第 52 卷 第 2 期：897-907 高电压技术 Vol.52, No.2: 897-907
2026 年 2 月 28 日 High Voltage Engineering February 28, 2026
DOI: 10.13336/j.1003-6520.hve.20250589

粒子模拟在直流真空开关弧后介质恢复过程的仿真应用

李旭彬[1,2]，蒋　原[1,3]，王　雯[4]，刘晓明[5]，廖敏夫[2]，邹积岩[2]
（1. 英国利物浦大学电气电子工程系，利物浦 L69 3 GJ；2. 大连理工大学电气工程学院，大连 116024；3. 北京科技大学自动化学院，北京 100083；4. 中国电力科学研究院有限公司，北京 100192；5. 河北工业大学电气工程学院电器设备可靠性与智能化国家重点实验室，天津 300401）

摘　要：直流真空开关的弧后介质恢复过程是决定开断成功的关键。以往基于粒子模拟的研究主要集中在弧后鞘层阶段，将触头间隙内的原子简化为背景气体，忽略了金属蒸气的衰减过程。此外，针对真空直流开断弧后介质恢复的研究较少。为此基于典型真空直流开断实验案例，建立粒子模拟模型，通过将原子视为超粒子，跟踪其动态运动过程，实现了弧后鞘层和金属蒸气衰减的连续模拟。研究对比分析了将原子视为粒子和背景气体两种不同处理方法对鞘层发展和弧后电流的影响。结果表明，原子处理方式对仿真结果的影响较小，在鞘层阶段将原子视为背景气体以降低计算成本是合理的。同时，仿真得到的弧后电流与实验结果的对比验证了模型在鞘层阶段的适用性。对于金属蒸气衰减阶段的仿真，对比分析了带电粒子对该过程的影响，结果表明其影响可以忽略；粒子模拟与 Rich-Farrall 模型的预测结果较相符，验证了粒子模拟在金属蒸气衰减过程中的适用性。

关键词：直流真空开关；粒子模拟；弧后电流；弧后鞘层；金属蒸气衰减

Application of Particle-in-cell Method in the Simulation of Post-arc Dielectric Recovery Process of DC Vacuum Switches

LI Xubin[1,2], JIANG Yuan[1,3], WANG Wen[4], LIU Xiaoming[5], LIAO Minfu[2], ZOU Jiyan[2]
(1. Department of Electrical Engineering and Electronics, University of Liverpool, Liverpool L69 3 GJ, UK; 2. School of Electrical Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China; 3. School of Automation and Electrical Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China; 4. China Electric Power Research Institute, Beijing 100192, China; 5. State Key Laboratory of Reliability and Intelligence of Electrical Equipment, School of Electrical Engineering, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China)

Abstract：The post-arc dielectric recovery in DC vacuum circuit breakers(VCBs) is crucial for successful current interruption. Previously, PIC(particle-in-cel) simulations focused on the sheath stage, simplifying atoms as background gas and neglecting metal vapor dissipation, with limited research on DC VCBs. This study employs the PIC method based on a typical DC interruption experiment, treating atoms as super-particles to simulate the continuous post-arc sheath and atom dissipation processes. The research compares two atom types including particles and background gas, finding minimal impact on simulation results. Treating atoms as background gas is reasonable to reduce computational costs. Furthermore, the reasonable agreement between simulated post-arc current and measured data confirms the method's applicability in the sheath stage. For the metal vapor dissipation, the influence of charged particles on this process was assessed through comparative analysis, showing that their effect is minor. Additionally, PIC simulation results closely match the predictions of the Rich-Farrall model, validating the effectiveness of the method for simulating vapor dissipation.

Key words：DC vacuum circuit breaker; particle-in-cell; post-arc current; post-arc sheath; metal vapor dissipation

基金资助项目：国家自然科学基金(52177127；52077025)。
Project supported by National Natural Science Foundation of China(52177127, 52077025).

0 引言

基于换流原理的直流真空断路器短路开断涉及的电弧属于中频真空电弧[1]。真空开关的直流开断主要包括 3 个过程，即电弧产生到稳定燃烧过程、换流强迫电流过零的电弧熄灭过程和弧后介质恢复过程[2-3]。真空开关的弧后介质恢复过程对直流开断成功与否具有决定性作用。相对于交流工频开断情况，中频真空电弧零区更短暂，对介质恢复要求更苛刻[4-6]。对该过程进行深入研究将有利于了解中频真空电弧零区复杂物理过程，完善真空直流开断理论进而提升开断性能。

真空开关的弧后介质恢复过程起始于电流过零时刻，此时仍有大量的电子、离子和金属蒸气原子存在触头间隙内部。在快速上升的暂态恢复电压(transient recovery voltage，TRV)作用下，电子和离子分别向弧后阳极和弧后阴极移动，形成弧后鞘层和弧后电流，该过程持续时间通常在几微秒到几十微秒[7-9]。Andrews 和 Varey 提出的连续过渡模型(continuous transition model，CTM)被广泛用于鞘层过程和弧后电流的仿真分析[10-12]。但作为黑盒模型，CTM 无法得到弧后等离子体时空参数的动态演变过程，使得无法深入分析鞘层过程的相关机理；且该模型忽略了粒子间的碰撞过程，限制了其在大电流开断情况下的应用。基于此，国内外学者越来越多采用粒子模拟(particle-in-cell，PIC)方法，通过跟踪代表众多实际微观粒子的超粒子在电磁场作用下的运动过程来实现对弧后过程中带电粒子的动态描述。由于 PIC 方法无法处理碰撞过程，常采用蒙特卡洛碰撞(Monte Carlo collision，MCC)方法来处理带电粒子与原子之间的关键碰撞过程，就构成了 PIC-MCC 方法[13]。

Sarrailh 采用与粒子模拟类似的混合模型，通过直接蒙特卡罗方法处理碰撞过程，研究了不同电极温度对鞘层发展的影响[14]。王振兴采用一维 PIC-MCC 模型对弧后鞘层发展过程中的击穿机制进行了仿真研究，模型考虑了二次电子发射、外电路和粒子间基本碰撞过程[15]。莫永鹏等采用粒子模拟研究了电子、离子温度[16]以及等离子体初始漂移速度[17]等对鞘层发展过程的影响。程显等人采用粒子模拟研究了屏蔽罩电位对鞘层过程的影响[18]。然而，目前针对鞘层阶段的仿真通常将金属蒸气原子视为背景气体，在仿真中原子固定在原位置中，且主要参与碰撞过程。相对于鞘层阶段，金属蒸气原子的衰减时间约为几百微秒到几毫秒[19-20]，持续时间较长。弧后实际过程中原子在间隙内自由扩散，尽管其速度与电子和离子相比较小，目前尚不清楚将原子视为背景气体是否会导致模拟结果偏离实际情况。

