

高温金属颗粒物对弧后等离子体扩散影响的混合模拟研究*

李瑞 王振兴[†] 赵佳琦 耿英三 刘志远

(西安交通大学, 电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049)

摘要

弧后等离子体扩散与外电路演化构成耦合过程, 触头烧蚀产生的高温金属颗粒物通过持续蒸发与碰撞电离参与了这一耦合, 然而其作用机理尚缺乏系统研究。本文建立考虑外电路的三维混合麦克斯韦-玻尔兹曼模型, 自洽模拟了颗粒物蒸发、外电路演化与等离子体扩散间的耦合过程。结果表明, 当颗粒物蒸发和碰撞电离所产生的带电粒子能够持续补偿鞘层电场抽取与弧后等离子体输运所造成的带电粒子损失时, 鞘层扩张过程将陷入停滞状态。颗粒物位置的对比进一步显示, 当颗粒物位于触头轴线时, 其与弧后阴极的距离是决定等离子体能否扩散完成的关键因素; 偏离轴线时, 颗粒物外侧的等离子体堆积, 导致鞘层难以扩张至该区域, 且阴阳极表面电场呈不对称分布。鞘层停滞在宏观上表现为弧后电流的非零平台, 但仅凭弧后电流幅值不足以判断残余等离子体的清除程度。与固定暂态恢复电压上升率条件下的结果对比表明, 上述颗粒物效应的完整描述离不开外电路耦合。上述结果揭示了颗粒物温度与空间位置影响弧后等离子体扩散的物理机制。

关键词: 真空放电; 介质恢复; 金属颗粒物; 混合模拟

PACS: 52.80.Vp, 52.25.Mq, 52.40.Kh, 52.65.Ww

基金: 智能电网重大专项(2030)(批准号: 2024ZD0802500)资助的课题。

[†] 通信作者. E-mail: zxwang@xjtu.edu.cn

1 引言

真空断路器兼具绿色环保、绝缘性能优良与灭弧能力强等突出优势，已在中压配电领域获得广泛应用，并正逐步向高压领域拓展^[1-3]。随着电压等级的提升，真空断路器的开断能力面临严峻挑战，成为制约其向更高电压等级发展的核心瓶颈^[4,5]。弧后等离子体扩散过程是弧隙由导通状态恢复至绝缘状态的关键阶段，其扩散与衰减的快慢直接决定了间隙介质恢复速度^[6]。介质恢复速度越快，间隙承受暂态恢复电压（Transient Recovery Voltage, TRV）而不发生击穿的能力就越强；反之，若 TRV 上升速率超过介质恢复速度，将引发弧后击穿导致开断失败^[7]。因此，弧后等离子体扩散过程是决定真空断路器开断能力的关键环节。

弧后等离子体扩散过程与外电路演化紧密耦合。电流过零后，TRV 通过电场力驱动残余等离子体中的带电粒子运动；而扩散过程则通过影响弧后电流（Post-Arc Current, PAC）的大小，反作用于 TRV。国内外学者围绕这一耦合关系展开了广泛研究。在 TRV 驱动扩散方面，Andrews 等人^[6]建立了连续过渡模型，从理论上阐明了电流过零后 TRV 的建立驱动弧后鞘层向弧后阳极发展，且鞘层扩张速度直接取决于 TRV 的上升速率。Huber 等人^[8]通过短路电流开断实验验证了这一规律，结果表明 TRV 上升速率越高，残余等离子体清除越快。莫永鹏等人^[9]采用二维柱坐标粒子网格（Particle-in-cell, PIC）模拟进一步揭示了 TRV 上升速率对带电粒子运动轨迹的调控：TRV 上升速率越高，越多带电粒子在轴向电场驱动下被触头表面吸收，径向飞出间隙的粒子相应减少。在扩散对 TRV 的反作用方面，Soloot 等人^[10]将弧后鞘层、PAC 与网络方程联立求解，发现容性开断时最初几微秒的 TRV 波形由 PAC 决定，而 PAC 又由等离子体状态决定。李旭彬等人^[11]建立了直流真空断路器弧后鞘层的简化等效电路模型，通过 PIC-蒙特卡洛碰撞（Monte Carlo Collision, MCC）模拟标定等效参数，揭示了带电粒子漂移速度对等效电路参数及 PAC 的影响规律。即使在多断口系统中，各断口等离子体扩散特性的差异

也会导致 PAC 不平衡,进而引发 TRV 分配不均^[12,13]。由此可见,弧后等离子体扩散与外电路之间构成了自洽的耦合过程,对这一耦合过程的准确描述,是深入分析开断能力的基础。

然而,上述耦合过程忽略了触头烧蚀产生的金属颗粒物这一关键因素。高温金属颗粒物在弧后阶段持续蒸发产生金属蒸气,金属蒸气在残余等离子体中被电子碰撞电离,产生二次等离子体,从而引入额外的带电粒子,阻碍弧后等离子体的扩散。Batrakov 等人^[14]测量了阴极斑点附近金属颗粒物的光谱,发现其光谱特征与等离子体发光光谱相似,且在电弧熄灭后长达毫秒量级内持续发光,表明颗粒物在弧后阶段持续活跃。Tuma 等人^[15]的实验测量显示,颗粒物蒸发显著影响间隙内的原子密度。Boxman 等人^[16]的理论模型指出,颗粒物持续蒸发的中性金属原子在残余电子作用下发生碰撞电离,可产生二次等离子体。Zalucki^[17]定量计算了金属蒸气密度的衰减过程,发现衰减过程对颗粒物初始温度敏感。蒋原等人^[18]的计算进一步表明,颗粒物蒸发的金属蒸气超过 80%分布在 10 倍颗粒物半径范围内,局部蒸气密度可达 $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。上述研究确认了颗粒物在弧后阶段的持续蒸发与电离。在此基础上,研究者进一步考察了其对弧后等离子体的影响。曹志远等人^[19]模拟了电流零点附近真空电弧与金属颗粒物的相互作用,发现颗粒物产生的离子漂移速度远低于阴极斑点发射的高速离子,难以快速消散,导致局部等离子体密度升高。黄小龙等人^[20]的仿真研究则表明,颗粒物周围会形成电离层,金属蒸气穿过时发生电离,产生大量等离子体。王立军等人^[21]的模拟进一步表明,金属颗粒物使弧后重燃更易发生。上述研究从实验与理论两方面证实:金属颗粒物可持续产生大量金属蒸气并引发二次电离,使局部等离子体密度升高、难以快速消散,直接阻碍弧后等离子体的扩散过程。

更为关键的是,颗粒物产生的二次等离子体进一步参与了上述耦合过程。一方面,它与 TRV 构成动态竞争:颗粒物的蒸发与电离在局部产生高密度二次等

离子体，阻碍残余粒子的扩散，而 TRV 通过电场力驱动带电粒子运动，促进残余粒子的清除。王振兴等人^[22]采用一维 PIC-MCC 模型定量研究了离子与中性金属蒸气碰撞对鞘层发展的影响，结果表明中性蒸气密度越高则鞘层发展所需时间越长、TRV 上升率越高则鞘层发展越快。二者在鞘层发展速率上构成动态竞争：当 TRV 的驱动效应占优时，等离子体被有效清除，反之局部等离子体不断累积，开断失败的风险上升。另一方面，颗粒物通过改变残余等离子体的局部空间分布，间接影响 PAC 的幅值与波形。王丹等人^[23]的二维粒子模拟表明，金属蒸气作用下弧后电流随时间下降更为平缓，鞘层发展速率不再快速增加，从仿真层面证实了金属蒸气对 PAC 波形的直接影响。而 PAC 又通过外电路决定 TRV 的变化^[10]。由此可见，颗粒物的影响并不局限于二次等离子体阻碍扩散，它在改变等离子体分布的同时，通过 PAC 影响 TRV 波形，而 TRV 又反过来驱动等离子体的扩散，形成自洽的耦合过程。

上述耦合过程本身的复杂性，加之颗粒物空间分布的随机性，使实验手段难以完整捕捉其动态。因此，数值仿真成为研究这一耦合过程的必要手段。然而，现有弧后仿真研究尚未将颗粒物效应与外电路耦合同时纳入考虑。在涉及金属蒸气或颗粒物的仿真中，曹志远等人^[19]采用混合模型模拟了高温颗粒物与真空电弧等离子体射流的相互作用，但研究止于电流零点时刻，未涉及弧后 TRV 驱动下的等离子体扩散过程。王立军等人^[21]采用 PIC-MCC 模型模拟了含液滴的弧后重燃过程，外施电压同样为预设波形。不限于颗粒物问题，更广泛的弧后鞘层仿真也普遍采用固定 TRV 上升率的条件^[24-26]。然而，这种固定电压波形的简化条件切断了弧后等离子体扩散对 TRV 的反馈路径，当颗粒物产生的二次等离子体显著影响 PAC 波形时，PAC 的变化本应通过外电路反作用于 TRV，而固定 TRV 上升率的条件强制 TRV 按预设波形演化，使模型无法准确描述颗粒物经由 PAC-TRV 路径引入的耦合效应。因此，针对颗粒物影响下的弧后等离子体扩散过程这

一问题，需要建立同时包含颗粒物效应与外电路耦合的仿真模型。

针对上述问题，本文建立了考虑外电路的三维混合麦克斯韦-玻尔兹曼（Maxwell-Boltzmann, MB）模型，将颗粒物蒸发、碰撞反应、弧后等离子体输运与外电路演化纳入统一计算框架。首先分析了金属颗粒物对电流零点时刻的残余等离子体分布的影响；然后探究了颗粒物温度对弧后等离子体扩散的作用；在此基础上，通过与固定 TRV 上升率条件进行比较，以及改变外电源电压，分析了外电路耦合与电路参数的影响；最后，通过比较颗粒物处于不同空间位置时的弧后等离子体扩散结果，分析了颗粒物的空间效应。

2 模型建立

为深入探究金属颗粒物对等离子体扩散过程的作用机理，本文构建了一种考虑外电路的混合等离子体动态仿真模型。该模型在处理等离子体时，将金属离子与原子视为宏粒子，而将电子视为流体。这种处理方式能够在保留部分动力学特性的同时，大幅提高计算效率。仿真流程主要分为两个关键阶段：首先，计算熄弧阶段内最后一个阴极斑点熄灭前的等离子体射流分布，为电流零点时刻提供物理自洽的残余等离子体分布；随后，进入弧后阶段，模拟残余等离子体在 TRV 驱动下的扩散以及弧后鞘层的发展过程。与此同时，模型考虑了金属颗粒物的蒸发、碰撞电离及电荷交换等反应过程，以准确计算金属颗粒物产生的二次等离子体。最终，通过建立微观粒子动力学与外电路微分方程的相互作用关系，实现了颗粒物影响下的弧后等离子体演化与外电路波形变化的自洽耦合计算。

