棒电极的宽度和长度分别为 0.5 mm 和 1 mm, 棒电极前端半径为 0.25 mm. 接地电极置于模型底部, 整个模型大小 (高×宽) 为 4 mm×3 mm.

在仿真模型中, 颗粒的相对介电常数为 3.9, 以沙尘颗粒为研究对象. 对于大粒径颗粒 $r_d = 80 \mu\text{m}$, 选取了稀疏和紧密分布两种分布情形, 分布区域顶端距棒电极 1 mm, 稀疏分布颗粒群呈现棒-板中轴线对称, 颗粒间距为 300 μm . 紧密分布颗粒群顶点颗粒间距也为 300 μm , 剩余颗粒处于中心位置. 小粒径 $r_d = 5 \mu\text{m}$ 的颗粒分布区域设置为距棒电极 1 mm 的矩形区域, 并且将颗粒数密度设置为在规则区域内均匀分布, 在规则区域外则无颗粒分布, 即颗粒仅存在并且分布于该规则区域, 如图 2(c) 中黑色矩形线框所示. 在计算中, 对于颗粒导致的带电粒子连续性源项, 采用了源项平均化的方法, 即在宏观网格上添加了源项 $I_s n_d$. 棒-板间隙中的流注放电过程在纳秒量级时间内完成, 放电与颗粒动力学之间的时间差异约为 1000 倍, 因此在放电过程中忽略了颗粒的动力学过程, 即颗粒在其分布位置上是稳定的, 不随间隙中流注放电过程而产生移动. 图 2 为整体放电模型, 其中边界条件设置在表 1 列出.

表 1 边界条件设置
Table 1. Boundary conditions setting.

编号	n_e	n_p	n_n	电势/ φ
AB, CD	$\frac{\partial n_e}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial n_p}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial n_n}{\partial y} = 0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0$
AH, ED	$\frac{\partial n_e}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial n_p}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial n_n}{\partial x} = 0$	$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$
$EFGH$	0	0	0	V_a
BC	0	0	0	0

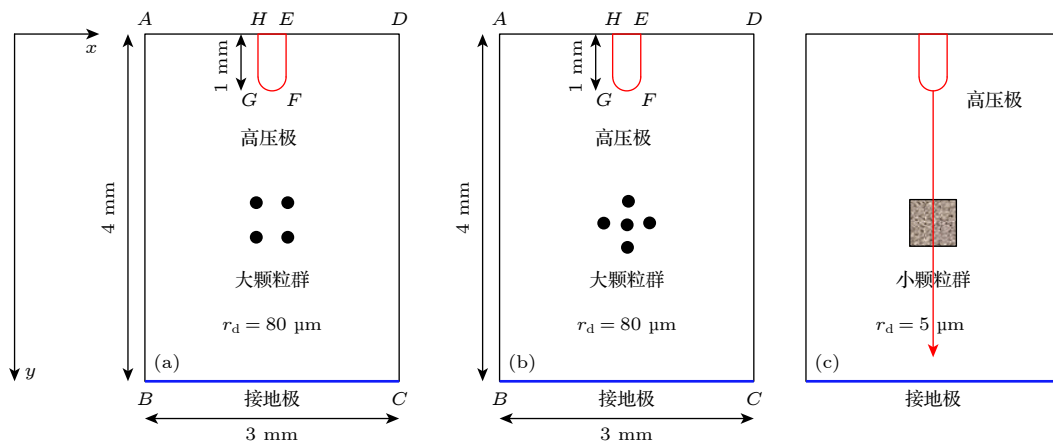


图 2 放电模型以及颗粒群位置 (a) 稀疏分布大颗粒群位置; (b) 紧密分布大颗粒群位置; (c) 小颗粒群在放电间隙中的位置
Fig. 2. Discharge model and particle group location: (a) Large particle group location with sparse distribution; (b) dense distribution large particle group position; (c) the position of small particle group in the discharge gap.

3 计算结果分析

3.1 大颗粒群存在条件下的流注放电结果

图 3 是当放电间隙中未设置颗粒物, 以及设置单个大粒径颗粒 ($r_d = 80 \mu\text{m}$) 条件下, 流注放电电子密度的时空演化图.

当放电间隙未设置颗粒物时, 如图 3(a)–(d) 所示, 流注头部受高压棒电极附近的高场强作用出现电荷分离现象, 形成电子崩, 并在电场的作用下向前移动, 流注头部从棒电极前端产生. 在流注头部的后方分离出的正电荷密度不断升高. 正电荷区域与棒电极之间所形成的电场方向, 与棒电极外加电压产生的电场方向一致, 从而促进电子的产生. 在正电荷前方产生的高场强也增强了电离过程. 在流注头部的电荷分离过程产生的高场强使得空气电离, 为流注向前发展提供了所需的电子, 维持了放电流注的向前发展, 流注的头部位于电场强度最大值的区域. 在单个颗粒存在时, 如图 3(e)–(h) 所示, 流注头部在到达颗粒上表面时出现了明显的分支现象, 形成两个新的沿面放电分支, 并在表面电荷产生的电场作用下沿着颗粒表面向前传播. 分支形成的原因大致可以分为两个方面: 一方面, 此时主流注直径约为 $100 \mu\text{m}$, 比颗粒粒径大约 1.3 倍, 在数量级上流注直径和颗粒粒径达到可比

拟的程度, 所以颗粒对主流注形成了类似于固体壁面的阻挡作用; 另一方面, 随着流注头部和颗粒上表面之间的距离不断减小, 颗粒表面电荷累积过程增强, 由表面累积电荷产生的电场方向几乎与颗粒上表面垂直. 颗粒内部出现了极化过程, 如图 3(e)–(h) 中方框所示, 颗粒表面的最大电场可达 1000 Td . 颗粒的极化增强了颗粒表面的外部电场, 引起颗粒表面气体电离, 在颗粒表面引起了新的沿面放电流注. 两支放电流注沿着颗粒表面向前传播, 朝着与水平方向约 60° 夹角方向离开颗粒表面, 再次形成新的两个对称的空间体积放电流注, 与文献 [12] 所得结论基本一致. 当流注头部靠近颗粒表面时, 颗粒表面因为流注头部预电离产生表面电荷累积. 当流注即将到达颗粒上表面时, 在颗粒表面的电荷累积达到最大值, 颗粒上方的主流注在颗粒表面电荷电场的作用下传播受到抑制, 发展速度减缓, 约为 $1.3 \times 10^5 \text{ m/s}$. 相较于未设置颗粒物的情况, 流注发展的速度下降约 20%, 放电流注的电子密度也呈现下降的趋势.