目前采用粒子模拟的仿真主要集中在鞘层过程的机理研究，忽视了随后的金属蒸气衰减阶段。当带电粒子在间隙内基本消散完全后，触头间隙内仍然剩余大量的金属蒸气原子继续影响着介质恢复过程，并可能导致击穿。只有当金属蒸气原子数密度降低到一定水平时，才认为触头间隙介质强度恢复基本完成[21]。针对金属蒸气衰减的研究仍主要采用 Rich 和 Farrall 等人于 1964 年提出的 Rich-Farrall 模型[22]，缺少对直流真空开关弧后介质恢复包括鞘层和金属衰减过程的连续仿真，且带电粒子对金属蒸气衰减的影响也尚不清楚。

本文基于文献中的真空直流开断实验案例，采用粒子模拟，通过将原子视为超粒子跟踪其动态运动，探索鞘层过程和金属蒸气衰减过程的连续仿真。首先根据实验数据得到仿真模型合理的初始条件，对比分析了将原子视为背景气体和超粒子对仿真结果的影响，通过将 PIC-MCC 仿真结果后处理并代入 CTM 电流方程得到弧后电流波形并与实验结果对比验证模型在鞘层阶段的适用性。然后研究了带电粒子对金属蒸气衰减的影响，通过对比 Rich-Farrall 模型验证了模型在金属蒸气衰减阶段的适用性。最后分析讨论了粒子模拟相对于 Rich-Farrall 模型的优点并给出改进建议，以更好地模拟金属蒸气衰减过程。

1 仿真模型

粒子模拟通过基本的牛顿方程来跟踪粒子的运动过程，对粒子间关键碰撞采用 MCC 方法处理。根据真空开关弧后介质恢复的实际物理过程，建立如图 1 所示的简化二维 PIC-MCC 模型[23]。由于粒子模拟计算量较大，目前弧后阶段的二维模型主要采用 10^{17} m^{-3} 较小的初始等离子体数密度以节省计算量，限制了二维模型在较高等离子体数密度下的应用。同时，文献[24]比较了考虑径向扩散的二维模型与仅考虑轴向鞘层发展的一维模型，发现径向扩散作用对鞘层变化曲线的影响较小。考虑到二维

模型的计算成本以及本文主要研究剩余等离子体和原子等在间隙内部的轴向运动，因此采用简化的二维 PIC-MCC 模型。图 1 所示的模型设置 X 方向为鞘层轴向发展方向，忽略了间隙内粒子的径向扩散，并设置 Y 方向只有 2 个网格，在 Y 方向上设置周期性边界条件。该模型可以得到粒子的空间分布情况并大幅减少计算量，便于进行机理研究。

模型中的触头几何结构简化为平板状，模型左侧为弧后阴极，施加 TRV，右侧为弧后阳极接地，电势为零。X 方向的电场边界条件为 Dirichlet 边界条件。仿真模型的初始参数设置对于仿真的准确性具有重要影响。本文选取文献[25]中的真空直流开断实验数据，测量的弧后电流(I_{pac})和 TRV 波形如图 2 所示。模型关键初始参数的选取与实验条件一致或从实验数据中估算得到，个别参数由于文献中并未给出，采用经典参数设置。因此，根据实验条件[25]，设置触头材料为纯铜，触头间隙距离设置为 2 mm，TRV 的设置采取将实验波形近似为线性上升且斜率为−1.756 kV/μs。

假设过零时刻，电子、离子和原子均匀分布在间隙内。模型只考虑电子(e)、单价态铜离子(Cu^+)和金属铜原子(Cu)，且剩余等离子体满足准中性条件，即电子数密度等于离子数密度。本文采用 2 种方式对间隙内的中性铜原子进行建模：一是将其设为背景气体，即静止分布、不具有速度，仅在与电子、离子的碰撞过程中采用 MCC 模块处理，不随时间演化，其建模方式在相关文献中已有应用；二是设为超粒子，即每个模拟粒子代表大量真实微观粒子，可以跟踪其位置和速度随时间的变化，模拟其在间隙中的扩散行为。对比了这 2 种原子类型设置对鞘层和弧后电流的影响。

由于初始等离子体数密度无法从实验数据中直接获取，采用文献[26]中给出的依据弧后电流波形估算过零时刻等离子体数密度的方法。首先对弧后电流波形进行时间积分得到总电荷 Q，假设过零时刻触头间隙内的剩余电子均被弧后阳极吸收且忽略弧后阳极的离子电流，则根据触头间隙内的圆柱体积 V，可以计算出初始时刻电子数密度 n_e，由式(1)给出。

$$n_e = \frac{Q}{V} = \frac{\int I_{pac}\mathrm{d}t}{\pi R^2 L} \tag{1}$$

式中：R 为触头半径，根据实验条件取 25.4 mm；L 为触头间隙距离，取 2 mm。由此估算出过零时刻的电子数密度或等离子体数密度为 8.17×10^{17} m^{-3}。该方法基于实验实测波形，能够较为直接地反映仿真所需的初始参数。虽然此方法对实际过零时刻的等离子体数密度存在一定近似性，例如未考虑离子电流及空间非均匀分布等因素，但在当前实验条件和可获得数据的限制下，仍是一种现实、可行并具备合理物理依据的近似手段。此外，根据连续过渡模型(CTM)中常用的估算方式，初始时刻的离子数密度 N_{i0} 由式(2)给出。

$$N_{i0} = \frac{4I_0}{v_i \pi D^2 Ze} \tag{2}$$

式中：N_{i0} 为初始时刻离子数密度；I_0 为初始弧后电流；v_i 为鞘层内的离子速度；D 为触头直径；Z 为离子平均电荷数；e 为电子电荷。2 种估算方式均严重依赖实验数据。但式(2)中的离子速度 v_i 往往难以从实验中直接获得，须经验或假设值支持，存在更大不确定性。因此本文选择基于弧后电流积分的方