2.1 熄弧阶段混合模型

在真空电弧熄弧过程的模拟中，传统的磁流体动力学方法受限于局部热力学平衡假设，难以描述低密度等离子体的非平衡特性；而 PIC 方法在处理宏观时空尺度问题时计算代价高昂。为此，本文采用三维混合等离子体模型，旨在平衡计算精度与仿真效率。该模型的核心思想在于对不同质量的粒子实施差异化处理：

将电子视为无质量流体，而将离子与中性原子视为宏粒子以保留其动力学特性。这一处理的物理背景是真空电弧中离子的迁移速度远大于热速度，而电子的热速度远大于迁移速度^[27]。

离子的运动受到电场力与洛伦兹力的驱动，其运动方程为：

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i \quad (1)$$

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = q_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) \quad (2)$$

其中 $\vec{x}_i$ 、 $\vec{v}_i$ 、 m_i 和 q_i 分别是离子的位置、速度、质量和电荷量， $\vec{E}$ 和 $\vec{B}$ 分别是电场强度和磁感应强度。

考虑无质量电子流体的动量守恒方程，并引入理想气体状态方程与准中性假设

$$m_e n_e \frac{d\vec{u}_e}{dt} = 0 = -n_e e (\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}) - \nabla p_e + \frac{n_e e \vec{j}}{\sigma} \quad (3)$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{ei}} \quad (4)$$

$$\nu_{ei} = \frac{(\ln \Lambda / 10) Z_i n_e}{3.5 \times 10^{10} T_e^{3/2}} \quad (5)$$

$$p_e = n_e k_B T_e \quad (6)$$

$$e n_e \approx q_i n_i \quad (7)$$

其中 n_e 、 m_e 、 $\vec{u}_e$ 、 p_e 分别是电子的密度、质量、速度、压力和温度， $T_e = 3 \text{ eV}$ 为电子温度， n_i 为离子密度， $\vec{j}$ 为电流密度， σ 和 ν_{ei} 分别为电导率、电子离子碰撞频率， $\ln \Lambda$ 为库仑对数， $Z_i = 1.85$ 为离子平均电荷数， k_B 是玻尔兹曼常数。

等离子体电流由离子电流与电子电流所构成，同时，联立麦克斯韦方程组计算电磁场的演化过程

$$\vec{j} = n_i q_i \vec{u}_i - n_e e \vec{u}_e \quad (8)$$

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \quad (10)$$

其中 μ_0 是真空磁导率。

粒子的边界条件由电流的定义式给定，根据阴极斑点所承载的电流 I 来计算离子发射量

$$q_i n_{i0} v_{i0} \pi R^2 = f_i I \quad (11)$$

其中 n_{i0} 是阴极斑点处的离子密度， $v_{i0} = 10^4$ m/s 是离子初速度， $f_i = 0.1$ 是离子电流所占比例， $R = 1$ mm 是等离子体发射源的半径。为了降低网格细化带来的计算开销，仿真中的等离子体发射源并非真实的阴极斑点，而是阴极斑点上方某一高度的截面。

磁场的边界条件则由阴极表面上的磁矢位 $\vec{A}$ 给定

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (12)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (13)$$

在真空电弧熄弧过程中，作为等离子体发射源的阴极斑点随电流的降低而逐渐熄灭，电流零点时刻的等离子体分布主要由最后几个熄灭的阴极斑点所决定^[28]。因此，本研究以单阴极斑点等离子体射流作为电流零点时刻的残余等离子体分布。考虑到阴极斑点的物理特性，其在熄灭前所承载的电流值存在一定阈值^[29]，本文取 5 A 作为单阴极斑点熄灭前的电流值，以此计算电流零点时刻的残余等离子体分布。

综上，熄弧阶段的混合模拟遵循阴极斑点等离子体射流的微观动力学过程。其计算结果为弧后阶段的鞘层演化模拟提供了物理自洽的初始等离子体分布，保证了电流过零前后模拟的连续性与准确性。

2.2 弧后等离子体扩散与鞘层发展模型

进入弧后阶段后，等离子体演化过程从电流驱动转变为电压驱动。由于等离子体密度相比于燃弧阶段大幅下降，且电子的迁移速度降低至与离子相同的量级，远小于其热速度，因而能迅速达到热平衡状态，本文将仿真框架切换为混合麦克

斯韦-玻尔兹曼模型^[30]。Cartwright 等人^[31]提出了这种混合静电 PIC 算法，通过将电子近似为处于热力学平衡态的流体，并采用 MB 分布函数描述其密度，该模型可摆脱电子时间尺度的限制，计算耗时较全 PIC 模拟降低一个数量级以上。

离子位置依旧由式(1)推进，在弧后阶段，离子仅受到电场力的作用

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = q_i \vec{E} \quad (14)$$

电子处于热平衡状态，其密度由玻尔兹曼关系给出

$$n_e = n_{e0} e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}} \quad (15)$$

其中 φ 是电势， n_{e0} 是电势为零处的参考电子密度。

同时，电子流体满足连续性方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{u}_e) = S_e \quad (16)$$

其中 S_e 是电子源项，包含了碰撞电离与复合等物理过程对电子密度造成的影响。

电势通过求解泊松方程获得，进而根据电势计算电场

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (17)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi \quad (18)$$

其中 ρ 是自由电荷密度， ϵ_0 是真空介电常数。

在本文的研究中，仿真域为长方体区域， x 、 y 、 z 三个方向上的尺寸依次为 10 mm、40 mm、40 mm，网格边长为 0.5 mm。弧后阴极位于 $x = 0$ ，弧后阳极位于 $x = 10$ mm，触头半径为 15 mm，中轴线与 x 轴重合，即触头中心的 y 、 z 坐标为 $(y, z) = (0, 0)$ 。电流零点前最后一个熄灭的阴极斑点设置在触头中心。仿真的时间步长为 0.1 ns，设电流零点时刻为 $t = 0$ 。关于粒子边界条件的设置， y 、 z 方向采用开放型边界，粒子穿过侧向边界后即从仿真中删除，不再继续追踪；而 x 方向上的触头表面采用吸收型边界，粒子到达触头后被收集，进而计算电流。

2.3 金属颗粒物蒸发与碰撞过程

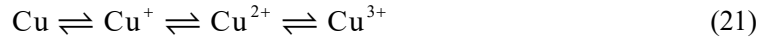
本研究将颗粒物视为具有一定大小和温度的金属球体，通过蒸发过程不断向间隙内释放金属蒸气，同时吸收撞向金属颗粒物表面的重粒子。颗粒物作为金属蒸气源，其向间隙释放金属蒸气的速率取决于颗粒物温度 T_s 。单位时间内从颗粒物表面蒸发的原子通量 Γ_{evap} 采用 Clausius-Clapeyron 方程描述：

$$P_s = P_{\text{atm}} \exp \left[-\frac{\Delta_{\text{vap}} H_m}{R} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_{\text{boil}}} \right) \right] \quad (19)$$

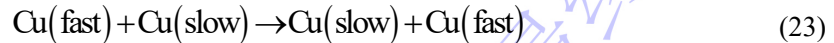
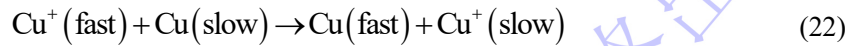
$$\Gamma_{\text{evap}} = \frac{P_s}{\sqrt{2\pi m k T_s}} \quad (20)$$

其中 P_s 为金属蒸气压强， $P_{\text{atm}} = 10^5 \text{ Pa}$ 为大气压， $\Delta_{\text{vap}} H_m = 304.4 \text{ kJ/mol}$ 为 Cu 的摩尔气化焓， $R = 8.314 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$ 为气体常数， $T_{\text{boil}} = 2868 \text{ K}$ 为 Cu 的沸点。

本研究考虑了以下关键碰撞反应。采用 MCC 算法追踪电离复合碰撞过程，这是金属颗粒物蒸发所产生的金属蒸气转化为二次等离子体的核心过程



同时，采用直接模拟蒙特卡洛算法追踪 Cu 与 Cu^+ 之间的电荷交换反应，该反应能够影响颗粒物附近离子的动量分布；以及 Cu 原子之间的动量交换反应，用于描述高密度蒸气的散射效应



仿真中电离复合碰撞的反应速率采用了 Sun 等人^[32]给出的公式。电荷交换与动量交换反应的碰撞截面采用了 Yang 等人^[33]给出的截面数据。

2.4 外电路耦合

仿真中采用的外电路耦合模型如图 1 所示。触头吸收带电粒子所产生的电流记为 i_p ，触头表面所积累的电荷量记为 Q_b ，TRV 的大小记为 u_b ，PAC 的大小记为 i 。电源电压峰值为 10 kV ，频率为 50 Hz ，表达式为 $u = 10 \sin(100\pi t + \frac{3}{2}\pi) \text{ kV}$ 。回路电阻为 $R = 0.1 \Omega$ ，回路电感为 $L = 1 \text{ mH}$ 。图 1 为三相对称系统的单相等值

回路，10 kV 为相电压峰值。按照 $U_{\text{line,rms}} = \sqrt{3}U_{\text{phase,peak}}/\sqrt{2}$ 换算，线电压有效值为 12.25 kV；并按照单相回路阻抗 $|Z| = \sqrt{R^2 + (2\pi fL)^2}$ 估算，电流有效值为 21.45 kA。因此，该仿真参数在量级上对应约 12 kV、20—25 kA 的中压真空开断工况。

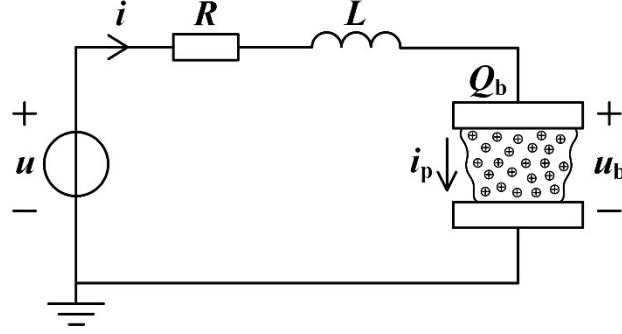


图 1 电路耦合示意图

Fig. 1. Schematic of circuit coupling.