随着颗粒数量的增加和位置的变化, 流注分支数和流注放电电子密度演化也发生了相应的改变. 图 4 展示了稀疏分布大颗粒群存在条件下, 流注放电电子密度时空演化、放电间隙的电场以及颗粒极化的演化过程. 为了表达简洁, 将颗粒依次编号为 ①–④, 如图 4(a) 所示.

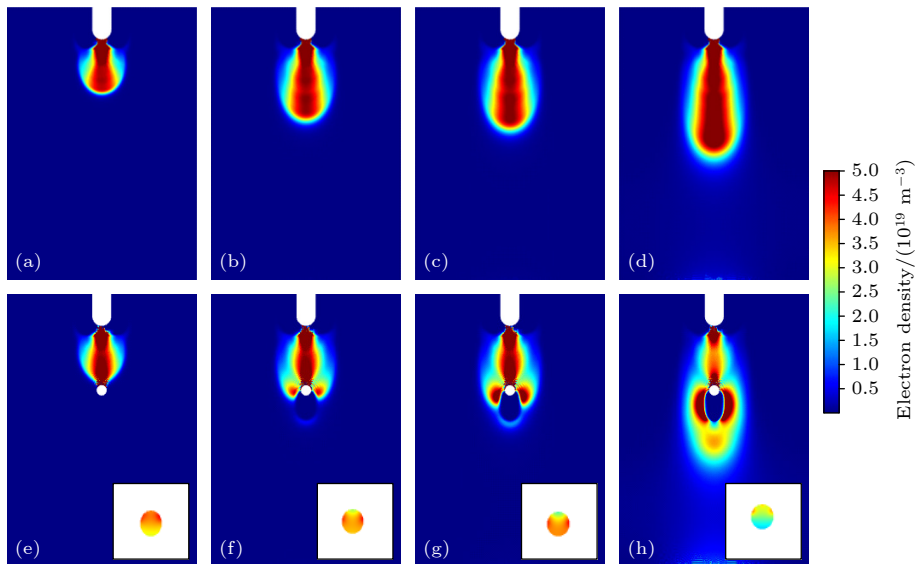


图 3 流注放电电子密度的时空演化 (a) 未设置颗粒物, $t = 0.8 \text{ ns}$; (b) 未设置颗粒物, $t = 1.0 \text{ ns}$; (c) 未设置颗粒物, $t = 1.5 \text{ ns}$; (d) 未设置颗粒物, $t = 2.0 \text{ ns}$; (e) 单个颗粒物, $t = 0.8 \text{ ns}$; (f) 单个颗粒物, $t = 1.0 \text{ ns}$; (g) 单个颗粒物, $t = 1.5 \text{ ns}$; (h) 单个颗粒物, $t = 2.0 \text{ ns}$

Fig. 3. Streamer discharge electron density evolution: (a) No particle, $t = 0.8 \text{ ns}$; (b) no particle, $t = 1.0 \text{ ns}$; (c) no particle, $t = 1.5 \text{ ns}$; (d) no particle, $t = 2.0 \text{ ns}$; (e) individual particle, $t = 0.8 \text{ ns}$; (f) individual particle, $t = 1.0 \text{ ns}$; (g) individual particle, $t = 1.5 \text{ ns}$; (h) individual particle, $t = 2.0 \text{ ns}$.

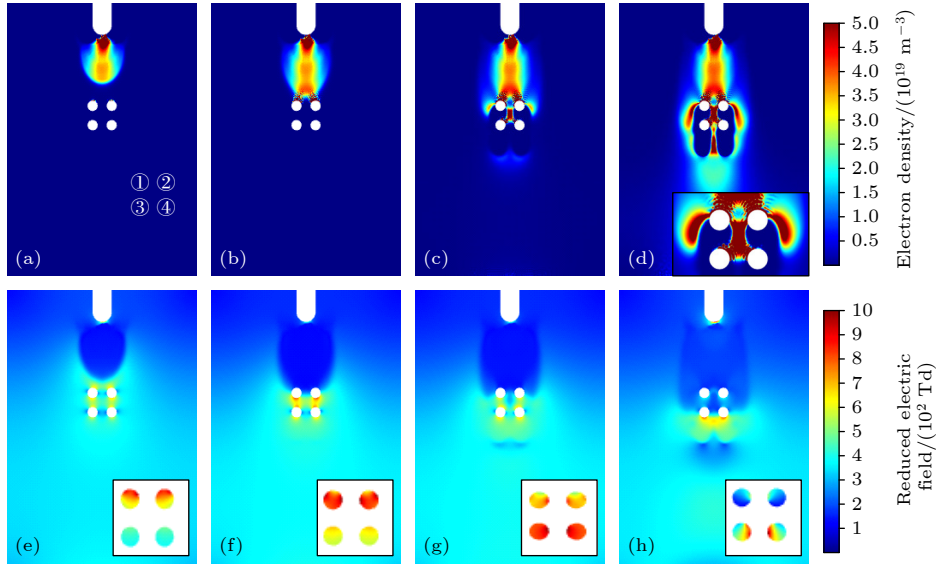


图4 稀疏分布大颗粒群存在条件下,流注放电电子密度时空演化 (a) $t = 0.8$ ns; (b) $t = 1.0$ ns; (c) $t = 1.5$ ns; (d) $t = 2.0$ ns. 放电间隙的约化电场和颗粒极化演化过程 (e) $t = 0.8$ ns; (f) $t = 1.0$ ns; (g) $t = 1.5$ ns; (h) $t = 2.0$ ns

Fig. 4. Streamer electron density evolution in the presence of large particles with sparse distribution: (a) $t = 0.8$ ns; (b) $t = 1.0$ ns; (c) $t = 1.5$ ns; (d) $t = 2.0$ ns. The reduced electric field and particle polarization evolution: (e) $t = 0.8$ ns; (f) $t = 1.0$ ns; (g) $t = 1.5$ ns; (h) $t = 2.0$ ns in the discharge gap.