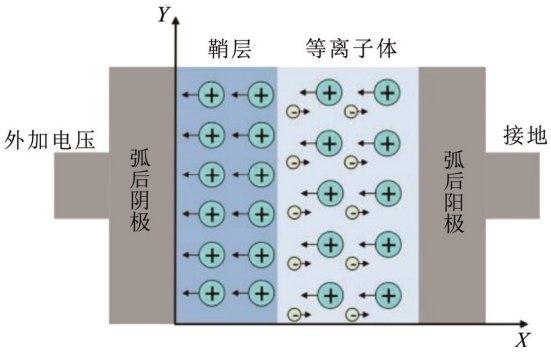


图 1　简化二维 PIC-MCC 仿真模型

Fig.1　Schematic diagram of the simplified two-dimensional PIC-MCC model

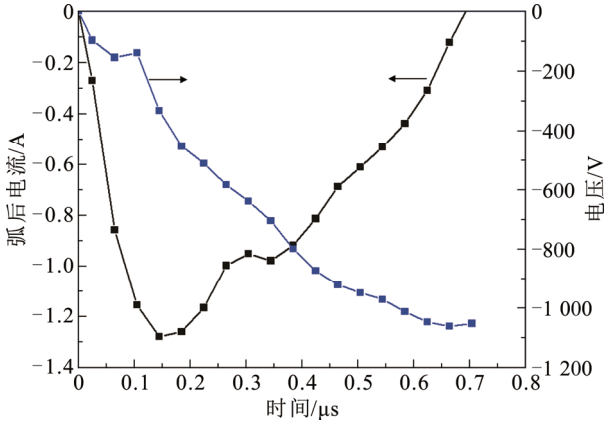


图 2　弧后电流和 TRV 测量数据[25]

Fig.2　Measured post-arc current and TRV waveform[25]

法作为等离子体数密度的估算依据，具有更强的实验基础和适用性。

初始时刻的铜原子数密度也需根据相关文献估算。Lins 采用强迫过零方法测量铜铬触头的原子数密度，峰值电流为 200 A 时弧后初始时刻的铜原子数密度约为 3.6×10^{18} m^{-3}[27]。图 2 中的真空电弧峰值电流约为 600 A，且弧后原子数密度随着开断电流峰值增大而增大[28]，考虑到 Lins 测量的是铜铬触头，对于铜触头在 600 A 峰值电流下的原子可以合理地估算为 1×10^{19} m^{-3}。这一估值处于当前粒子模拟研究中常用的原子数密度的合理范围内。此外，根据文献[17]中对不同原子数密度下鞘层发展过程的仿真结果可知，当原子数密度低于 1×10^{20} m^{-3}，其对鞘层演化的影响较小，因此本文所选初始原子数密度对仿真结果的影响亦在可接受范围之内。仿真时，将原子设置为与电子和离子相同的超粒子，从而可以跟踪其动态运动过程。为了对比分析，另一组仿真设置原子为背景气体，即仿真过程中原子被视为静态的，且仅在发生某种类型的碰撞时才会发生反应。

假设间隙中粒子的速度分布均满足麦克斯韦速度分布。文献[16]通过建立 PIC 模型研究了电子温度和离子温度对真空开关弧后鞘层过程的影响，其研究结果可以看出，当其他条件不变时，电子温度在 1~3 eV 范围和离子温度在 0.25~2 eV 范围对鞘层曲线的影响较小。因此本文采用了经典的电子温度和离子温度的设定值，设定电子、离子的温度分别为 3、2 eV[23]。铜原子温度为 0.25 eV，接近铜的沸点。粒子运动到边界时，从仿真区域移出。

本文在仿真时还考虑了带电粒子初始时刻的漂移速度。需要指出的是，真空电弧电流接近过零时，间隙内的等离子体主要从阴极斑点发射，由于惯性，通常会表现出朝向弧后阴极(过零前为阳极)的漂移速度。文献[17]采用粒子模拟研究了过零时刻间隙内的剩余等离子体的初始漂移速度在 0~8 000 m/s 范围内对弧后鞘层发展过程的影响，结果显示等离子体初始漂移速度对鞘层过程有着显著影响，随着漂移速度增大，鞘层发展变快。在 CTM 初始条件设置中，铜触头扩散态真空电弧的鞘层边缘的离子速度一般在 10^3~10^4 m/s 的数量级[29]。因此，本文在仿真中考虑了带电粒子的初始漂移速度，并将其设置为 3 000 m/s，朝向弧后阴极。电子和离子沿 X 方向的速度分布函数[17]须修改为：

$$f(v)=\sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}\exp(-\frac{m(v-v_{\text{drift}})^2}{2kT}) \tag{3}$$

式中，m 代表电子或离子质量；k 为玻耳兹曼常数；T 为电子或离子的温度；v 为电子或离子沿 X 方向的速度；v_{drift} 为漂移速度。

模型考虑了鞘层发展过程中关键的碰撞类型，包括电子与原子间弹性、激发和电离等碰撞及离子与原子之间的电荷交换碰撞，碰撞类型如表 1 所示。其中，电子与铜原子间弹性、激发、电离等碰撞的碰撞截面来自 LXcat 数据库[30-31]，离子与原子之间的电荷交换碰撞由 Vsim 软件内置模块设置，其碰撞截面[32]由式(4)给出。

$$\sigma_{\text{c}}=(6.45-0.365\ln\varepsilon)^2\times10^{-20} \tag{4}$$

式中：ε 代表离子入射能量，eV；σ_{c} 为电荷交换碰撞截面，m^2。

为得到稳定可靠的仿真结果，划分的空间网格尺寸 Δx 和时间步长 Δt 须分别满足条件为：

$$\Delta x\le\lambda_{\text{D}} \tag{5}$$

$$\Delta t\le0.2/\omega_{\text{p}} \tag{6}$$

式中：λ_{D} 和 ω_{p} 分别为仿真初始时刻等离子体德拜长度和振荡频率。本文设定 $\Delta x=5\times10^{-6}$ m，$\Delta t=2\times10^{-12}$ s。