图 1 所示电路的微分方程为

$$\frac{di}{dt} = \frac{1}{L}(u - u_b - iR) \quad (24)$$

根据电荷守恒定律，触头表面所积累的电荷 Q_b 等于 i 与 i_p 之差的积分值

$$\frac{dQ_b}{dt} = i - i_p \quad (25)$$

其中， i 由式(24)确定，而 i_p 则根据等离子体仿真中触头在每个时间步内收集到的带电粒子计算得到。

同时， Q_b 还等于触头表面电荷密度 σ_b 的积分值

$$Q_b = \iint \sigma_b dS \quad (26)$$

假设触头为理想导体，那么结合式(26)与电磁场边界条件，可以给出式(17)在弧后阴极处的边界条件

$$D = \sigma_b = \epsilon E = -\epsilon \nabla \phi \quad (27)$$

对于弧后阳极，将其电势设为 0 V。求解式(17)后可以得到间隙内以及触头处的电势分布，最后将弧后阴极与弧后阳极的电势相减得到 u_b ，即 TRV，代入式(24)中推进 i 的演化。

需要说明的是，仿真以交流电流从正值下降到零的时刻作为弧后阶段计算的

起点($t=0$)。在电流零点前,间隙保持导通状态,电弧电压与电流同向,因此触头两端的电压大于零。而在电流零点后,随着等离子体的扩散,间隙由导通转为绝缘,外电路的电源电压逐渐加载到触头两端。在图 1 所示的感性回路中,电流在相位上滞后于电压,因此电流零点时刻的电源电压为负值。所以,在电流零点前后,电极触头的极性发生了调转,燃弧阶段的阳极变为弧后阴极,燃弧阶段的阴极变为弧后阳极。

3 仿真结果

本章基于所构建的考虑外电路的三维混合等离子体模型,系统研究了高温金属颗粒物对弧后等离子体扩散过程的影响。首先在电流零点时刻对比有无金属颗粒物时的残余等离子体分布,分析颗粒物的物理阻挡与二次蒸发电离对起始条件的改变。随后改变颗粒物温度,探究其对弧后扩散过程及鞘层扩张的影响。在此基础上,通过对比考虑耦合与固定 TRV 上升率两种情况下的结果,检验外电路耦合对颗粒物问题的必要性。最后分析颗粒物的空间位置对扩散过程的影响,揭示其三维非对称特征。

3.1 金属颗粒物对电流零点残余等离子体分布的影响

本小节分析电流零点时刻($t=0$)金属颗粒物对间隙内残余等离子体分布的影响,首先以无金属颗粒物情况建立基准。图 2 与图 3 展示了 $t=0$ 时刻间隙内残余等离子体的电荷密度与电势分布。此时,残余等离子体呈现出锥形放射状,电荷密度峰值位于阴极斑点熄灭前所在的位置,并沿轴向呈锥状扩散衰减。相应的初始电势分布与电荷密度的空间分布一致,电荷密度越高的区域,其空间电势也相对越高。

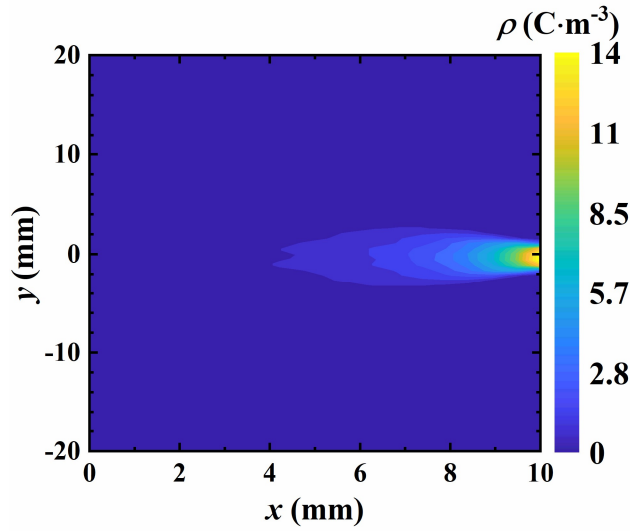


图 2 电荷密度分布 ($t = 0$, 无颗粒物)

Fig. 2. Charge density distribution ($t = 0$, without particle).

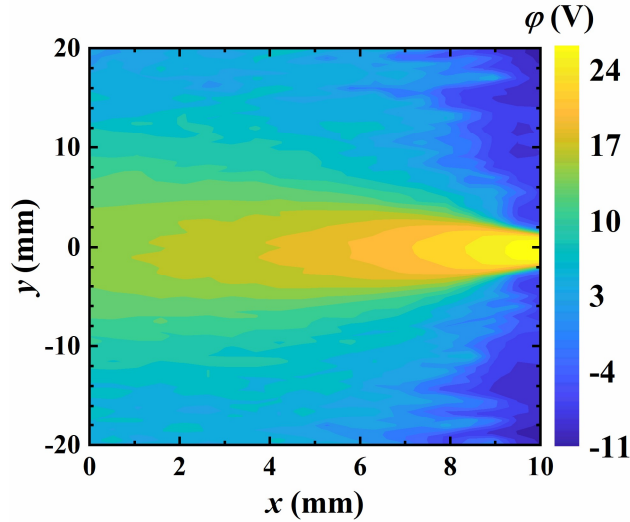


图 3 电势分布 ($t = 0$, 无颗粒物)

Fig. 3. Potential distribution ($t = 0$, without particle).

在触头间隙中轴线的中点位置引入半径为 $250\ \mu\text{m}$ 、温度为 $1800\ \text{K}$ 的金属颗粒物。图 4 展示了 $t = 0$ 时刻轴线上的电荷密度分布。由图可知，颗粒物的引入改变了原有的分布特征。除了阴极斑点附近区域以外，金属颗粒物的附近同样出现了电荷密度升高，且颗粒物迎风侧（靠近弧后阳极，即燃弧阶段阴极的一侧）的电荷密度比背风侧（靠近弧后阴极，即燃弧阶段阳极的一侧）更高，表明高温颗粒物蒸发的金属蒸气经碰撞电离后，成为了间隙内重要的二次等离子体源。

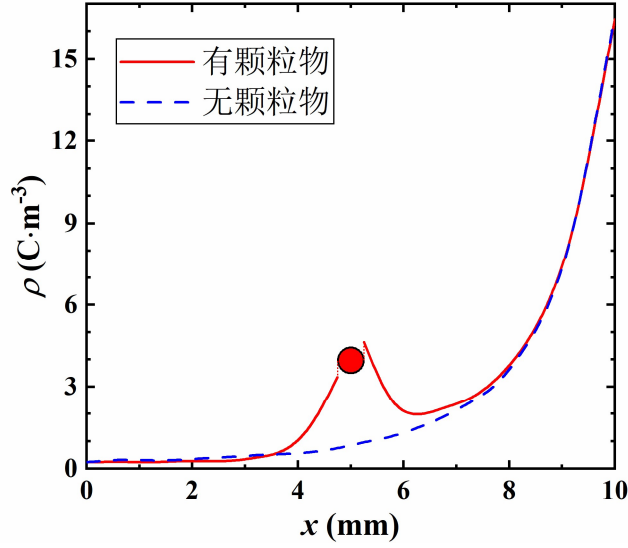


图 4 轴线上的电荷密度 ($t = 0$, $T_s = 1800$ K, 红色圆形代表金属颗粒物)

Fig. 4. Charge density along the axis ($t = 0$, $T_s = 1800$ K, red circle denotes metallic particle).

图 5 展示了 $t = 0$ 时刻 $z = 0$ 平面附近的 Cu^+ 离子的二维速度矢量图。由图可知，极间的 Cu^+ 离子主要由两部分组成：一是从阴极斑点发射出的高速离子；二是从金属颗粒物表面蒸发并通过电离、电荷交换产生的低速离子。此外，金属颗粒物对等离子体射流表现出明显的阻挡效应，原本向阳极喷射的部分 Cu^+ 离子被颗粒物拦截，导致在颗粒物的背风侧形成了一个明显的低离子密度区。

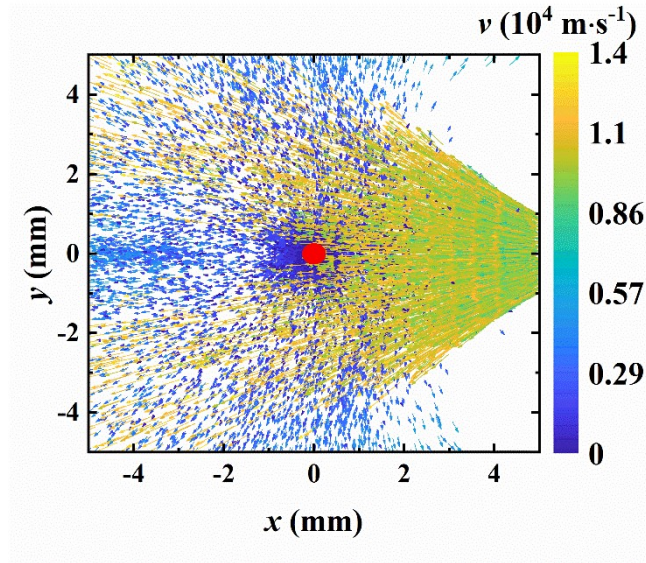


图 5 Cu^+ 粒子的速度分布 ($t = 0$, $T_s = 1800$ K, 红色圆形代表金属颗粒物)

Fig. 5. Velocity distribution of Cu^+ ions ($t = 0$, $T_s = 1800$ K, red circle denotes metallic particle).

为了评估颗粒物对不同粒子组分的影响，图 6 对比了 $t = 0$ 时刻轴线上阴极极以及颗粒物迎风侧等位置处的粒子密度分布。结果显示，Cu 原子与 Cu^+ 离子的密度峰值均出现在颗粒物附近，其数值分别为 $1.71 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 和 $2.47 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 。值得注意的是，金属颗粒物附近的 Cu^+ 密度甚至超过了阴极斑点附近的密度水平 ($1.43 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)，进一步验证了高温颗粒物作为二次等离子体源的贡献强度。此外，对比间隙两侧发现，弧后阳极附近的 Cu 原子密度低于弧后阴极侧，这是由于弧后阳极侧处于等离子体射流的高密度区，更为活跃的碰撞电离过程导致了更多的中性原子被电离转化。

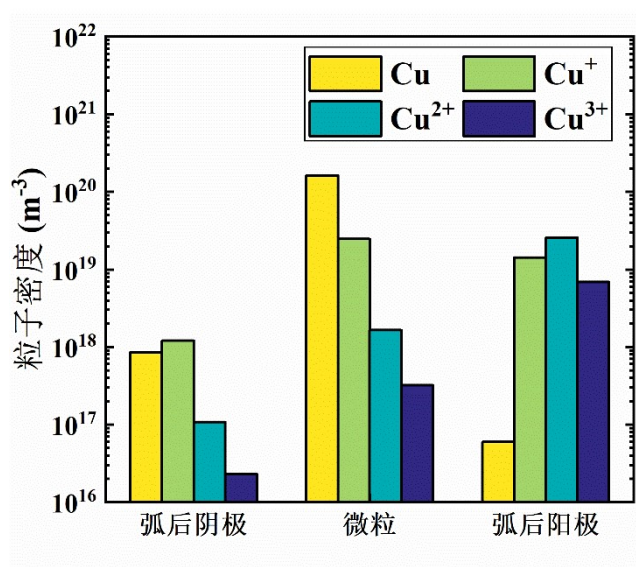


图 6 不同位置处的粒子密度对比 ($t = 0$, $T_s = 1800 \text{ K}$)

Fig. 6. Comparison of particle densities at different positions ($t = 0$, $T_s = 1800 \text{ K}$).