稀疏分布大颗粒群存在条件下,流注放电电子密度的时空演化如图4(a)—(d)所示.随着颗粒数的增加,流注分支数随之上升,主流注电子密度则下降,其成因与单个颗粒情况下相似,但存在一定的差异.当流注头部即将到达颗粒①和②的表面时,流注头部前方预电离过程导致颗粒①和②表面产生表面电荷累积效应,其极性与施加在棒电极的电压极性一致,所产生的电场方向与棒-板间隙外加电场方向相反,从而导致在电子运动方程中电场漂移项的减弱,上方流注发展随即受到抑制.与图3中单个颗粒情况相比,分支流注的发展在颗粒群分布区域经历了更多颗粒极化电场与表面电荷电场的作用,整体发展较慢.此外,因颗粒表面极化而增强的电场在颗粒①和②的表面外侧引发沿面放电分支,在表面电荷电场作用下沿着颗粒表面向下游发展.与单个颗粒情况下不同的是,颗粒的极化增强了颗粒表面的外部电场,在颗粒①和②的表面激发了两支新的沿面放电流注,且因颗粒①和②的极化方向集中在两颗粒之间,沿面放电流注形成的位置要靠近水平方向.当在颗粒①和②表面内侧的沿面分支流注脱离颗粒表面时,流注传播的垂直方向与水平方向之间夹角比外侧分支流注更大.在颗粒①和②之间形成的两支空间体积放电分支流注头部电离区域接近时,融合成为一个放电流注向

前传播.因为放电流注头部预电离,下方的颗粒③和④出现表面电荷累积过程和极化,但此时因放电流注中的电子受库仑排斥作用,流注头部半径减小,电离区域减小,颗粒③和④极化强度减弱,在颗粒③和④的表面引发的沿面放电流注电子密度有所下降.在颗粒③和④的表面,空间体积流注形成两支沿面放电流注,在向下游发展过程中形成新的空间体积流注并继续发生融合,如图4(d)所示.颗粒③和④此时因流注头部预电离产生的电场,导致的颗粒极化电场方向几乎只集中于水平方向,如图4(h)中方框所示,因此导致内侧流注电子受电场的排斥作用,距离颗粒③和④表面较远,在颗粒③和④之间形成直径较细的空间体积流注,沿两个颗粒间的间隙向前发展,而颗粒③和④的外侧表面则没有沿面放电流注的产生,如图4(d)所示.在流注发展过程中,颗粒的极化如图4(e)—(h)所示,颗粒①,②和颗粒③,④随放电流注头部经过,依次出现内部极化过程.当流注头部远离颗粒表面后,颗粒表面电荷累积因复合过程而降至极低的水平.

在放电间隙中,颗粒群中颗粒间距、排列方式对流注放电产生的影响也会出现差异.图5展示了在紧密分布颗粒群存在条件下,流注电子密度、间隙电场和颗粒极化的演化过程.按照上述表示方法,将颗粒标记为①—⑤,如图5(a)所示.

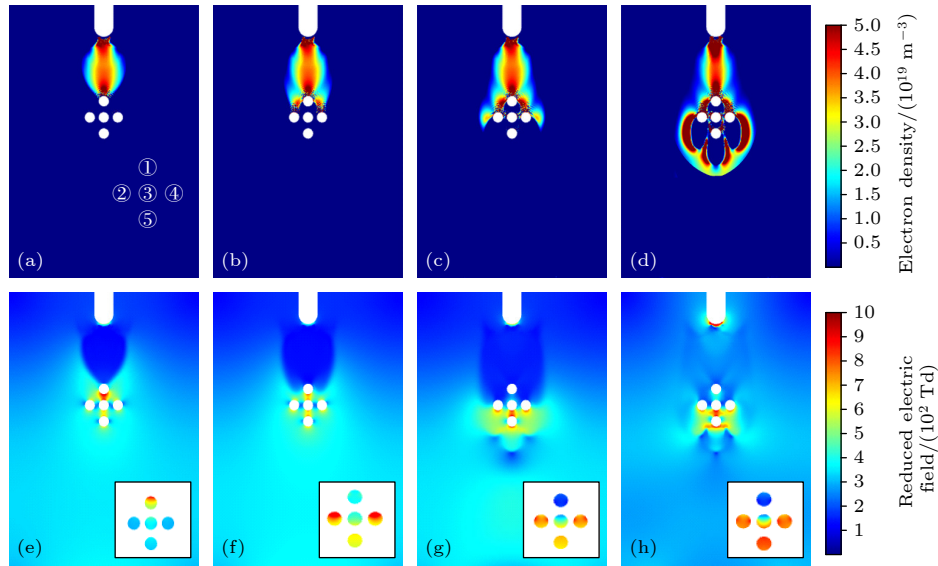


图 5 紧密分布大颗粒群存在条件下, 流注放电电子密度时空演化 (a) $t = 0.8$ ns; (b) $t = 1.0$ ns; (c) $t = 1.5$ ns; (d) $t = 2.0$ ns. 放电间隙中的约化电场和颗粒极化演化 (e) $t = 0.8$ ns; (f) $t = 1.0$ ns; (g) $t = 1.5$ ns; (h) $t = 2.0$ ns

Fig. 5. Streamer electron density evolution in the presence of large particles with dense distribution: (a) $t = 0.8$ ns; (b) $t = 1.0$ ns; (c) $t = 1.5$ ns; (d) $t = 2.0$ ns. The reduced electric field and particle polarization: (e) $t = 0.8$ ns; (f) $t = 1.0$ ns; (g) $t = 1.5$ ns; (h) $t = 2.0$ ns in the discharge gap.