2 仿真结果分析

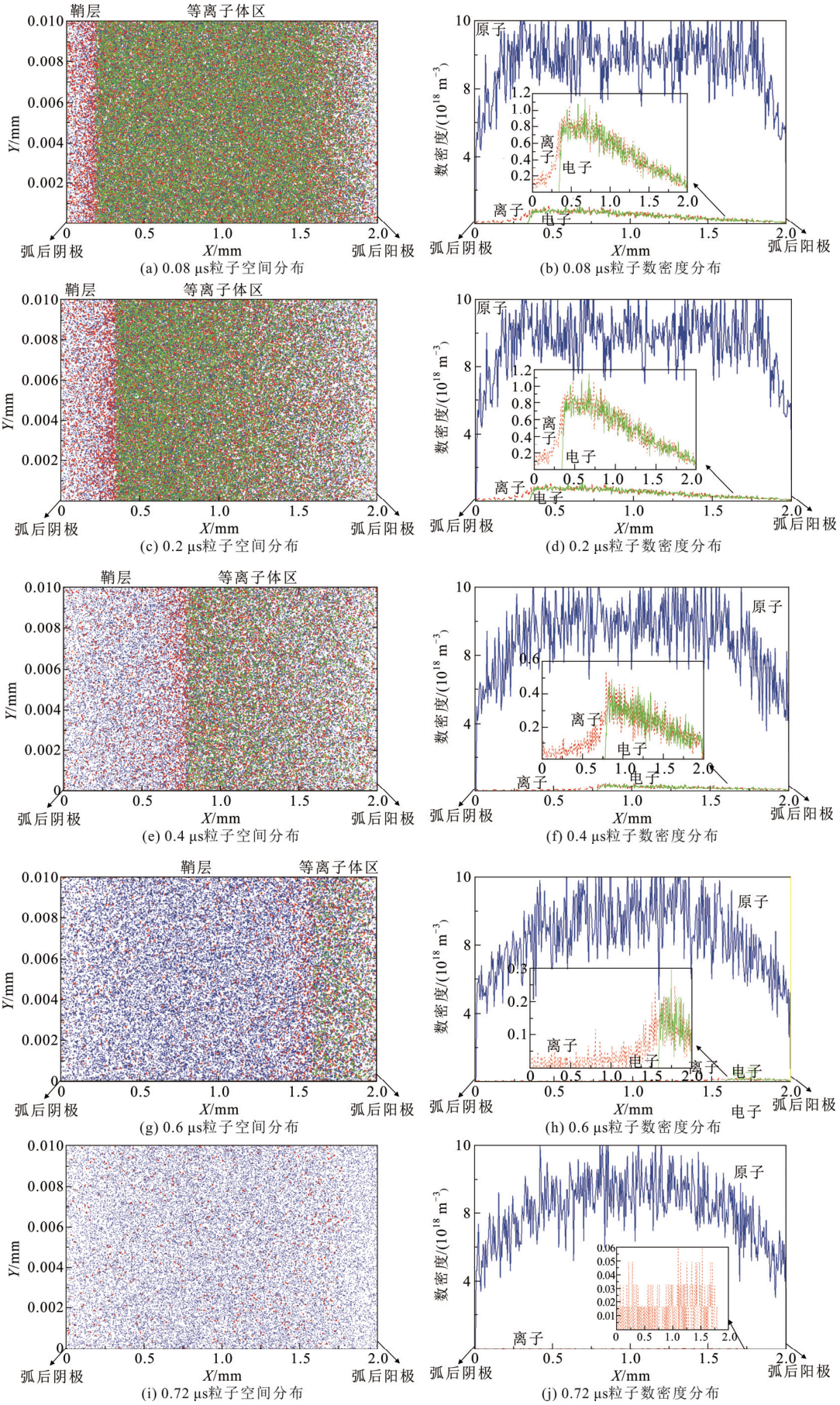
2.1 考虑金属蒸气原子的鞘层阶段的结果分析

首先将金属蒸气原子视为与电子离子相同类型的超粒子进行仿真，以分析原子动态过程对鞘层的影响。图 3 为不同时刻的电子、离子和原子的空间分布及对应时刻的数密度分布图，描述了鞘层形成过程和鞘层充满间隙后离子扩散的部分过程以及金属蒸气原子的缓慢消散过程。左侧为间隙内粒子的空间分布情况，右侧为该时刻对应的数密度分布情况。图中标注了弧后阴极(左侧)，弧后阳极(右侧)，鞘层区域和等离子体，其中蓝点或蓝色曲线为铜原

表 1 仿真中的碰撞类型

Table 1 Collision types in the PIC-MCC simulations

序号	碰撞方程	碰撞类型	能量阈值/eV
1	$e+Cu\rightarrow e+Cu$	弹性碰撞	0
2	$e+Cu\rightarrow e+Cu^*$	激发碰撞	1.5
3	$e+Cu\rightarrow e+Cu^*$	激发碰撞	1.5
4	$e+Cu\rightarrow e+Cu^*$	激发碰撞	3.8
5	$e+Cu\rightarrow e+Cu^*$	激发碰撞	5.1
6	$e+Cu\rightarrow 2e+Cu^+$	电离碰撞	7.724
7	$Cu^++Cu\rightarrow Cu+Cu^+$	电荷交换	软件内置



(a) 0.08 μs粒子空间分布　(b) 0.08 μs粒子数密度分布

(c) 0.2 μs粒子空间分布　(d) 0.2 μs粒子数密度分布

(e) 0.4 μs粒子空间分布　(f) 0.4 μs粒子数密度分布

(g) 0.6 μs粒子空间分布　(h) 0.6 μs粒子数密度分布

(i) 0.72 μs粒子空间分布　(j) 0.72 μs粒子数密度分布

图 3　离子、电子和原子空间分布与数密度分布图

Fig.3　Evolution of spatial and density distributions of ions, electrons and atoms

子，红点或红色虚线为铜离子，绿点或绿色曲线为电子。需要指出的是，在粒子空间分布图中为了能区分电子、离子和原子，将数密度较大的原子缩小展示。图 3 中的数密度曲线存在较多的毛刺(波动)，主要由粒子模拟中统计噪声导致。通常可以通过滤波的后处理方式来平滑相应的仿真曲线。本文并未对图 3 中的数据进行任何后处理，保留了原始的仿真数据。这不影响对鞘层形成、扩展、粒子动态运动以及金属原子缓慢扩散等主要物理现象的趋势分析和结果解读。同时，保留原始数据也直观展现了粒子模拟方法本身的特性。