上述结果表明，高温金属颗粒物同时扮演两种角色：一是作为物理障碍，拦截阴极等离子体射流，在背风侧形成低密度区域；二是作为二次等离子体源，通过持续蒸发与碰撞电离在周围形成局部高密度等离子体团。二者共同影响了极间残余电荷的分布，进而影响等离子体扩散过程。

3.2 金属颗粒物温度对等离子体扩散的影响

本小节采用第 2.4 节所述外电路耦合模型及电路参数，以 1800 K 工况为基准，在除颗粒物温度外的其余模型参数保持不变的条件下，选取 1700 K 和 1900 K 作

为对比温度，探究颗粒物温度对间隙内等离子体分布及弧后扩散过程的影响。仿真结果表明，金属颗粒物的温度对残余等离子体分布产生了不可忽略的影响。当颗粒物温度较低（1700 K）时，其蒸发速率受限，产生的二次离子密度尚不足以改变背景残余等离子体的分布特征，此时的电荷密度与电势分布呈现出与无颗粒物情况下（图 3）接近的状态。当温度升高至 1900 K 时，其分布特征与 1800 K 情况下（图 4）相似，但颗粒物附近的电荷密度大幅提高，达到了 $27.63 \text{ C} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

为了对比金属颗粒物的温度对粒子组分产生的影响，图 7 展示了不同温度下颗粒物迎风侧各粒子密度值。可以看出，金属颗粒物作为持续的蒸发源，其对中性 Cu 原子与低价 Cu^+ 离子的分布影响较大。随着温度从 1700 K 升高至 1900 K，颗粒物迎风侧的 Cu 和 Cu^+ 密度均呈现数量级增长，其中 Cu^+ 密度由 $5.51 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 提高到 $1.67 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 。相比之下，高价离子 Cu^{2+} 和 Cu^{3+} 的密度受金属颗粒物温度的影响较小，始终维持在 $10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 数量级，表明高温颗粒物的蒸发与二次电离过程主要作用于原子及低价态离子。

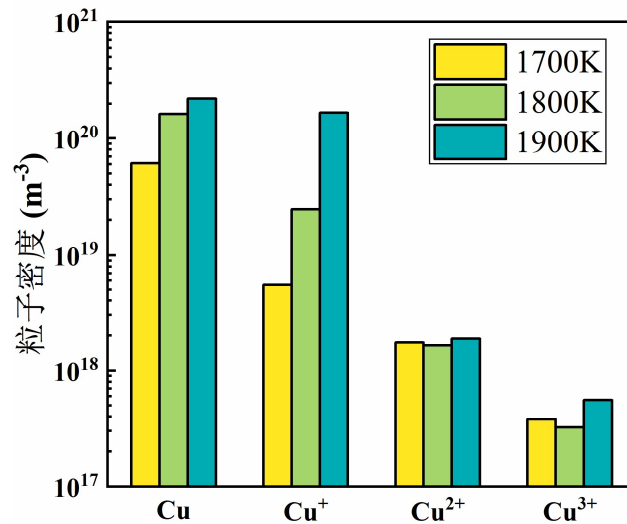


图 7 不同颗粒物温度下迎风侧粒子密度对比（ $t = 0$ ）

Fig. 7. Comparison of particle densities on the windward side at different particle temperatures ($t = 0$).

金属颗粒物温度对等离子体分布的影响在宏观电路波形上有所反映。图 8 展示了不同颗粒物温度下的 PAC 波形对比。随着温度上升，由于间隙的带电粒子总

数增加，PAC 的峰值呈现上升趋势。更重要的是，当温度达到 1900 K 后，PAC 在峰值过后的下降阶段并未回归零点，而是维持在 0.17 A 附近，表现出“非零平台”的特征。这一波形特征呈现出持续稳定的等离子体注入特征，揭示了此时二次等离子体的产生与等离子体的扩散过程达到了动态平衡，导致导电通道无法被完全切断。

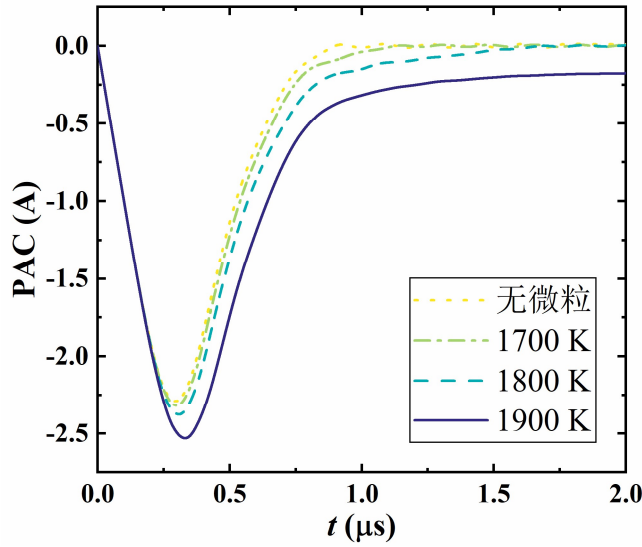


图 8 不同颗粒物温度下的 PAC 波形对比

Fig. 8. Comparison of PAC waveforms at different particle temperatures.

图 9 展示了 1900 K 条件下 $t = 5 \mu\text{s}$ 时的极间电势分布。在二次等离子体源的作用下，原本应向弧后阳极快速推进的鞘层前沿在穿越颗粒物区域时陷入停滞，电势分布长时间维持在该畸变状态，无法完全建立真空绝缘间隙。图 10 给出了不同颗粒物温度下间隙内 Cu^+ 离子数量随时间的变化曲线。由图可知，当颗粒物温度为 1700 K、1800 K 时， Cu^+ 离子均在 $2.5 \mu\text{s}$ 内扩散完成。而当颗粒物温度为 1900 K 时， Cu^+ 离子数量在 $2.5 \mu\text{s}$ 后趋于稳定。因此，当颗粒物温度足够高时，等离子体动力学将由扩散主导转变为扩散与电离平衡主导，从而导致鞘层扩张与等离子体扩散过程的停滞。

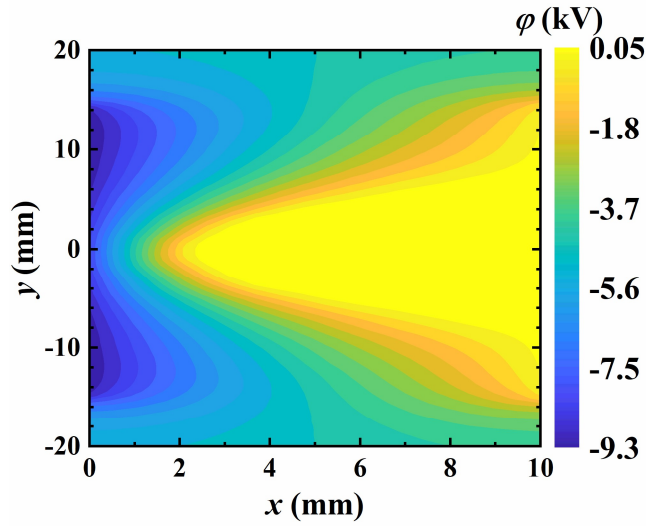


图 9 电势分布 ($t = 5 \mu\text{s}$, $T_s = 1900 \text{ K}$)

Fig. 9. Potential distribution ($t = 5 \mu\text{s}$, $T_s = 1900 \text{ K}$).

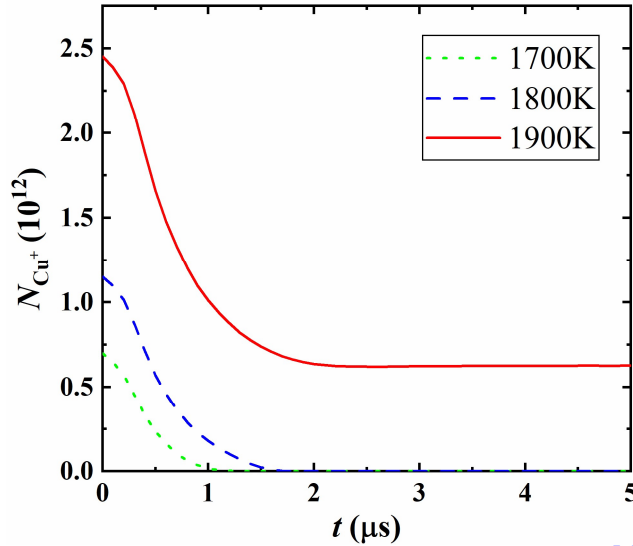


图 10 不同颗粒物温度下 Cu^+ 粒子数随时间的变化

Fig. 10. Time evolution of Cu^+ ion count at different particle temperatures.

3.3 外电路耦合对弧后扩散过程的影响

为探究外电路耦合对弧后扩散过程的影响，本节比较了考虑外电路耦合与固定 TRV 上升率两种情况。耦合条件下采用第 2.4 节所述外电路模型及基准电路参数，TRV 由等离子体扩散过程与外电路共同决定；固定 TRV 上升率条件下不求解外电路方程，而是直接施加恒定速率上升的 TRV。除 TRV 的处理方式外，其余仿真条件保持一致。

首先在 1800 K 条件下对比两种建模方式。图 11 展示了耦合模型下颗粒物温

度为 1800 K 时的 TRV 与 PAC 波形。TRV 在电流零点后没有立刻上升，而是维持在 0 V 附近，实验中同样观测到了这一现象，被称为 TRV 的零电压阶段^[34]。随后 TRV 快速上升至峰值，随后振荡衰减，稳定在电源电压附近。PAC 在零电压阶段内线性增长，随后上升到峰值，之后逐渐降低并归零，标志着弧后等离子体顺利完成扩散。图 12 展示了相同颗粒物温度下、TRV 上升率固定为 $-1 \text{ kV}/\mu\text{s}$ 时的 i_p 波形。由于未考虑外电路，固定 TRV 上升率的条件下 PAC 无定义，以触头吸收带电粒子所形成的电流 i_p 代替， i_p 波形与此前研究^[26]一致。

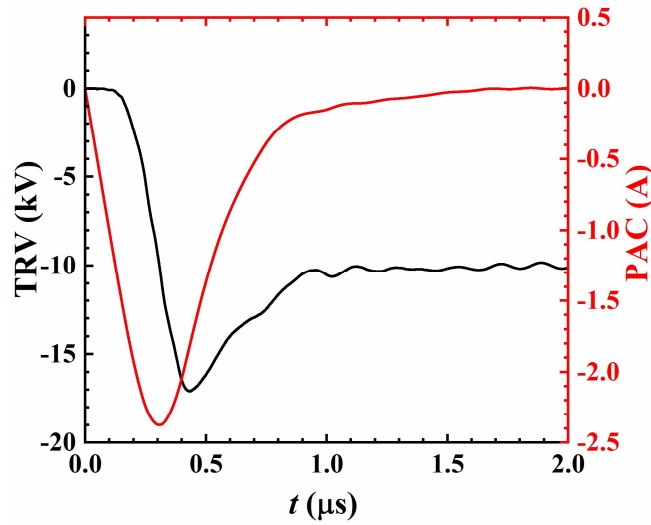


图 11 考虑耦合的情况下 TRV 与 PAC 波形

Fig. 11. TRV and PAC waveforms with circuit coupling.