图 5 中放电流注头部接近颗粒①表面时, 流注头部的预电离产生极高幅值的电场, 此时颗粒①的内部极化强度如图 5(e) 中方框所示. 颗粒①的极化过程增强了外部电场, 在颗粒①的表面产生两支对称的沿面分支流注并沿着颗粒表面向前方发展, 分支流注从颗粒①表面脱离形成新的空间体积放电流注. 当空间体积放电流注头部到达颗粒②和④上表面时, 流注头部强电场引起的颗粒极化强度如图 5(f) 中黑色线框所示, 此时颗粒③因距离两支空间体积放电流注头部较远, 颗粒内出现的极化强度较低. 当颗粒②和④表面的沿面流注向颗粒③表面发展时, 如图 5(g) 所示, 由于此时颗粒之间的间距减小, 颗粒②和③、③和④的表面电场对流注的抑制作用增强, 因而在颗粒间隙中形成的空间体积流注电子分布区域较小, 呈现出较细的流注直径, 其发展过程如图 5(c), (d) 所示. 当中层颗粒②和③、③和④之间的空间体积流注继续向颗粒⑤表面发展时, 颗粒⑤两侧的空间因没有其他颗粒的存在, 两支放电流注的电子所受电场排斥作用降低, 在颗粒⑤表面的流注直径增大, 但因颗粒②和③、③和④间的空间体积放电流注受到抑制, 颗粒⑤表面电荷累积水平以及颗粒⑤内部极化强度的减弱, 颗粒⑤表面沿面流注的直径仍比颗粒②和③上方的空间体积流注小, 且沿面分支流注脱离颗粒⑤表面时传播方向与水平方向夹角增大, 如图 5(d)

所示. 与图 4(h) 相比, 图 5(h) 说明颗粒间距的减小导致了颗粒极化程度的加强, 颗粒的极化电场对放电流注电子的排斥作用增强, 阻碍了在颗粒间放电流注的发展. 当 $80 \mu\text{m}$ 粒径的颗粒存在于放电间隙中时, 在图 4 和图 5 两种颗粒排列方式情况下, 流注在穿越颗粒群后, 分支流注的头部电离区域在颗粒⑤的前方融合, 进而出现了分支流注融合的现象.

3.2 小粒径颗粒群存在条件下流注放电结果

对于小粒径的颗粒 ($r_d = 5 \mu\text{m}$), 单个颗粒粒径与流注直径相差约 100 倍左右, 因此单个小粒径颗粒对流注放电的阻挡, 以及单个小粒径颗粒表面电荷累积和内部极化, 基本不会改变放电流注电子密度、分支数以及间隙电场分布. 而随着小粒径颗粒密度 n_d 的升高, 根据 (3) 式, 吸附源项 $I_e n_d$ 和 $I_i n_d$ 对流注电子密度的影响会变得显著. 根据 (2) 式和 (3) 式可知, 颗粒的电子充电电流 I_e 和离子充电电流 I_i 分别与电子 n_e 和离子密度 n_i 具有正相关的关系. 通过颗粒携带电荷量 Q_d 、充电电流 I_e 和 I_i 、颗粒密度以及颗粒粒径, 可以得到颗粒充电电势与流注放电等离子体中离子密度的关系. 将颗粒密度与放电流注中的带电粒子密度建立联系, 进而可以得到小粒径颗粒群存在条件下, 流注放电过程中电子密度的演化, 如图 6 所示.

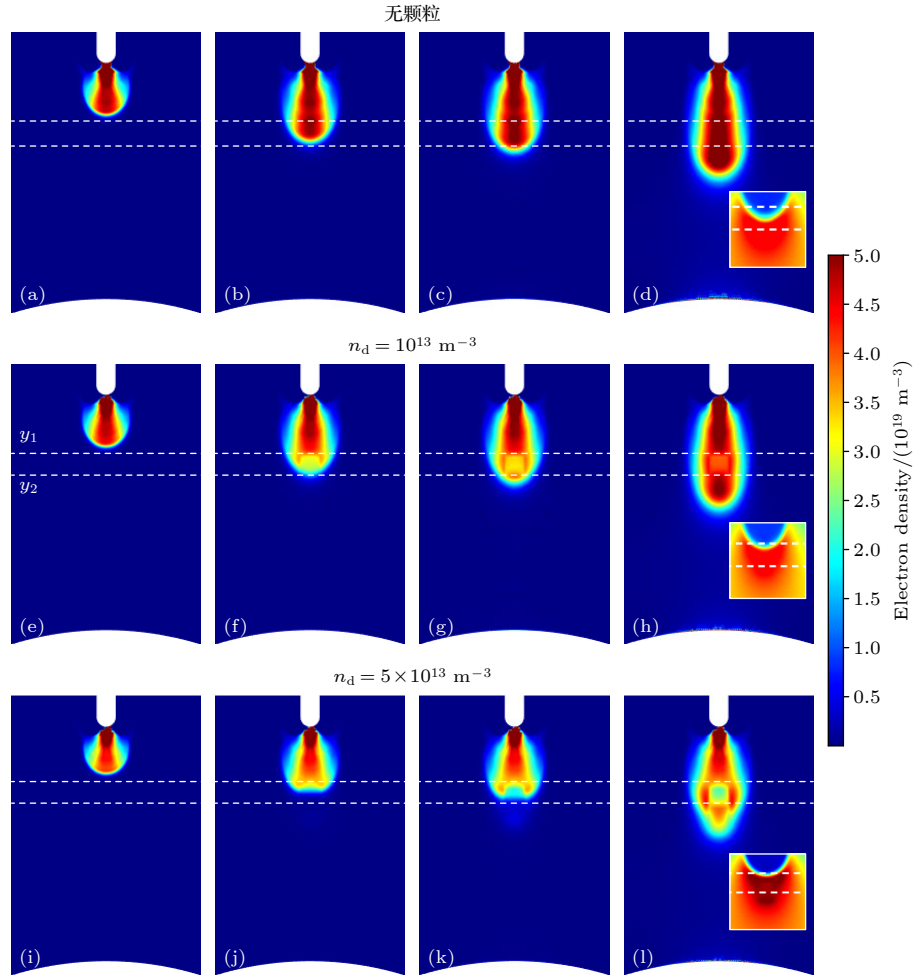


图 6 小粒径颗粒群存在条件下, 流注放电电子密度时空演化 (a) 无颗粒, $t = 0.5$ ns; (b) 无颗粒, $t = 1.0$ ns; (c) 无颗粒, $t = 1.5$ ns; (d) 无颗粒, $t = 2.0$ ns; (e) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 0.5$ ns; (f) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.0$ ns; (g) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.5$ ns; (h) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 2.0$ ns; (i) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 0.5$ ns; (j) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.0$ ns; (k) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.5$ ns; (l) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 2.0$ ns

Fig. 6. Streamer discharge electron density evolution in the presence of small particles group: (a) No particles, $t = 0.5$ ns; (b) no particles, $t = 1.0$ ns; (c) no particles, $t = 1.5$ ns; (d) no particles, $t = 2.0$ ns; (e) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 0.5$ ns; (f) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.0$ ns; (g) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.5$ ns; (h) $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 2.0$ ns; (i) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 0.5$ ns; (j) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.0$ ns; (k) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 1.5$ ns; (l) $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, $t = 2.0$ ns.