从图 3 可以看出，初始时刻电子、离子和原子在间隙中均匀分布。在 TRV 作用下，电子快速向右侧弧后阳极运动，弧后阴极附近只剩下离子，离子鞘层的厚度不断增大，等离子体区厚度不断减小。同时，离子缓慢向新阴极运动，鞘层内的离子数密度逐渐减小，等离子体区内的电子和离子数密度近似相等。这些现象如图 3(a)—(h)所示。随着电子和离子不断运动，根据模拟结果，在大约 0.67 μs 时电子对应的超粒子数量降为 0，说明鞘层充满间隙，电子数密度基本衰减至 0。随后，鞘层中的离子在 TRV 作用下继续向阴极运动，如图 3(i)和(j)所示。至约 0.77 μs 时代表离子的超粒子数量降为 0，此刻的离子数密度也基本衰减至 0。需要指出的是，图 3 中仅展示了部分典型时刻的空间和数密度分布图，这些时刻是基于固定存盘间隔输出的，并非正好对应电子和离子完全消失的精确时刻。而通过实时监测超粒子数量变化可以推测出电子和离子数密度衰减为 0 对应的时刻。

图 3 还可以看出鞘层阶段的金属蒸气原子动态行为。由于初始原子数密度设定为 1×10^{19} m^{-3}，因此原子数密度始终高于电子和离子。原子主要向弧后阴极和弧后阳极缓慢扩散，当它们到达电极表面时从模拟区域移除。这导致距离弧后阴极和阳极越近的地方原子数密度越低，并且在靠近弧后阴极和阳极处观察到较低的原子数密度。同时，间隙中心部分的原子数密度几乎保持不变。这是因为原子没有被施加的 TRV 加速，主要表现出自由扩散运动。原子运动到边界被吸收后，密度梯度会略微加速原子向弧后两级的扩散。同时与电子和离子的碰撞过程也会加速小部分原子的运动。

2.2 原子类型对弧后鞘层和弧后电流的影响

图 4 为 2 种原子类型(超粒子或背景气体)对鞘层发展的影响。可以看出 2 种类型下的仿真结果基本一致。根据仿真结果，原子视为超粒子时，鞘层充满间隙所需时间为 0.672 μs，略快于原子为背景气体下的时间 0.675 μs，但差异太小基本可以忽略。

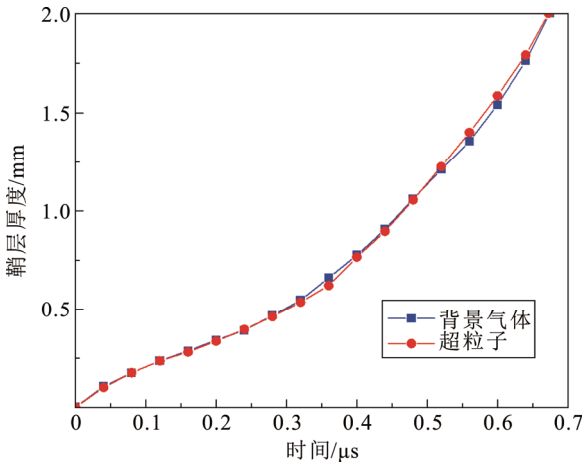


图 4 不同原子类型对鞘层发展的影响

Fig.4 Influence of two atom types on the sheath development process

为进一步验证粒子模拟在鞘层阶段的适用性，对仿真结果进行后处理并代入 CTM 电流方程，可以求得不同时刻的弧后电流值，进而对比实验数据用以验证。CTM 电流方程由式(7)给出。

$$I_{\mathrm{pa}}=\frac{\pi D^2 ZeN_i}{4}\left(v_i+\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}\right) \tag{7}$$

式中：I_{pa} 为弧后电流；D 取 50.8 mm；N_i 为鞘层内的离子数密度；仿真中只考虑 1 价离子，因此 Z 取值为 1；e 取 1.6×10^{-19} C；$\mathrm{d}s/\mathrm{d}t$ 为鞘层发展速度。

从式(7)可以看出，计算不同时刻弧后电流 I_{pa} 需要知道对应时刻鞘层内的离子速度和离子数密度以及该时刻的鞘层发展速度。这些参数可以由粒子模拟的仿真结果得到。其中鞘层发展速度可以通过求解图 4 中鞘层厚度变化曲线的斜率得出。由于鞘层内的离子速度和数密度数据较多，需要对这 2 个参数的结果进行后处理。根据电流连续性，选取鞘层内部任一区域计算出的电流值应相同；为方便计算，选取鞘层内部弧后阴极附近的一小片区域内来求解这 2 个参数的平均值，得到可以直接代入式(7)的数值。本文设定该求解区域的长度为 10 个网格宽度，该长度相对于触头间隙很小，可以认为是选取一层很薄的截面来计算电流，符合电流定义。

图 5 对比了 2 种原子类型下的仿真计算得到的弧后电流波形与实验测量波形。黑色虚线为实验测

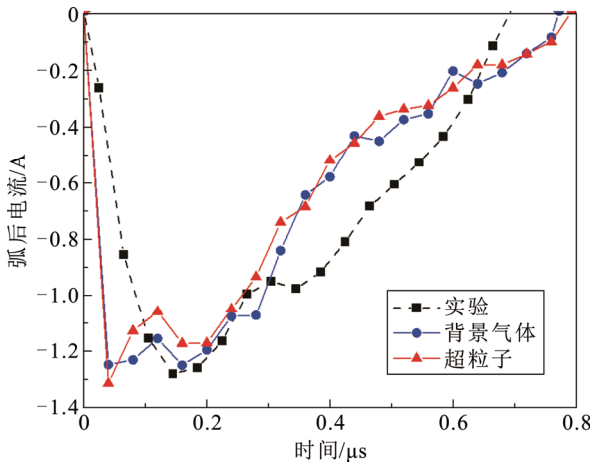


图 5　2 种原子类型仿真的弧后电流与实验数据对比

Fig.5　Comparison between the simulated post-arc current with two atom types and measured data

量数据，蓝色圆点和红色分别为原子设置为背景气体和超粒子的弧后电流仿真结果，图中分别用圆形标记(●)和三角形标记(▲)进行区分。由于粒子模拟本身会产生噪音，如图 3 中数密度分布曲线所示。考虑噪声可能对计算结果的影响，2 种原子类型仿真得到的弧后电流波形可以认为是相同的。同时，可以看出仿真得到的弧后电流与实验测量波形较相符，验证了模型参数设置的合理性和粒子模拟仿真在弧后鞘层阶段的适用性。