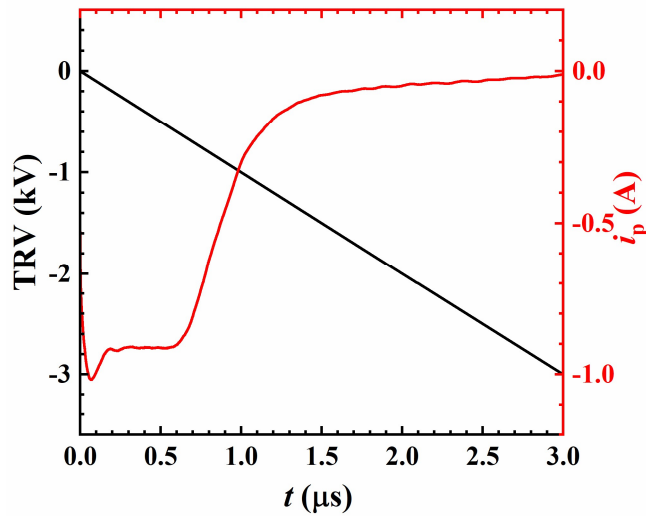


图 12 固定 TRV 上升率的情况下 TRV 与 i_p 波形

Fig. 12. TRV and i_p waveforms under fixed TRV ramp rate.

1800 K 条件下两种建模方式均给出扩散完成的结果，但 1900 K 条件下二者出现本质差异。图 13 展示了 1900 K 条件下考虑外电路耦合与 $-10\text{ kV}/\mu\text{s}$ 固定 TRV 上升率两种情况下的 Cu^+ 离子数随时间的变化。考虑外电路耦合的情况下， Cu^+ 离子数在约 $2.5\text{ }\mu\text{s}$ 后趋于稳定，扩散停滞；而在固定 TRV 上升率的情况下， Cu^+ 离子数持续下降，在 $t = 3.1\text{ }\mu\text{s}$ 时刻归零，扩散完成。图 14 展示了固定 TRV 上升率情况下， $t = 5\text{ }\mu\text{s}$ 时刻的电势分布。由图可知，此时间隙内的电势分布已恢复为平行板电容器的电势分布形态。这意味着即使颗粒物温度高达 1900 K，固定 TRV 上升率的条件下，间隙仍能恢复绝缘强度。

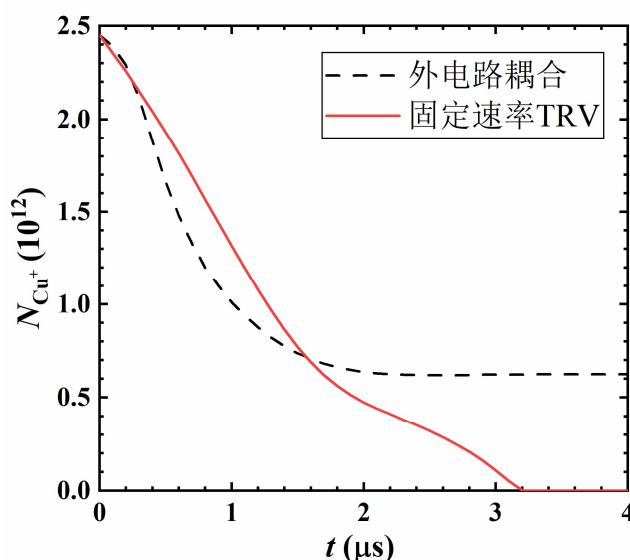


图 13 两种情况下 Cu^+ 离子数随时间的变化曲线

Fig. 13. Time evolution of Cu^+ ion count in the two cases.

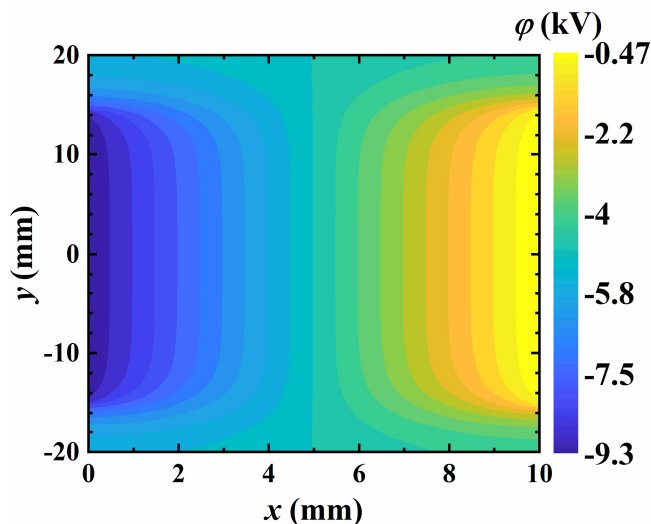


图 14 电势分布 ($t = 5\text{ }\mu\text{s}$, TRV 上升率为 $-10\text{ kV}/\mu\text{s}$)

Fig. 14. Potential distribution ($t = 5 \mu\text{s}$, TRV rate = $-10 \text{ kV}/\mu\text{s}$).

上述差异源于两种情况下 TRV 的演化机制不同：固定 TRV 上升率时，TRV 不受等离子体状态约束而持续上升，鞘层电场随之增强，最终强制驱散等离子体；考虑耦合时，外电路的反馈限制了 TRV 的上升幅度，使电离-扩散平衡得以维持。因此，反映颗粒物影响下的鞘层停滞现象离不开外电路耦合。

在耦合模型的基础上，进一步改变电源电压，以探究外电路参数变化对弧后鞘层演化的影响。10 kV 基准工况下，颗粒物温度为 1800 K 时鞘层能够扩张至弧后阳极，1900 K 时鞘层扩张陷入停滞。为探究电源电压对能够引发鞘层停滞现象的颗粒物临界温度的影响，在回路参数、初始等离子体分布、颗粒物尺寸和位置均保持不变的条件下，分别降低 1800 K 工况的电源电压和提高 1900 K 工况的电源电压。 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻，残余 Cu^+ 粒子数与鞘层扩张状态的结果如表 1 所示。颗粒物温度为 1800 K 时，电源电压峰值由 10 kV 降至 1 kV，残余 Cu^+ 粒子数均在 $5 \mu\text{s}$ 内降为零，鞘层均已扩张至弧后阳极。颗粒物温度为 1900 K 时，10 kV 工况出现鞘层停滞现象；而 20 kV 和 30 kV 工况的残余 Cu^+ 粒子数均在 $5 \mu\text{s}$ 内降为零，鞘层均扩张至弧后阳极。由此可知，在本文设置的条件下，颗粒物温度为 1900 K 时，鞘层状态的转变发生在 10—20 kV 之间。

表 1 不同颗粒物温度与电源电压下的残余 Cu^+ 粒子数及鞘层扩张状态

Table 1. Residual Cu^+ counts and sheath states at different particle temperatures and source voltages

颗粒物温度(K)	电源电压峰值 (kV)	残余 Cu^+ 粒子数	鞘层扩张状态
1800	1	0	扩张至弧后阳极
	2	0	扩张至弧后阳极
	5	0	扩张至弧后阳极
	10	0	扩张至弧后阳极
1900	10	6.259×10^{11}	陷入停滞
	20	0	扩张至弧后阳极
	30	0	扩张至弧后阳极

3.4 颗粒物位置对等离子体扩散的影响

本小节探究金属颗粒物的空间位置对弧后等离子体扩散过程的影响。颗粒物温度统一设置为 1900 K，位置覆盖 6 种典型情况：沿 x 轴（轴线方向）距弧后阴极 2.5 mm、5.0 mm、7.5 mm 三处，分别对应近弧后阴极、中点、近弧后阳极；以及轴向中点处沿 y 轴偏离轴线 5 mm、10 mm、15 mm 三处，其中 15 mm 等于触头半径。各情况下 $t = 0$ 与 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻的关键参数汇总于表 2。

表 2 颗粒物位置对弧后等离子体扩散的影响

Table 2. Effects of particle position on post-arc plasma dissipation					
颗粒物位置 (mm)	无颗粒物情 况下 $t = 0$ 时 刻颗粒物位 置处的电荷 密度 (C/m^3)	$t = 0$ 时刻极 间最大电荷 密度(C/m^3)	$t = 5 \mu\text{s}$ 时刻 极间最大电 荷密度(C/m^3)	$t = 5 \mu\text{s}$ 时刻极 间 Cu^+ 粒子数	$t = 5 \mu\text{s}$ 时 刻 PAC 值 (A)
(5, 0, 0)	0.8627	27.63	16.13	6.259×10^{11}	-0.1671
(2.5, 0, 0)	0.4051	25.67	0	0	-0.0093
(7.5, 0, 0)	2.7638	32.80	16.39	6.954×10^{11}	-0.1307
(5, 5, 0)	0.5684	25.46	16.04	6.368×10^{11}	-0.1541
(5, 10, 0)	0.1548	24.63	16.03	7.024×10^{11}	-0.1375
(5, 15, 0)	0.0388	24.37	15.87	8.684×10^{11}	-0.0974

由表 2 第二至四列可知，引入颗粒物后，极间电荷密度的最大值与无颗粒物时对应位置处 $t = 0$ 时刻的等离子体密度呈正相关，这一相关性源于 $t = 0$ 时刻等离子体的锥形放射状分布（图 3）。无颗粒物情况下，六个位置处的电荷密度差异明显，跨越两个数量级；引入颗粒物后，蒸发与碰撞电离使电荷密度大幅提升，但各位置间的相对差异依然存在，表明背景等离子体密度通过影响碰撞电离速率改变电荷密度的极值。 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻的极间最大电荷密度与第二、三列的趋势一致，反映出颗粒物周围电荷密度的大小受背景等离子体密度的主导影响。

$t = 5 \mu\text{s}$ 时刻的 Cu^+ 粒子数反映了弧后鞘层对等离子体的驱散能力，该能力受颗粒物位置的影响。当颗粒物位于轴线上时，仅颗粒物靠近弧后阴极的情况下粒子数归零。这是因为鞘层起始于弧后阴极，并在发展过程中被颗粒物周围的等离子体团阻碍，当颗粒物位置越靠近弧后阴极时，鞘层长度越短，鞘层内电场强度

越高，则驱动力越强，到达一定程度后，足以将颗粒物周围的等离子体团迅速清除，进而能使鞘层继续向弧后阳极扩张。当颗粒物偏离轴线时，残余 Cu^+ 粒子数随偏离距离单调递增，其原因在于：偏离轴线后，颗粒物外侧（即沿 y 方向远离轴线的一侧）形成等离子体堆积，鞘层难以扩张至该区域；偏离越远，则鞘层扩张至颗粒物外侧的难度越大。在颗粒物位于 $(5, 15, 0)$ mm 的情况下，其外侧区域的电势已接近弧后阳极电位，意味着该处始终未建立有效的鞘层电场，等离子体因而持续累积。