在颗粒粒径 $r_d = 5 \mu\text{m}$, 颗粒密度 n_d 分别为 $1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 以及 $5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 的情况下, 放电流注在向前传播过程中流注分支数和电子密度发生了明显的变化. 为了表达简洁, 颗粒分布区域的上边缘和下边缘分别标记为 y_1 和 y_2 , 如图 6(e) 所示.

与无颗粒情况时相比, 随着颗粒密度的增大, 放电流注分支的现象逐渐显著. 图 6(f) 为当颗粒密度 $n_d = 1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 情况下, 放电流注头部发展到颗粒群分布区域 y_1 处的电子密度分布. 当流注头部开始从 y_1 处向颗粒分布区域内部穿越时, 此处的颗粒通过吸附流注头部的电子和离子, 开始进行充电过程, 颗粒的电子充电电流 I_e 和离子充电电流 I_i 开始上升. 同时, 根据 (5) 式和 (7) 式, 颗粒

通过充电过程, 进而携带了电荷数 Z_d , 对局部电势的计算提供额外的源项. 大量颗粒因充电过程携带电荷, 并开始形成具有负极性高压的颗粒云, 与施加在棒电极的电压极性相同. 此时高压棒电极与颗粒分布区域边缘 y_1 之间的电场强度降低, 流注放电发展受到抑制, 电子密度出现了较为明显的降低. 小粒径颗粒通过吸附电子和离子的充电过程, 与大粒径颗粒表面累积电荷对流注抑制的作用具有相同的机制. 当 y_1 附近的颗粒达到饱和和充电状态时, 如图 6(g) 所示, 电子相对于颗粒表面的一定距离时, 电子势能与电子动能达到平衡, 电子无法继续被达到饱和和充电电势的颗粒吸附. 在颗粒云电场作用下, 一部分电子可以穿过颗粒群边缘 y_1 并

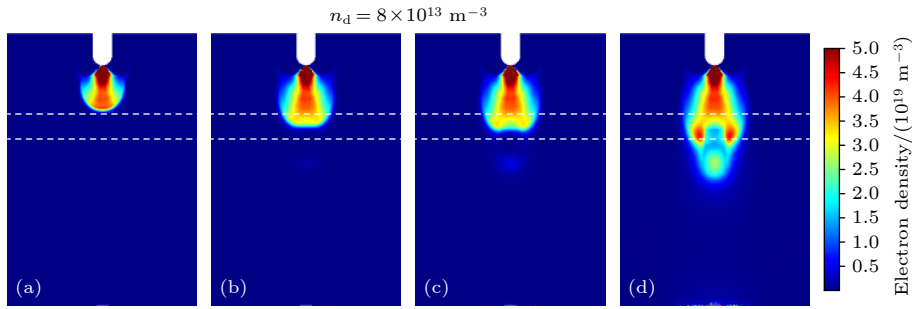


图 7 流注电子密度在颗粒不均匀充电条件下的时空演化 (a) $t = 0.5$ ns; (b) $t = 1.0$ ns; (c) $t = 1.5$ ns; (d) $t = 2.0$ ns

Fig. 7. Evolution of electron density in the case of uneven charge of particles: (a) $t = 0.5$ ns; (b) $t = 1.0$ ns; (c) $t = 1.5$ ns; (d) $t = 2.0$ ns.

进入颗粒分布区域的内部,放电流注继续向下游传播,另外一部分则在 y_1 位置处形成两支独立的流注分支沿颗粒分布区域左右边缘传播,如图 6(h) 所示.但是进入颗粒分布区域的电子会继续被前方未充电的颗粒捕获,并且捕获现象随颗粒密度增大而更加显著,如图 6(l) 所示,放电流注中的电子密度因颗粒吸附而进一步下降.此外,大量颗粒通过充电过程携带电荷,在颗粒分布区域内形成负极性的高压区域,导致区域外的流注分支的电子受到电场力的作用,使得分支流注的电子沿着颗粒分布区域边缘外侧形成两支独立传播的流注分支向前传播,无法进入颗粒分布区域内部.颗粒密度较低时,颗粒分布区域内的颗粒对带电粒子的吸附作用相对较低,放电流注中部分电子可以穿过颗粒群并到达区域的下方边缘 y_2 .与图 4 中流注发展过程相比较,图 6(h), (l) 说明了当流注离开下边缘 y_2 后,颗粒充电过程对放电流注的向前发展仍具有较大的影响.

在 y_2 处产生的新流注电子密度可达到 $1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$,与 y_1 上方的主流注中的电子密度接近,而且发展的速度比颗粒分布区域左右两侧的分支流注更快.沿颗粒分布区域左右边缘传播的剩余两支分支流注在颗粒分布下方边缘区域,与新流注头部发生相互融合的现象,从 y_1 到 y_2 流注形态上经历了分支-膨胀-融合的过程.

当颗粒密度进一步升高至 $8 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 时,会引起颗粒分布区域内达到饱和充电的颗粒数减少,未达到饱和充电的颗粒处于分布区域的下方靠近 y_2 位置,出现分布区域内颗粒“不均匀充电”的现象.“不均匀充电”是在放电过程中,上方颗粒先进行充电过程,导致下方颗粒能吸附的带电粒子大量减少,屏蔽下方颗粒产生的现象,为模型自发演化

的结果.流注在 $t = 2.0$ ns 时经过颗粒分布区域,因为上述颗粒的不均匀充电过程,区域上方颗粒的充电过程形成了局部的高压区域,形成“虚拟高压电极”,在 y_2 处保留了足够高的电场差.颗粒的不均匀充电现象导致 y_2 处达到局部击穿水平,同样引起新流注的产生.在颗粒不均匀充电过程影响下,流注电子密度时空演化如图 7 所示.与图 6(i) — (l) 相比,流注在穿过颗粒群分布区域时,流注头部的电子几乎完全被颗粒分布区域内靠近 y_1 的颗粒所捕获,因此处于下方和边缘区域的颗粒只能捕获少量电子.对于左右两只流注分支,因为颗粒群内不均匀充电过程,对区域左右边缘分支流注头部电子的电场排斥作用被削弱,因此出现了流注分支向颗粒群分布区域发展的现象.

小粒径颗粒群存在条件下,对于放电间隙内电势变化和棒-板放电间隙电场演化,选取了棒-板电极中轴线上的参数进行研究,选取的方向沿 y 轴正方向,如图 2(c) 中红色箭头所示.中轴线上电势变化如图 8 所示.