需要指出的是，仿真得到弧后电流波形与实验结果存在部分的误差。误差产生的原因主要来自于模型设置的初始条件和假设条件。其中，假设了剩余等离子体在间隙内部均匀分布，目前采用粒子模拟在弧后鞘层的仿真研究中均采用这一假设[14-17]。然而实际过程中，过零时刻的粒子在间隙内部的分布受前期电弧形态影响，可能是不均匀的，因此这一假设会造成仿真与实验之间的误差。同时，模型中没有考虑弧后阴极表面的热场电子发射和离子/原子轰击导致的原子溅射等表面过程，这些过程可能提供额外的粒子源，对仿真结果造成误差。在下一步的工作中，可以设置粒子在间隙内的非均匀初始分布，并考虑表面电子发射和原子溅射等过程，以进一步提高模型的准确性。

综合图 4 和图 5 可以看出，2 种原子类型对鞘层发展和弧后电流的影响较小，基本可以忽略不计。因此，在粒子模拟中将原子作为背景气体处理以降低计算成本是合理的，尤其是研究重点关注鞘层轴向发展和弧后电流分析时。

2.3　金属蒸气衰减阶段的仿真结果

Rich-Farrall 模型常被用于分析弧后的金属蒸气衰减[33]，该解析模型描述了触头间隙中心处的原子数密度随时间的变化，来预测弧后金属蒸气衰减过程。从电流为 0 开始，t 时刻间隙中心的原子数密度由式(8)—式(10)给出[22]。

$$n(t)=n_0\left(1-\mathrm{e}^{-\frac{1}{\alpha^2}}\right)\mathrm{erf}\left(\frac{1}{2}\left(\frac{l}{R}\right)\left(\frac{1}{\alpha}\right)\right) \tag{8}$$

$$\alpha=\frac{t}{R}\left(\frac{2kT_{\mathrm{atom}}}{m_{\mathrm{atom}}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

$$\mathrm{erf}(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x \mathrm{e}^{-\tau^2}\,\mathrm{d}\tau \tag{10}$$

式中：n_0 为初始时刻间隙中心的原子数密度；T_{atom} 为原子温度；m_{atom} 为金属原子的质量；erf(x)为误差函数。

Rich-Farrall 模型和 CTM 一样作为解析模型，无法提供原子详细的动态时空参数演变信息。本文在 PIC-MCC 模型中通过将原子视为超粒子以跟踪其动态过程，可以在单个模型中连续仿真鞘层过程和金属蒸气衰减过程，从而更全面地了解弧后介质恢复过程。如 2.2 节所述，将原子视为不同类型(背景气体或超粒子)对鞘层过程的影响很小。当关注重点从鞘层过程转移到对金属蒸气衰减的模拟时，电子和离子的运动过程对原子扩散的影响尚不清楚。

为了评估带电粒子对原子衰减的影响，在考虑和不考虑电子和离子的情况下进行了初步仿真。由于原子在触头间隙内完全消散所需的时间较长，因此模拟在 10 μs 时终止以减少模拟时间。为方便下一步与 Rich-Farrall 模型比较，与该模型类似，原子数密度也取间隙中心部分。通过计算得到间隙中心区域的 10 个网格内数据的平均值，以减少粒子模拟算法产生的噪音影响。考虑与不考虑带电粒子 2 种情况的比较如图 6 所示。可以看出，2 条曲线几乎相同，表明电子和离子对原子衰减的影响很小，可以忽略不计。电子和离子主要通过碰撞过程影响原子扩散。由于间隙内电子和离子在 TRV 加速下迅速消散，导致它们在很短的时间内(不到 1 μs)与原子发生碰撞，这种短时间的碰撞过程对原子的整体扩散过程的影响可以忽略不计。该仿真结果表明，仅使用 PIC 方法就足以完成原子衰减的模拟，用于处

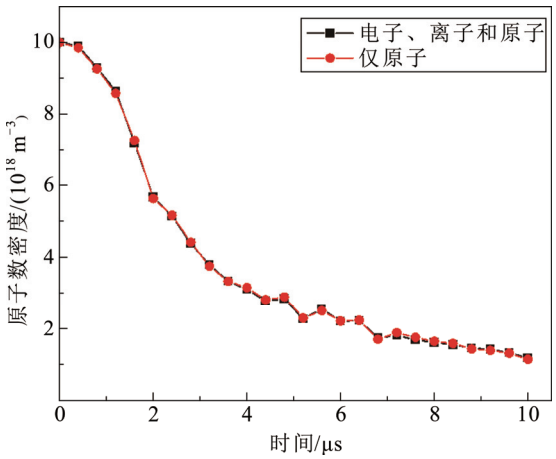


图 6 考虑与不考虑电子和离子情况下的原子衰减对比

Fig.6 Comparison of atom dissipation with and without electrons and ions

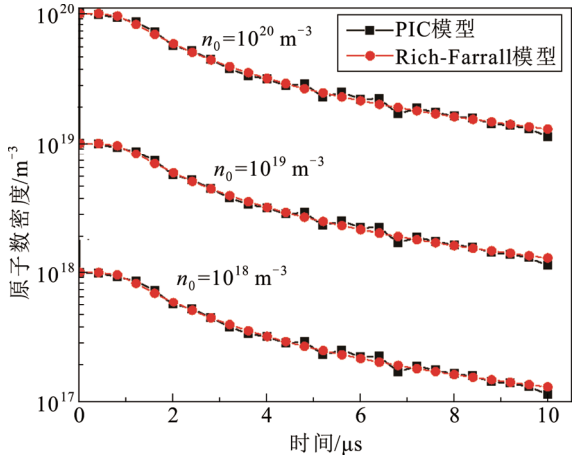


图 7 不同原子数密度下 PIC 模拟与 Rich-Farrall 模型对比

Fig.7 Comparisons between PIC simulations and Rich-Farrall model under different initial atom densities

理带电粒子与原子间碰撞的 MCC 方法则可以不考虑。也就是说，当研究主要关注金属蒸气衰减时，为了优化计算资源和效率，在 PIC 模拟中只考虑原子并忽略电子和离子的影响是合理的。