$t = 5 \mu\text{s}$ 时刻，除了颗粒物位于 $(2.5, 0, 0)$ mm 的情况下 PAC 在 0 附近振荡以外，其余五种情况下的 PAC 均达到稳定的非零值。为比较 PAC 与等离子体清除程度的关系，本文以 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻仿真域内残余 Cu^+ 粒子数表示所研究的时间窗口内等离子体的清除程度，并将表 2 中的六个位置分为轴向组和径向组。其中， $(5, 0, 0)$ mm 为两组共享的基准位置，轴向组包括 $(2.5, 0, 0)$ 、 $(5, 0, 0)$ 和 $(7.5, 0, 0)$ mm，径向组包括 $(5, 0, 0)$ 、 $(5, 5, 0)$ 、 $(5, 10, 0)$ 和 $(5, 15, 0)$ mm。

在轴向组中，残余 Cu^+ 粒子数依次为 0 、 6.259×10^{11} 和 6.954×10^{11} ，PAC 绝对值依次为 0.0093 、 0.1671 和 0.1307 A。残余粒子数依次增加，而 PAC 幅值先增大后减小。在径向组中，残余 Cu^+ 粒子数依次为 6.259×10^{11} 、 6.368×10^{11} 、 7.024×10^{11} 和 8.684×10^{11} ，PAC 绝对值依次为 0.1671 、 0.1541 、 0.1375 和 0.0974 A。随着颗粒物偏离轴线，残余粒子数增加，而 PAC 幅值逐渐减小。

颗粒物位置对 PAC 的调制机制可通过分解电流分量来理解。PAC 与触头吸收带电粒子所形成的电流 i_p 紧密耦合，当 TRV 在电源电压附近振荡时，PAC 与 i_p 近似相等。 i_p 由弧后阴极和弧后阳极分别收集的电子电流与离子电流四项分量构成，各分量均受颗粒物位置影响。以颗粒物位于轴线中点 $(5, 0, 0)$ mm 和近弧后阳极 $(7.5, 0, 0)$ mm 两种情况为例：两种情况下弧后阳极收集的电子电流相近，均约为 -0.10 A，弧后阴极收集的电子电流均可忽略；颗粒物位于轴线中点时，弧后阳

极和弧后阴极收集的离子电流分别约为-0.09 A 和 0.02 A，净电流约为-0.17 A；颗粒物靠近弧后阳极时，两项离子电流分别约为-0.07 A 和 0.04 A，离子电流的重新分配和相互抵消使净电流降至约-0.13 A。因此，虽然近弧后阳极情况下的残余 Cu^+ 粒子数更多，但 PAC 幅值反而低于轴线中点工况。由此可见，残余 Cu^+ 粒子数增加时，PAC 幅值并不一定随之增加。

图 15 展示了颗粒物位于(5, 10, 0) mm 处、 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻，间隙内 Cu^+ 离子的三维速度矢量分布，箭头颜色对应离子速度大小。如图所示，进入鞘层的离子在电场驱动下向弧后阴极加速运动。并且，受颗粒物偏离轴线的影响， Cu^+ 离子空间分布整体向+y 方向偏移，弧后阴极表面+y 侧收集到更多 Cu^+ 离子，呈现出不对称特征。

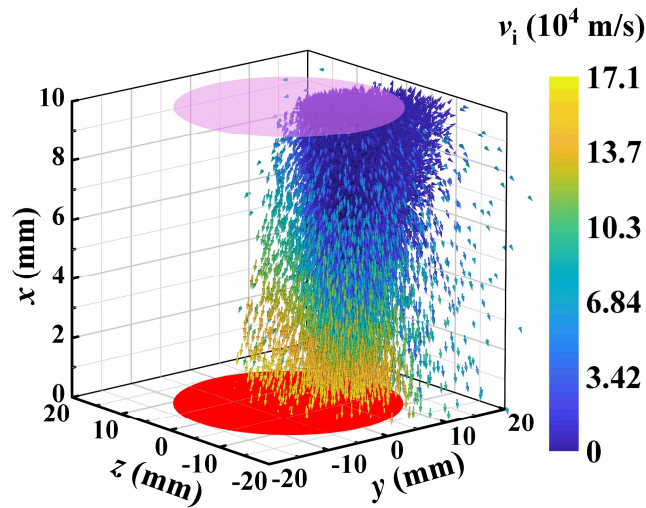


图 15 三维空间中 Cu^+ 离子分布图 ($t = 5 \mu\text{s}$ ，颗粒物位于(5, 10, 0) mm，红色圆形为弧后阴极，淡紫色圆形为弧后阳极)

Fig. 15. 3D distribution of Cu^+ ions ($t = 5 \mu\text{s}$, particle at (5, 10, 0) mm; red circle: post-arc cathode, purple circle: post-arc anode).

图 16 与图 17 展示了颗粒物位于(5, 15, 0) mm 处、 $t = 5 \mu\text{s}$ 时刻，弧后阴极与弧后阳极表面上的电场强度分布。由图可知，弧后阴极表面电场强度峰值为 $6.32 \times 10^6 \text{ V/m}$ ，且峰值位于(0, 15, 0) mm，即颗粒物偏离侧的触头边缘处；而弧后阳极表面(10, 15, 0) mm 处，同样为颗粒物偏离侧的触头边缘，电场强度仅为 $1.36 \times$

10^4 V/m 。两极表面电场强度在幅值与空间分布上均呈现明显差异，其原因在于偏离轴线的颗粒物所产生的非对称二次等离子体分布：颗粒物外侧等离子体堆积使其附近弧后阴极表面电场增强，而弧后阳极表面电场减弱。这一非对称特征超出了二维轴对称模型的描述能力：二维模型只能模拟颗粒物位于轴线上情形，无法捕捉颗粒物偏离轴线时的非对称鞘层分布及其在触头表面的差异化电场分布。

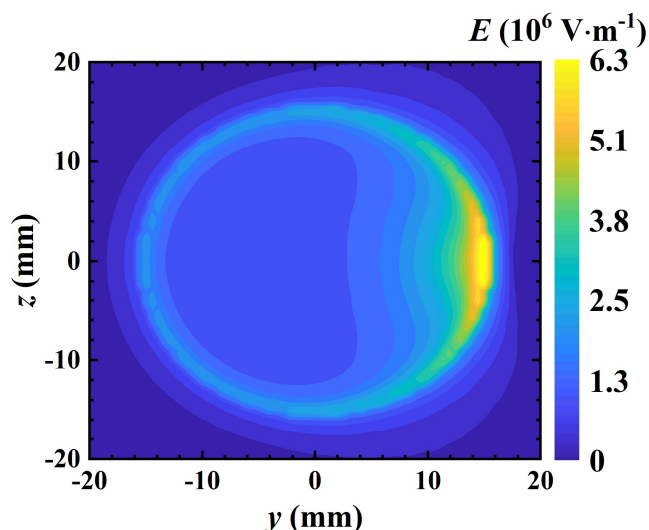


图 16 弧后阴极表面的电场强度分布 ($t = 5 \mu\text{s}$, 颗粒物位于 $(5, 15, 0) \text{ mm}$)

Fig. 16. Electric field distribution on the post-arc cathode surface ($t = 5 \mu\text{s}$, particle at $(5, 15, 0) \text{ mm}$).

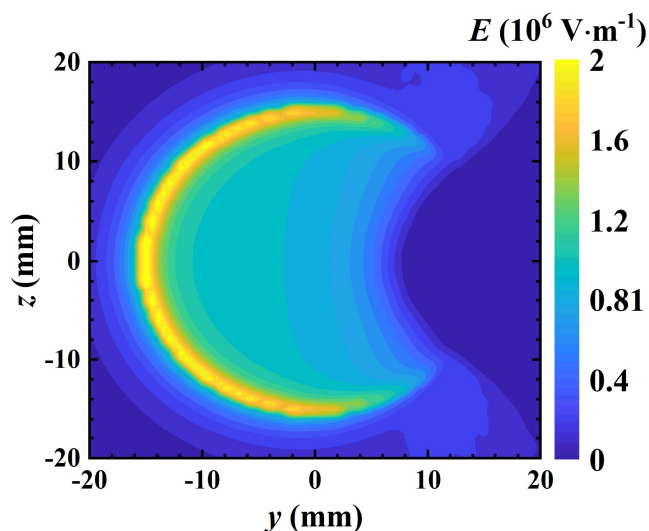


图 17 弧后阳极表面的电场强度分布 ($t = 5 \mu\text{s}$, 颗粒物位于 $(5, 15, 0) \text{ mm}$)

Fig. 17. Electric field distribution on the post-arc anode surface ($t = 5 \mu\text{s}$, particle at $(5, 15, 0) \text{ mm}$).

以上结果表明, 颗粒物位置对弧后等离子体扩散的影响涉及三维空间位置、背景等离子体密度与鞘层发展过程三者的相互作用。颗粒物在轴向上距弧后阴极的远近影响着鞘层电场强度与碰撞电离频率, 是扩散成败的主要因素; PAC 值受阴阳极电子与离子电流分量的调控; 颗粒物在径向上的偏离引入了非对称鞘层与二次等离子体的相互作用: 偏离侧等离子体堆积阻碍鞘层发展, 另一侧等离子体稀薄有利于鞘层发展, 两侧的空间不对称性共同决定了弧后鞘层的整体发展路径与速率。

4 讨论

曹志远等^[19]采用与本工作 2.1 节相同的混合仿真方法, 计算了电流零点时刻颗粒物与真空电弧等离子体射流的相互作用。其结果表明, 颗粒物周围已形成局部高密度电离区, 且金属蒸气电离产生的 Cu^+ 离子因迁移速度远低于阴极斑点发射的高速离子而难以在熄弧阶段完全消散。然而, 该研究止于电流零点时刻的等离子体分布, 未涉及弧后 TRV 作用下的等离子体扩散过程。本工作在其基础上进一步追踪了该局部电离区在弧后阶段的动态演化, 结果表明, 当颗粒物温度足够高时, 颗粒物蒸发和碰撞电离产生的带电粒子能够持续补偿鞘层电场抽取与等离子体输运造成的带电粒子损失, 导致鞘层扩张陷入停滞。因此, 文献^[19]揭示了电流零点时刻颗粒物周围高密度电离区的初始状态, 而本文追踪了该状态在弧后阶段的演化过程。

4.1 仿真结果与已有研究的对照

为检验本文仿真结果的合理性, 选取零电压阶段持续时间、PAC 峰值和鞘层平均扩张速度, 与已有实验和仿真结果进行了数量级比较。图 11 中 TRV 零电压阶段的持续时长约为 $0.08\ \mu\text{s}$, 即 $80\ \text{ns}$ 。Glinkowski 等人^[35]在试验中测得 TRV 开始上升前的停顿时间约为 $40\ \text{ns}$, Qin 等人^[36]在直流人工过零试验中测得 PAC 与恢复电压上升之间存在约 $80\ \text{ns}$ 的延迟。本文结果与后者一致, 并与前者相近。