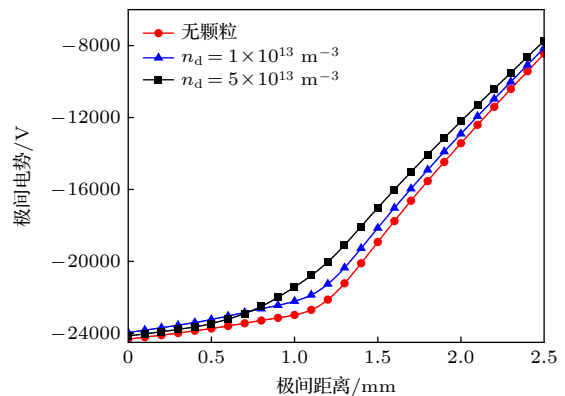


图 8 $t = 2.0$ ns 时棒-板极间电势随小粒径颗粒密度的变化

Fig. 8. Variation of potential between rod and plate with small particle density at $t = 2.0$ ns.

图 8 为 $t = 2.0$ ns 时流注发展经过颗粒群分布区域后, 棒-板极间电势在中轴线上的分布. 当小粒径颗粒密度上升时, 颗粒对流注头部的电子和离子的吸附作用加强, 进行充电过程的颗粒数也出现上升, 颗粒群形成的电场抑制了 y_1 上方流注的运动, 降低了流注的传播速度, 因此流注头部分离电荷形成的电势在 y 轴上体现出演化滞后的现象. 此外, 流注头部的电荷密度因颗粒吸附导致下降, 形成的电势幅值也随之下降. 与整个棒-板间隙相比, 颗粒分布区域 y_2 与接地极间形成了垂直距离更小的放电间隙, 而此位置因颗粒不均匀充电导致了对 y_2 处的高电场幅值, 促进了新流注的形成, 提高了流注向接地极传播的速度.

流注头部则因强烈的电荷分离, 一直位于电场幅值最大值处, 对于棒-板之间的电场幅值演化, 如图 9 所示. 随着小粒径颗粒密度的升高, 中轴线上的电场幅值在棒电极-颗粒分布区域 y_1 、颗粒分布区域下边缘 y_2 -接地极的两个放电间隙中的演化趋势相反, 体现出充电颗粒群对 y_1 上方来流流注的抑制, 以及对 y_2 下方新流注发展的促进作用. 在 y_1 和 y_2 之间, 颗粒对放电流注中电子和离子的吸附, 提高了颗粒群对电场源项的贡献, 使得局部电场强度随颗粒密度升高而增大, 当棒-板间隙外加电压不发生变化时, 颗粒对流注中带电子的吸附作用使得流注头部发生的电荷分离过程减弱, 电离程度降低, 同时充电颗粒群形成的电场方向与外电场方向一致, 当流注在棒电极-颗粒分布区域上边缘 y_1 之间传播时, 电子的电场漂移项减弱, 因此电场幅值较高的流注头部传播速度下降, 出现了电场幅值演化滞后的现象, 电场幅值演化转变发生在颗粒群分布区域. 而在颗粒群分布区域下边缘 y_2 -接

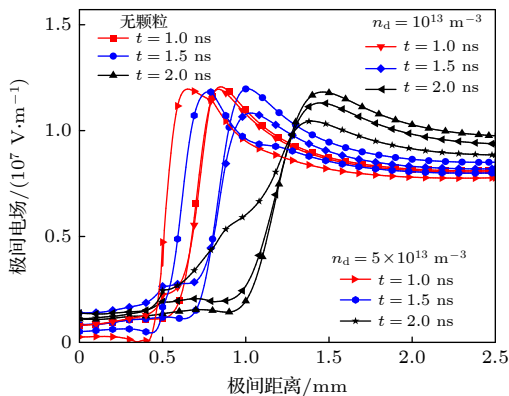


图 9 不同颗粒密度条件下, 棒-板间的电场幅值演化
Fig. 9. Evolution of electric field strength between rod and plate electrodes with different particle group densities.

地极间的区域, 由于 y_2 处受颗粒不均匀充电的作用, 保留了较高的电场差, 新的放电流注的电子受到电场作用, 传播速度加快, 流注头部的高幅值电场变化随之加快, 从而出现了电场幅值演化在两个区域随颗粒密度升高而反转的现象. 当 $t = 2.0$ ns, 流注穿过颗粒群分布区域时, 电子密度在中轴线上的分布如图 10 所示.

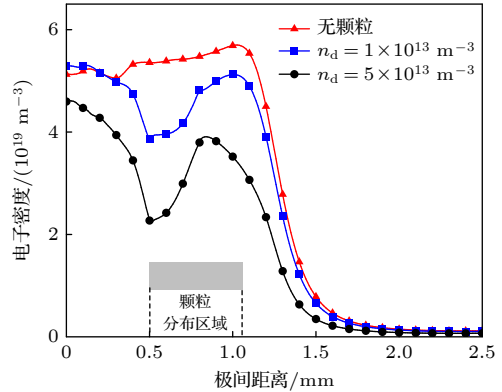


图 10 不同颗粒密度条件下 $t = 2.0$ ns 中轴线电子密度分布
Fig. 10. Distribution of electron density along the central axis with different particle group density at $t = 2.0$ ns.

为了研究流注中的电子密度受小粒径颗粒密度的影响, 图 10 给出了 $t = 2.0$ ns 流注经过颗粒群分布区域时, 流注内的电子密度随颗粒密度在中轴线上的变化. 在颗粒分布区域内, 流注头部预电离对颗粒分布区域上边缘 y_1 位置附近的颗粒进行充电, 颗粒群对流注中的电子和离子吸附作用随着颗粒密度的升高而增大, 同时颗粒的表面电荷累积形成的电场抑制上方流注的发展. 对于高压棒电极到颗粒群分布区域上方 y_1 的流注, 即使此空间没有颗粒吸附导致的电子密度下降现象, 但是颗粒群充电在 y_1 处引起的电势对流注头部空间电荷分离的抑制, 同样导致了电子密度的下降. 在中轴线沿 y 轴 0—0.5 mm 的范围内, 放电流注电子密度下降. 当流注到达颗粒分布区域上边缘 y_1 并开始向颗粒分布区域内部传播时, 与无颗粒情况相比, 颗粒充电过程的加剧导致流注中的电子密度最大下降达到了 61%. 图 10 中, 电子下降 61% 的情况发生在 $t = 2.0$ ns, 且位于颗粒分布区域上方 y_1 边缘处, 此时颗粒密度 $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$. 相较于无颗粒的情况, y_1 处的电场强度从 $2 \times 10^6 \text{ V/m}$ 上升至 $2.5 \times 10^6 \text{ V/m}$, 因电场导致的碰撞电离变化较小, 碰撞电离项维持在同一水平. $t = 2.0$ ns 时, 随着颗粒密度 n_d 增至 $5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$, 吸附项 $I_k n_d$ 随之增大,