为验证 PIC 模拟在金属蒸气衰减阶段的适用性，选取不同初始原子数密度和原子温度下对 PIC 模型仿真和相同参数下的 Rich-Farrall 模型的结果进行了比较。由上文分析结果，带电粒子对金属蒸气衰减的影响可以忽略不计，因此只采用了 PIC 模型，并未考虑带电粒子，也并未采用 MCC 方法来处理带电粒子与原子间的碰撞过程。Rich-Farrall 模型使用的参数与 PIC 模型相同，触头半径 R 和间隙长度 L 分别设置为 25.4 mm 和 2 mm。当比较不同初始原子数密度时，原子温度设置为 2 900 K，略高于铜的沸点。用于分析的初始原子数密度为 10^{18}、10^{19} m^{-3} 和 10^{20} m^{-3}。此外，为了进行原子温度比较，初始原子数密度设定在 10^{19} m^{-3}，并选择 2 000 K 和 2 900 K 这 2 个原子温度进行仿真。基于以上参数进行仿真，图 7 对比了不同初始原子数密度下的 PIC 模拟和 Rich-Farrall 模型结果，图 8 展示了不同原子温度之下的对比。

从图 7 可以看出，PIC 模拟结果存在微小的波动，但 PIC 模拟结果与 Rich-Farrall 模型的预测结果在不同初始原子数密度下基本相同。图 7 还表明，初始原子数密度越低，原子消散越快。且原子数密度衰减的总体趋势在不同数密度下基本一致。

从图 8 可以看出，在选定的 2 个原子温度下，PIC 模拟结果与 Rich-Farrall 模型的预测结果也非

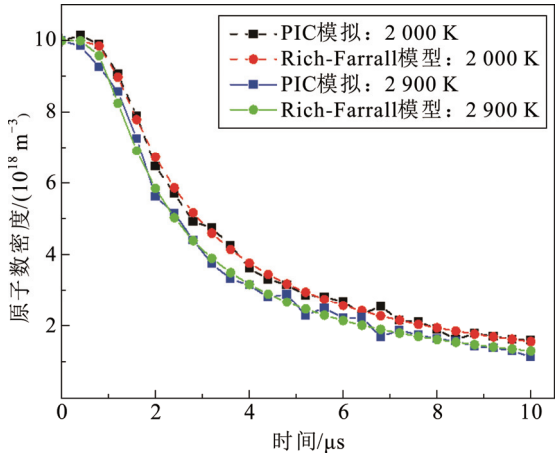


图 8 不同原子温度下 PIC 模拟与 Rich-Farrall 模型对比

Fig.8 Comparisons between PIC simulations and Rich-Farrall model under different atom temperatures

常相符。此外，图 8 中的模拟结果表明，在较高温度下，原子数密度下降的速度略快。主要是原子本身温度的增加导致热速度增大，会加快原子的自由扩散。

图 7 和图 8 的结果都表明，在不同条件下，PIC 模拟和 Rich-Farrall 模型预测结果之间存在良好的一致性，从而验证了 PIC 模型在真空开关弧后金属蒸气衰减阶段模拟的适用性。同时表明两者都可以有效地用于模拟间隙内原子扩散并获得几乎相同的结果。与使用解析公式预测原子行为的 Rich-Farrall 模型相比，PIC 模型还具有能够追踪原子动态行为的优点，使得 PIC 模拟可以更详细地分析间隙内发生的现象，加深对弧后介质恢复过程的理解。

需要指出的是，实验测量的原子数密度下降速度比 Rich-Farrall 模型预测的要慢得多[33]。这种差异的原因是，本文中的 PIC 模型和 Rich-Farrall 模型都只考虑了电流为 0 时触头间隙中存在的原子。研究人员发现，触头表面和间隙内的金属液滴表面的原子蒸发对间隙内的总原子数密度有显著影响[34]。由于触头表面和液滴表面的温度缓慢下降，这些表面持续蒸发过程不断影响着间隙内的原子数密度，从而延缓金属蒸气的衰减速度并影响介质强度的恢复。下一步的工作将改进现有的 PIC 模型以考虑触头表面和液滴表面的蒸发过程，从而提高金属蒸气衰减模拟的准确性。

3　讨论

为进一步验证所建立模型与仿真方法的可行性与适用性，本文在前述研究工作的基础上，选取了文献[35]中公开的另一组直流真空开关弧后电流实验数据进行仿真分析。所采用的 PIC-MCC 模型与前文保持一致，初始条件设置(包括等离子体数密度、原子数密度、粒子温度及漂移速度等)参照第 1 章所述的参数设定原则，并结合该实验所提供的触头材料、间隙距离、电流波形及 TRV 等条件进行相应调整。

此外，基于前文的对比分析结果，为提高模拟效率并降低计算资源消耗，本文在该仿真案例中将金属蒸气原子简化为背景气体形式进行建模。表 2 列出了该实验案例的主要初始参数及实验条件。图 9 展示了仿真所得的弧后电流波形与文献实验数据的对比结果，可以看出两者在波形趋势和数值幅度上均较相符，进一步验证了本文提出粒子模拟模型在不同实验工况下，在鞘层阶段仿真的普适性与可靠性。

表 2　初始参数设定

Table 2　Initial parameter settings

序号	参数	数值
1	等离子体数密度/m^{-3}	1.28×10^{18}
2	原子数密度/m^{-3}	1×10^{19}
3	间隙距离/mm	2
4	电子温度/eV	3
5	铜离子温度/eV	2
6	铜原子温度/eV	0.25
7	漂移速度/($m\cdot s^{-1}$)	2 500
8	TRV/($kV\cdot\mu s^{-1}$)	−1.32
9	开断电流/kA	1.8 (峰值)

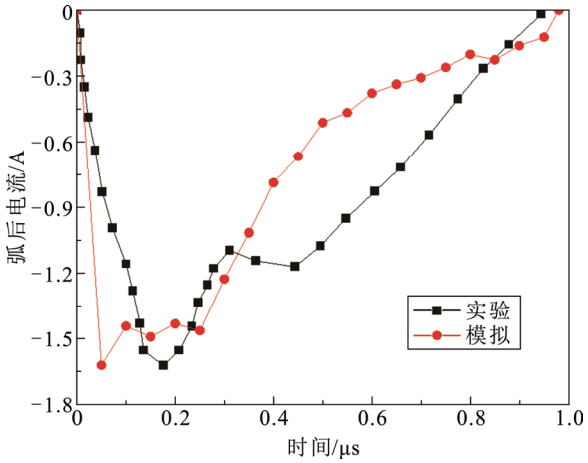


图 9　仿真得到的弧后电流波形与实验结果对比

Fig.9　Comparisons between the simulated poct-arc current waveform and measured data