图 11 中 PAC 峰值的绝对值约为 2.38 A。Ge 等人^[37]在 10 kA 主电流和 18 kV TRV 条件下测得 PAC 峰值约为 0.6503 A；Liu 等人^[38]测得的 PAC 波形峰值约为 4.4 A；程显等人^[39]在 1.5 kA 人工过零试验中测得 PAC 峰值约为 5.2 A。上述实验测量的 PAC 峰值的范围为 0.65—5.2 A，本文的 2.38 A 位于这一范围内。此外，在本文 1800 K 的基准工况下，鞘层前沿经过 1.8 μs 到达位于 $x = 10\text{ mm}$ 的弧后阳极，对应的平均扩张速度为 5.56 km/s。Wang 等人^[22]的一维 PIC-MCC 模型计算得到 0.9—4.2 μs 的鞘层发展时间，对应约 1.2—5.6 km/s 的平均速度，本文结果位于其时间范围内，并处于其速度范围的上端。Li 等人^[11]模拟得到的平均速度约为 2.6—3.0 km/s，本文结果较高，但仍处于相同的 km/s 数量级。上述三个特征量整体上处于已有研究报道的时间、电流和速度尺度内，说明本文结果在量级上具有合理性。

4.2 颗粒物温度对弧后扩散与弧后电流的影响

在此基础上，本研究的结果表明，颗粒物温度是决定弧后等离子体能否顺利扩散的核心因素。其本质在于二次等离子体的产生速率：当颗粒物温度较低时，蒸发速率有限，产生的离子密度远低于背景残余等离子体，不足以干扰正常的扩散过程。然而，一旦颗粒物温度超过一定水平，致使局部电离速率与扩散速率相当，弧后等离子体演化特征将发生本质差异。此时，颗粒物周围会形成一个高密度的二次等离子体，其产生速率足以抵消鞘层电场抽取、等离子体输运所造成的等离子体扩散速率，导致弧后鞘层无法顺利穿越颗粒物所在区域，从而引发鞘层扩张的停滞现象。这表明高温金属颗粒物作为间隙内的离散局部电离核心，对绝缘强度构成了威胁。需要指出的是，1900 K 并非引起鞘层停滞现象的临界温度值，该临界温度受到颗粒物尺寸、背景等离子体密度及开距等物理因素的影响。此外，受限于弧后阶段颗粒物与等离子体协同诊断的困难，目前尚无颗粒物温度与介质恢复的直接关联测量，上述临界判据有待实验验证。同时，本文分析基于单颗粒

物假设，而真实触头在燃弧后通常产生多颗颗粒物，蒸气区重叠与局部电离增强可能使临界温度进一步降低。

除了二次等离子体效应以外，颗粒物还对残余等离子体分布具有阻挡效应，使背风侧形成低密度区，改变了残余等离子体的局部分布。但阻挡效应并不是决定扩散成败的主要因素：在不同颗粒物温度的对比仿真中，阴极斑点等离子体射流、颗粒物尺寸和位置均保持不变，因而颗粒物对射流的阻挡作用基本相同；随着温度的改变，颗粒物的蒸发通量以及随之产生的二次等离子体发生了变化。颗粒物温度为 1700 K 和 1800 K 时，弧后等离子体均能扩散完成，只有 1900 K 时出现鞘层停滞现象。这表明，颗粒物蒸发产生的 Cu 原子经碰撞电离后持续产生二次等离子体，是造成鞘层停滞的主要原因。但是，由于本文没有对上述两种效应进行分离研究，所以两者对鞘层停滞影响的相对比重尚不能由现有结果定量给出。

高温颗粒物的蒸发与电离维持了间隙内的导电通道，导致 PAC 在经过了峰值后无法回归零点，呈现出非零电流平台的特征。这一宏观现象在本质上表征了颗粒物诱发的二次电离速率与等离子体扩散速率之间的动态平衡，标志着扩散过程由顺利扩散转变为停滞状态。值得注意的是，在实际工程应用中，触头表面蒸发也可能诱发类似的 PAC 拖尾现象。但在纵磁触头技术等手段已有效抑制阳极斑点和大面积电极熔化的前提下，本研究证实了悬浮的高温金属颗粒物作为二次等离子体源，仍足以在触头表面蒸发较弱的情况下单独维持间隙内电离与扩散的平衡。因此，PAC 的非零平台特征不仅反映了电极触头的热惯性，金属颗粒物的持续电离同样是导致宏观波形异常的关键物理诱因，该发现为从弧后电流波形推断颗粒物缺陷提供了分析基础。此外，颗粒物与触头表面虽均通过蒸发、电离机制产生二次等离子体，但二者的热时间尺度存在差异：颗粒物尺寸为微米至毫米量级，热时间常数远小于触头表面，温度下降更快，蒸发持续时间更短。这一差异可能在 PAC 波形上有所反映，但颗粒物蒸发与触头表面蒸发在 PAC 波形上是否

具有可辨识的时间尺度差异，仍是有待进一步研究的问题。

4.3 外电路耦合对弧后鞘层演化的影响

3.3 节的对比表明，金属颗粒物的蒸发-电离-扩散平衡能否在仿真中被捕获，取决于是否考虑外电路耦合。固定 TRV 上升率的情况下，TRV 不受等离子体状态约束而持续上升，鞘层电场随之增强，最终强制驱散等离子体。以 1900 K 情况为例，耦合条件下 TRV 虽在初期以约 $-50 \text{ kV}/\mu\text{s}$ 的速率快速上升，但受到外电路的反馈约束，达到峰值后开始振荡衰减，最终稳定在电源电压附近，因此鞘层电场存在上限；固定 TRV 上升率条件下， $-10 \text{ kV}/\mu\text{s}$ 的上升率虽低于耦合情况下的初始速率，却因不受约束而持续增长，在 $3.1 \mu\text{s}$ 时刻强制完成扩散。因此，考虑外电路耦合的仿真模型能够反映高温颗粒物蒸发、电离与弧后等离子体扩散达到平衡时产生的停滞现象。这意味着此前基于固定上升率 TRV 的弧后仿真研究因未包含外电路反馈，可能低估了二次等离子体源对介质恢复的危害。

电源电压的对比结果进一步表明，颗粒物温度和电源电压从两个方面影响鞘层的发展。颗粒物温度决定其蒸发通量以及二次等离子体的产生能力，电源电压则影响鞘层电场对带电粒子的清除作用。1800 K 条件下，电源电压峰值由 10 kV 降至 1 kV 后，鞘层仍能扩张至弧后阳极；1900 K 条件下，10 kV 时鞘层扩张陷入停滞，而电源电压升高至 20 kV 和 30 kV 后，鞘层均能在 $5 \mu\text{s}$ 内扩张至弧后阳极。

为解释 1800 K 工况在电源电压降低一个数量级后仍未出现停滞的原因，进一步估算了忽略外电场作用时二次等离子体的自持条件。在颗粒物表面外取厚度为 δ 的球壳区域 $r_p < r < r_p + \delta$ ，其中 r_p 为颗粒物半径，并以

$$N_e = \int_{r_p}^{r_p + \delta} n_e(r) 4\pi r^2 dr \quad (28)$$

表示球壳内的电子总数。局部碰撞电离源项为 $S_{iz}(r) = \alpha_0(T_e)n_n(r)n_e(r)$ ，球壳内单位时间由碰撞电离产生的电子数可通过对局部电离源项 $S_{iz}(r)$ 进行体积积分得到

$$\int_{r_p}^{r_p+\delta} S_{iz} 4\pi r^2 dr = \alpha_0(T_e) \int_{r_p}^{r_p+\delta} n_n(r) n_e(r) 4\pi r^2 dr \quad (29)$$

若忽略中性 Cu 原子在由颗粒物表面向外运动过程中因碰撞电离造成的消耗，则在稳态条件下穿过任意同心球面的中性 Cu 原子通量保持不变，可得 $n_n(r) = r_p^2 \Gamma_{\text{evap}}(T) / [\bar{v}_n(T) r^2]$ ，其中 $\Gamma_{\text{evap}}(T)$ 为颗粒物表面的 Cu 原子蒸发通量， $\bar{v}_n(T) = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_{\text{Cu}}}}$ 为中性 Cu 原子的平均速度， T 为颗粒物温度。若以 $n_e(r) \propto 1/r^2$ 作为临界等离子体的试探分布，将上述密度分布代入并积分可得

$$\int_{r_p}^{r_p+\delta} S_{iz} 4\pi r^2 dr = \alpha_0(T_e) \frac{\Gamma_{\text{evap}}(T)}{\bar{v}_n(T)} \frac{r_p}{r_p + \delta} N_e \quad (30)$$

与此同时，球壳内的等离子体不断向外扩散并离开该区域。由于电荷分离产生的电场会约束电子与离子的相对运动，本文以 Cu^+ 离子声速作为二次等离子体向外扩散的特征速度。忽略离子温度时， Cu^+ 离子声速为 $c_s = \sqrt{\frac{eT_e}{m_{\text{Cu}}}}$ 。对于厚度为 δ 的球壳区域，二次等离子体离开该区域的特征时间为 $\tau \approx \delta/c_s$ ，因而球壳内电子数的损失率可估算为 N_e/τ 。令总电离产生率与自由扩散损失率相等，得到临界自持条件

$$\alpha_0(T_e) \frac{\Gamma_{\text{evap}}(T_e)}{\bar{v}_n(T_e)} \frac{r_p}{r_p + \delta} = \frac{c_s}{\delta} \quad (31)$$

基准计算取 $\delta = r_p = 250 \mu\text{m}$ 、电子温度为 $T_e = 3 \text{ eV}$ 。此时 $c_s = 2.13 \times 10^3 \text{ m/s}$ ， $\tau = r_p/c_s = 1.17 \times 10^{-7} \text{ s}$ ，临界条件可写为

$$\alpha_0(3\text{eV}) \frac{\Gamma_{\text{evap}}(T_e)}{2\bar{v}_n(T_e)} = \frac{c_s}{r_p} \quad (32)$$

根据本文仿真所采用的电离复合碰撞模型计算 $\alpha_0(3 \text{ eV}) = 1.724 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$ ，并利用颗粒物蒸发模型计算 $\Gamma_{\text{evap}}(T)$ ，得到基准临界温度约为 1860 K。该估算有助于解释 1800 K 工况在表 1 所示的 1—10 kV 范围内鞘层扩张均未陷入停滞的结果，但由于 $1/r^2$ 等离子体分布只是用于数量级估算的试探分布，并且此模型忽略了外施电压、鞘层演化以及中性 Cu 原子在向外运动过程中的电离消耗等因素，