电子密度下降更加明显, y_1 处的碰撞电离过程对电子密度的影响程度不及吸附项 $I_k n_d$, 因此可以认为此处电子密度下降是吸附项 $I_k n_d$ 占据了主导地位. 在流注头部, 存在强烈的空间电荷分离和极高的约化电场, 流注头部电荷分离产生的高幅值电场导致了电子能量分布整体较高, 准中性约束条件会导致 OML 计算得出的颗粒表面电势出现一定的误差. 根据 (2) 式可知, 电子能量偏高时, 电子充电电流 I_c 也会增大, 进而使得实际放电过程中颗粒表面电势幅值要比通过 OML 理论计算得到的电势更高, 意味着更高的电子吸附源项 $I_c n_d$. 在流注头部, 电子能量处于 3—6 eV, 采用此处电子能量计算得到的颗粒表面电势可达 -8.65 V, 进一步对放电模型求解后, 得到最终电子密度下降 66.5%. 因此, 采用 OML 假设对最终电子密度下降可能会带来 9% 的计算误差, 最终电子密度会下降 61%—66.5%. 在 $n_d = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ 的条件下, 颗粒群分布区域的下方边缘 y_2 , 电子密度有所回升, 这是因为充电颗粒群提升了新流注头部的电离率, 进一步维持了流注放电的继续发展, 对应于图 6(1) 所呈现的放电流注电子密度的分布.

4 结 论

1) 在颗粒密度较低时, 大粒径颗粒对流注放电分支的改变程度主要由颗粒间距、排列方式与颗粒粒径和流注头部半径的相对大小决定. 大粒径颗粒表面的电荷累积和内部极化过程对流注分支数、体积-沿面放电的转换具有决定性作用. 而当小粒径颗粒密度升高时, 对流注分支、电子密度以及电场幅值演化体现出了群体效应, 即由颗粒密度起主导作用, 通过颗粒吸附带电粒子进行充电实现对流注放电演化的改变, 与大粒径颗粒群所不同的是, 在经过小粒径颗粒群分布区域时, 流注在颗粒分布区域内不会出现分支现象.

2) 小粒径颗粒群随着颗粒密度的上升, 颗粒群分布区域中的颗粒充电效应将棒-板放电间隙分为两部分, 因颗粒群充电导致的局部电势导致流注在两部分区域的运动过程发生了变化, 在两个区域体现出对放电流注从抑制到增强的作用, 电场幅值演化趋势随流注发展出现的反转现象, 这种反转主要发生在颗粒群分布区域.

3) 随着颗粒群密度的进一步提高, 颗粒的不均匀充电现象引起了颗粒群分布区域下方至接地

极间隙中流注的重新生成, 但是新的生放电流注的电子密度要显著低于能够穿过透颗粒群的情形. 此外, 两支分支流注的电子受颗粒群区域形成的库仑排斥作用, 沿着颗粒群区域外缘向下游传播; 由于颗粒群下边缘区域颗粒充电不充分, 左右分支流注电子所受的排斥作用相应减弱.

参考文献

- [1] Huang D C, Fan J B, Wang P, Cheng Y Z, Liu Y, Ruan J J, Sun Y, Deng Y Q 2023 *High Volt. Eng.* **49** 1892 (in Chinese) [黄道春, 范建斌, 王平, 程玉洲, 刘勇, 阮江军, 孙勇, 邓永清 2023 *高电压技术* **49** 1892]
- [2] Zhang Z Q, Song H, Dai J J, Luo L G, Sheng G H, Jiang X C 2021 *Proc. CSEE* **41** 2929 (in Chinese) [张钊祺, 宋辉, 代杰杰, 罗林根, 盛戈峰, 江秀臣 2021 *中国电机工程学报* **41** 2929]
- [3] Liu J, Wang J, Liang M, Liu Y P, Huang Z C, Li X C, Geng J H, Liu J X 2022 *Insul. Mater.* **55** 99 (in Chinese) [刘炯, 王劲, 梁明, 刘云鹏, 黄志成, 李星辰, 耿江海, 刘继兴 2022 *绝缘材料* **55** 99]
- [4] Feng B W, Wang R Y, Ma Y P X, Zhong X X 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095201 (in Chinese) [冯博文, 王若愚, 马雨彭雪, 钟晓霞 2021 *物理学报* **70** 095201]
- [5] Li H W, Sun A B, Zhang X, Yao C W, Chang Z S, Zhang G J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 045101 (in Chinese) [李哈蔚, 孙安邦, 张幸, 姚聪伟, 常正实, 张冠军 2018 *物理学报* **67** 045101]
- [6] Lü F C, Liu C, Ding Y J 2018 *High Volt. Appar.* **54** 1 (in Chinese) [律方成, 刘畅, 丁玉剑 2018 *高压电器* **54** 1]
- [7] He B, Zhang G, Chen B F, Gao N K, Li Y Z, Peng Z R, Jin Y H 2010 *Sci. Sin-Phys. Mech. As.* **40** 296 (in Chinese) [贺博, 张刚, 陈邦发, 高乃奎, 李耀中, 彭宗仁, 金云海 2010 *中国科学: 物理学 力学 天文学* **40** 296]
- [8] Gao S G, Li J T, Jiang M, Zhang Z Y, Li T, Zhang P, Guo G Y 2017 *Insul. Surge Arresters* **05** 177 (in Chinese) [高世刚, 李江涛, 姜梅, 张忠元, 李涛, 张鹏, 郭光焰 2017 *电瓷避雷器* **05** 177]
- [9] Wang J, Tu Z F, Chen B, He Z H, Zhang Z Y 2020 *High Voltage Eng.* **46** 1013 (in Chinese) [王健, 涂志飞, 陈彬, 何正浩, 章卓雨 2020 *高电压技术* **46** 1013]
- [10] Shao G W 2006 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [邵瑰玮 2006 博士学位论文 (武汉: 华中科技大学)]
- [11] Zhou X M, Zhang B Y, Chen L, Li X W 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 015202 (in Chinese) [周鑫森, 张博雅, 陈立, 李兴文 2024 *物理学报* **73** 015202]
- [12] Li J, Jiang N, Wang X L, Yu G L, Peng B F, He J W, Li J 2024 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **57** 255203
- [13] Li J, Jiang N, He J W, Yu G L, Qin L, Li C, Sheng Z R, Shang K F, Lu N, Li J 2025 *J. Appl. Phys.* **137** 133302
- [14] Babaeva N Y, Bhoj A N, Kushner M J 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 591
- [15] Meng X B, Zhu J X, Zhang H 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 172007
- [16] Babaeva N Y, Lee J K, Kim H C 2004 *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** 127
- [17] Liang Y G, Yuan C X, Li H, Tian R H, Wu J, Kudryavtsev A A, Zhou Z X, Tian H 2018 *Phys. Plasmas* **25** 023701
- [18] Polyakov D N, Shumova V V, Vasilyak L M, Fortov V E 2011 *Phys. Lett. A* **375** 3300