不能作为准确的停滞临界温度。此外，现有结果只包含 1800 K 和 1900 K 两个温度点，尚不足以给出普遍的临界温度—电压关系。

4.4 颗粒物的空间位置效应

3.4 节从轴向和径向两个方向分析了颗粒物位置对弧后等离子体扩散的影响。轴向位置决定颗粒物距弧后阴极的远近，进而影响颗粒物附近的鞘层电场强度和碰撞电离过程；在本文考察的三个轴向位置中，只有颗粒物靠近弧后阴极时鞘层能够扩张至弧后阳极。颗粒物沿径向偏离轴线后，其外侧出现等离子体堆积，偏离距离越大， $t = 5 \mu\text{s}$ 时的残余 Cu^+ 粒子数越多，同时两极表面的电场分布也表现出更明显的空间不对称性。

残余 Cu^+ 粒子数表示给定时刻仍留在仿真域内的离子总量，PAC 则受到两极收集的电子电流和离子电流的影响。颗粒物位置改变后，残余离子的空间分布随之改变，两极所收集的各电流分量及其相互抵消关系也会发生变化。因此，残余离子总量与 PAC 幅值并不具有简单的对应关系：轴向三个位置的残余 Cu^+ 粒子数依次增加，而 PAC 幅值先增大后减小；径向四个位置的残余 Cu^+ 粒子数随偏离距离增加，而 PAC 幅值逐渐减小。对本文考察的六个颗粒物位置，仅凭 PAC 幅值不足以判断残余等离子体的清除程度，还需要结合其空间分布进行分析。

5 结论

本文针对高温金属颗粒物对弧后等离子体扩散过程的影响，建立了考虑外电路的三维混合麦克斯韦-玻尔兹曼模型，自洽模拟了等离子体扩散、外电路演化与颗粒物效应之间的耦合过程。主要结论如下：

1. 颗粒物温度通过改变其蒸发通量及二次等离子体的产生速率，对等离子体扩散过程产生重要影响。当温度足够高时，二次等离子体产生速率与扩散速率达到平衡，导致鞘层扩张停滞、间隙残余带电粒子无法完全消散。颗粒物的影响同时具有空间非均匀性，在所考察的六种颗粒物位置中，仅颗粒物靠近弧后阴

极侧时扩散顺利完成；偏离轴线的颗粒物外侧出现等离子体堆积，鞘层难以扩张至该区域，阴极与阳极表面电场随偏离方向呈不对称分布。

2. 弧后电流的非零平台是鞘层停滞现象在宏观波形上的体现，其幅值同时受颗粒物温度和空间位置影响：温度决定二次等离子体源的强度，位置则通过改变残余离子的空间分布以及阴、阳极收集的电子和离子电流分量来影响净电流。非零弧后电流平台可以反映间隙内持续导电的状态，但仅凭其幅值不足以判断残余等离子体的清除程度。
3. 颗粒物影响下的弧后等离子体扩散问题中，固定 TRV 上升率的简化使 TRV 不受反馈约束而持续上升，当颗粒物足以维持局部电离与扩散的平衡时，等离子体仍能被强制驱散，因而可能低估高温颗粒物引发的绝缘失效风险。考虑外电路耦合的仿真模型能够反映等离子体扩散对 TRV 的反馈作用，为评估颗粒物诱发的绝缘失效风险提供了仿真方法参考与理论依据。

参考文献

- [1] Slade P G 1997 *IEEE Trans. Ind. Appl.* **33** 1501
- [2] Kieffel Y, Irwin T, Ponchon P, Owens J 2016 *IEEE Power Energy Mag.* **14** 32
- [3] Yao X F, Wang J H, Ai S G, Liu Z Y, Geng Y S, Hao Z G 2022 *Engineering* **13** 164
- [4] Dullni E, Schade E 1993 *IEEE Trans. Electr. Insul.* **28** 607
- [5] Schade E 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1564
- [6] Andrews J G, Varey R H 1971 *Phys. Fluids* **14** 339
- [7] Huang C Y, Yin Y S, Liu S X, Du H W, Shan Z Y, Cao Y D, Yang S R 2024 *High Volt.* **9** 346
- [8] Huber E F-J, Weltmann K D, Fröhlich K 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 930
- [9] Mo Y P, Shi Z Q, Jia S L 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 045401

- [10] Soloot A H, Gholami A, Niayesh K 2011 *Int. Rev. Model. Simul.* **4** 699
- [11] Li X B, Guo X Y, Wang W, Liu X M, Liao M F, Zou J Y 2026 *High Volt.* Online first
- [12] Huang D C, Shu S W, Ruan J J 2016 *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.* **6** 545
- [13] Ge G W, Cheng X, Liao M F, Huang Z H, Zou J Y 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 3083
- [14] Batrakov A V, Jüttner B, Proskurovsky D I, Pryadko E L 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1476
- [15] Tuma D T, Chen C L, Davies D K 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 3821
- [16] Boxman R L, Goldsmith S 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 151
- [17] Zalucki Z 1985 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **13** 321
- [18] Jiang Y, Wu J W, Li Q, Zhu L Y, Wang X Z 2021 *Vacuum* **193** 110551
- [19] Cao Z Y, Li R, Cao B, Yan W L, Sun L Q, Wang J H, Geng Y S, Wang Z X 2022 *Phys. Plasmas* **29** 113512
- [20] Huang X L, Zhao L H, Bai X Y, Wang Z, Ning W J, Wang L J, Ren J W 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 425206
- [21] Wang L J, Wang X Y, Chen Z, Hu R Z, Li X Z, Shi R B 2025 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **58** 395202
- [22] Wang Z X, Geng Y S, Liu Z Y 2011 *Proceedings of the 1st International Conference on Electric Power Equipment - Switching Technology Xi'an, China, October 23—27, 2011* p27
- [23] Wang D, Wang L J, Wang Z W, Jia S L 2021 *Proc. CSEE* **41** 5391 (in Chinese)
- [王丹, 王立军, 王智炜, 贾申利 2021 中国电机工程学报 **41** 5391]

- [24] Wang D, Wang L J, Liu J, Yan C, Lin X, Jia S L 2020 *Phys. Plasmas* **27** 013501
- [25] Wang Z X, Wang H R, Zhou Z P, Tian Y B, Geng Y S, Wang J H, Liu Z Y 2016 *J. Appl. Phys.* **120** 083301
- [26] Sarrailh P, Garrigues L, Hagelaar G J M, Sandolache G, Rowe S, Jusselin B, Boeuf J P 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 015203
- [27] Wang Z X, Cao Z Y, Li R, Chen F, Sun L Q, Geng Y S, Wang J H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 055201 (in Chinese) [王振兴, 曹志远, 李瑞, 陈峰, 孙丽琼, 耿英三, 王建华 2021 物理学报 **70** 055201]
- [28] Cao Z Y, Wang Z X, Chen F, Xu Y D, Sun L Q, Geng Y S, Wang J H 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 405202
- [29] Beilis I I 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 1259
- [30] Wang Z X, Li R, Cao B, Liu H P, Liu J, Sun L Q, Geng Y S, Wang J H 2024 *J. Vac. Sci. Technol. A* **42** 053008
- [31] Cartwright K L, Verboncoeur J P, Birdsall C K 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3252
- [32] Sun Q, Yang W, Zhou Q H 2020 *Phys. Plasmas* **27** 053501
- [33] Yang W, Zhou Q H, Yang W Y, Dong Y, Dong Z W 2018 *Phys. Plasmas* **25** 063521
- [34] van Lanen E P A, Smeets R P P, Popov M, van der Sluis L 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 925
- [35] Glinkowski M, Greenwood A 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 741
- [36] Qin T T, Zhang Y, Dong E Y, Zou J Y 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083515
- [37] Ge G W, Liao M F, Duan X Y, Huang Z H, Huang J Q, Zou J Y 2016 *Vacuum* **134** 63
- [38] Liu L M, Yuan Z, Liu S, Chen L X, He J J, Pan Y 2020 *Phys. Plasmas* **27** 063507

[39] Cheng X, Xu P F, Ge G W, Li X, Tian X Q 2021 *Trans. China Electrotech. Soc.*

36 3516 (in Chinese) [程显, 徐鹏飞, 葛国伟, 李鑫, 田小倩 2021 电工技术

学报 **36 3516**]

录用稿件，非最终出版稿

Hybrid Modeling of Hot Metallic Particle Effects on Post-Arc Plasma Dissipation*

Rui Li, Zhenxing Wang[†], Jiaqi Zhao, Yingsan Geng, Zhiyuan Liu

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

Abstract

Post-arc plasma dissipation is a key process in the dielectric recovery of vacuum interrupters and is dynamically coupled to the external circuit. Hot metallic particles produced by contact erosion can release copper vapor after current zero, and collisional ionization of this vapor supplies a localized secondary plasma. A three-dimensional hybrid Maxwell-Boltzmann model with external-circuit coupling is developed to simulate particle evaporation, plasma transport, transient recovery voltage (TRV), post-arc current (PAC), and sheath expansion. Heavy species are tracked as macroparticles, whereas electrons are treated as a fluid. The plasma calculation supplies the contact-collected current to the circuit equations, and the resulting electrode charge updates the boundary conditions of the Poisson equation for the next plasma step. Calculations use a 10 mm contact gap, a copper particle with a radius of 250 μm , temperatures of 1700-1900 K, and six spatial positions. For an on-axis particle at the gap midpoint under the baseline 10 kV circuit condition, the Cu^+ ion count falls to zero within 2.5 μs at 1700 and 1800 K. At 1900 K, however, the ion count becomes nearly constant after approximately 2.5 μs , and the PAC magnitude remains near 0.17 A after its peak. In this case, sheath expansion

stagnates because ion production from the evaporated vapor balances removal by the sheath field and plasma transport. Under otherwise identical plasma conditions, imposing a linear increase in TRV magnitude at 10 kV/ μ s reduces the Cu^+ ion count to zero at 3.1 μ s. Within the circuit-coupled model, increasing the peak source voltage to 20 or 30 kV likewise reduces the ion count to zero within 5 μ s. Particle temperature therefore mainly affects local plasma production, whereas source voltage affects field-driven removal; their balance determines whether the sheath reaches the post-arc anode. To investigate the effect of particle position, six axial and radial positions are compared at a fixed particle temperature of 1900 K, with the circuit parameters held at their baseline values. Among the three on-axis positions, the Cu^+ ion count reaches zero within 5 μ s only when the particle is 2.5 mm from the post-arc cathode. Moving the mid-gap particle radially outward increases the residual Cu^+ ion count at 5 μ s, whereas the PAC magnitude decreases from 0.167 to 0.097 A. Radial displacement also produces plasma accumulation on the outward side of the particle and asymmetric electric fields at the contacts, features that an axisymmetric model cannot represent. For the six positions examined, the PAC magnitude at 5 μ s is not a monotonic indicator of the residual Cu^+ ion count and is therefore insufficient by itself to assess plasma removal. These results highlight the importance of external-circuit coupling for capturing the interaction among particle-induced plasma production, post-arc plasma transport, and TRV evolution, and of three-dimensional spatial resolution for resolving off-axis asymmetry.

Keywords: vacuum arc, dielectric recovery, metallic particle, hybrid modeling

* Project supported by the Smart Grid-National Science and Technology Major Project (Grant No. 2024ZD0802500).

† Corresponding author. zxwang@xjtu.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