- [19] Vasilyak L M, Polyakov D N, Shumova V V 2013 *Contrib. Plasma Phys.* **53** 432
- [20] Ma J X, Yu M Y, Liang X P, Zheng J, Liu W D, Yu C X 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1584
- [21] Zaehring E, Schwabe M, Zhdanov S, Mohr D P, Knapik C A, Huber P, Semenov I L, Thomas H M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 033703
- [22] Chaudhuri M, Heijmans L C J, van de Kerkhof M, Krainov P, Astakhov D, Yakumin A M 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 095005
- [23] Bacharis M, Coppins M, Allen E 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 025002
- [24] Tian R H, Liang Y G, Hao S J, Feng J, Jiang X N, Li H, Yuan C X, Wu J 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 095401

Streamer discharge under particle group effect*

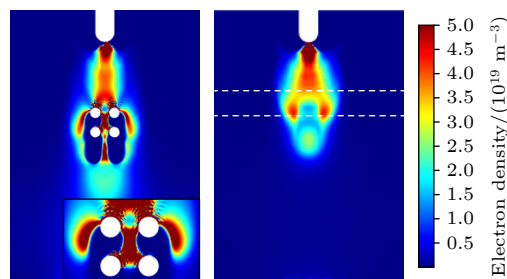
XUE Xiaojian[†] LIANG Qing SUN Jinlu MA Xuechao ZHANG Yibo

(College of Intelligent Manufacturing Engineering, Shanxi Institute of Science and Technology, Jincheng 048000, China)

(Received 25 December 2025; revised manuscript received 1 February 2026)

Abstract

Abnormal streamer discharge phenomena in ultra-high voltage power transmission equipment are strongly influenced by the spatial distribution of airborne particles. This study develops a coupled fluid model comprising a streamer discharge fluid module and a particle charging module, to investigate the influence of particle size and density on discharge branching, electron density distribution, electric field evolution, and related physical processes. The streamer discharge fluid module supplies electron and ion density data to the particle charging module, while the particle charging module, in turn, delivers the charged particle continuity source term and the charge source term to the streamer discharge module. The study reveals that polarization of large-size particles enhances electric field intensity adjacent to the outer particle surface, promoting surface streamer initiation and suppressing the propagation of the volume streamers. The smaller the interparticle distance, the less likely a new volume streamer is to be observed. For the circumstance of smaller-size particles, the quantity of streamer branches exhibits a substantial increase attributable to the electric field source term and the continuity source term arising from the particle charging process via the electron and ion adsorbing. As a result, the electron density within the streamer drops significantly by approximately 61% in the presence of the particle distribution. Concurrently, the evolution of the electric field amplitude across the discharge gap undergoes a distinct reversal, driven by the particle charging inside the particle distributing region. In both larger-size and smaller-size particle scenarios, the accumulated surface charge distorts the local electric field, thereby suppressing upward streamer propagation through the particle distributing region while simultaneously enhancing the streamer's velocity as it exits this region and advances toward the bottom electrode.



Keywords: streamer discharge, particle group effect, particle charging, discharge streamer branching

DOI: [10.7498/aps.75.20251757](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251757)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251757](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20251757)

* Project supported by the Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi Province, China (Grant No. 2024L451) and the Scientific Research Foundation for Advanced Talents of Shanxi Institute of Science and Technology, China (Grant No. 2024022).

[†] Corresponding author. E-mail: xxj2664830971@163.com



颗粒群效应作用下的流注放电

薛晓健 梁庆 孙晋璐 马学超 张一博

Streamer discharge under particle group effect

XUE Xiaojian LIANG Qing SUN Jinlu MA Xuechao ZHANG Yibo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100504 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251757

CSTR: 32037.14.aps.75.20251757

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251757>

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

不同氧浓度混合气体二次流注放电下激发态氧原子生成特性与影响因素

Characteristics and influencing factors of excited oxygen atom generation in secondary streamer discharge of mixed gases with different oxygen concentrations

物理学报. 2025, 74(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241550>

金属微粒影响三电极气体火花开关击穿过程的仿真研究

Simulation of effect of metal particles on breakdown process of three-electrode gas spark switches

物理学报. 2024, 73(1): 015202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231283>

脉冲电磁驱动低温螺旋流注放电机理

Mechanism of low-temperature helical streamer discharge driven by pulsed electromagnetic field

物理学报. 2023, 72(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230034>

基于分形理论的亚毫米间隙正负极性流注放电特性

Discharge characteristics of positive and negative polarity streamers with submillimeter gap based on fractal theory

物理学报. 2023, 72(19): 194702 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230937>

大气压空气中纳秒脉冲弥散放电的边界范围敏感性: 基于轴对称流体模型的仿真分析

Boundary range sensitivity of nanosecond pulse diffuse discharges in atmospheric air: Simulation analysis based on axisymmetric fluid model

物理学报. 2025, 74(16): 165201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250473>

水电导率对水下微秒脉冲流光放电形态的影响

Effect of water conductivity on underwater microsecond pulsed streamer discharge type

物理学报. 2025, 74(5): 055204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241637>