4　结论

1）原子建模方式对鞘层演化影响较小。将原子视为超粒子时，鞘层充满间隙所需时间为 0.672 μs，略快于将原子作为背景气体处理时的 0.675 μs，相对误差小于 0.5%。此外，2 种方式所得弧后电流波形相近。因此，在研究重点为鞘层行为或弧后电流的场景下，为节省计算资源，将原子视为背景气体是一种合理近似。

2）带电粒子对金属蒸气原子扩散过程影响可忽略。模拟表明，在 10 μs 时间尺度内，是否考虑电子与离子的存在，对间隙中心原子数密度衰减曲线几乎无影响。因此，当关注金属蒸气衰减阶段时，可简化忽略带电粒子的建模，仅采用 PIC 模型追踪原子即可。

3）PIC 模型和 Rich-Farrall 模型在原子数密度 10^{18}~10^{20} m^{-3} 以及原子温度 2 000~2 900 K 范围内结果较相符，两者都可用于弧后金属蒸气衰减预测。相比之下，PIC 模拟可以提供原子的动态演变。下一步工作可以进一步改进 PIC 模型以考虑蒸发过程来提高金属蒸气衰减模拟的准确性。

参考文献　References

[1]　范兴明，李　涛，张　鑫. 中高压直流断路器的研究与应用[J]. 高电压技术，2024，50(6)：2537-2553.
FAN Xingming, LI Tao, ZHANG Xin. Research and application of

medium voltage and high voltage DC circuit breaker[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(6): 2537-2553.

[2] 丁 璨，王周琳，袁 召，等. 基于多目标灰狼优化算法与 RBF 神经网络的真空灭弧室触头结构优化设计[J]. 高电压技术，2024，50(2)：545-552.
DING Can, WANG Zhoulin, YUAN Zhao, et al. Structural optimization design of vacuum interrupter contact based on multi-objective grey wolf optimization algorithm and RBF neural network[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(2): 545-552.

[3] 钟建英，孙广雷，杨葆鑫，等. 高电压等级真空断路器研究现状及展望[J]. 高电压技术，2024，50(2)：451-466.
ZHONG Jianying, SUN Guanglei, YANG Baoxin, et al. Research status and prospect of high voltage vacuum circuit breaker[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(2): 451-466.

[4] 吴益飞，吴 翊，庄伟斌，等. 直流快速开断技术研究进展和展望[J]. 高电压技术，2024，50(2)：467-477.
WU Yifei, WU Yi, ZHUANG Weibin, et al. Research progress and prospect of fast DC current interruption technology[J]. High Voltage Engineering, 2024, 50(2): 467-477.

[5] 徐 猛，仝 玮，李 华，等. 失超保护系统直流真空断路器开断换流分析[J]. 高电压技术，2023，49(9)：3827-3834.
XU Meng, TONG Wei, LI Hua, et al. Analysis of breaking and commutation of DC vacuum circuit breaker in quench protection system[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(9): 3827-3834.

[6] 田 阳，李志兵，田 宇，等. 高比例新能源接入下快速真空断路器容性开合能力提升研究[J]. 电网技术，2024，48(6)：2670-2679.
TIAN Yang, LI Zhibing, TIAN Yu, et al. Research on the improvement of capacitive opening and closing ability of fast circuit breaker under high proportion of new energy access[J]. Power System Technology, 2024, 48(6): 2670-2679..

[7] STEINKE K, LINDMAYER M. Current zero behavior of vacuum interrupters with bipolar and quadrupolar AMF contacts[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2003, 31(5): 934-938.

[8] KAUMANNS J. Measurements and modelling in the current zero region of vacuum circuit breakers for high current interruption[C]//Proceedings of 17th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Berkeley, USA: IEEE, 1996: 276-280.

[9] STEINKE K, LINDMAYER M, WELTMANN K D. Post-arc currents of vacuum interrupters with axial magnetic field contacts under high current and voltage stress[C]//Proceedings ISDEIV. 19th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum(Cat. No. 00CH37041). Xi'an, China: IEEE, 2000: 475-480.

[10] ANDREWS J G, VAREY R H. Sheath growth in a low pressure plasma[J]. The Physics of Fluids, 1971, 14(2): 339-343.

[11] 黄翀阳，刘晓明，曹云东，等. 双断口直流真空断路器非同期开断电弧特性分析[J]. 中国电机工程学报，2022，42(9)：3480-3489.
HUANG Chongyang, LIU Xiaoming, CAO Yundong, et al. Analysis of vacuum arc characteristics with double-break DC-VCB on asynchronous[J]. Proceedings of the CSEE, 2022, 42(9): 3480-3489.

[12] 刘晓明，于德恩，邹积岩. 基于连续过渡模型的直流真空断路器弧后介质恢复分析[J]. 真空科学与技术学报，2014，34(12)：1285-1289.
LIU Xiaoming, YU De'en, ZOU Jiyan. Simulation of post-arc dielectric recovery characteristics of DC vacuum circuit breaker[J]. Chinese Journal of Vacuum Science and Technology, 2014, 34(12): 1285-1289.

[13] BIRDSALL C K. Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1991, 19(2): 65-85.

[14] SARRAILH P, GARRIGUES L, HAGELAAR G J M, et al. Sheath expansion and plasma dynamics in the presence of electrode evaporation: application to a vacuum circuit breaker[J]. Journal of Applied Physics, 2009, 106(5): 053305.

[15] WANG Z, WANG H, ZHOU Z, et al. Fully kinetic model of breakdown during sheath expansion after interruption of vacuum arcs[J]. Journal of Applied Physics, 2016, 120(8): 083301.

[16] MO Y P, SHI Z Q, JIA S L, et al. One-dimensional particle-in-cell simulation on the influence of electron and ion temperature on the sheath expansion process in the post-arc stage of vacuum circuit breaker[J]. Physics of Plasmas, 2015, 22(2): 023511.

[17] MO Y P, SHI Z Q, BAI Z B, et al. Influence of residual plasma drift velocity on the post-arc sheath expansion of vacuum circuit breakers[J]. Physics of Plasmas, 2016, 23(5): 053506.

[18] CHENG X, CHEN H, GE G W, et al. Influence of the vapor shield potential control on the post-arc sheath development in vacuum interrupters[J]. Vacuum, 2024, 222: 112957.

[19] GELLERT B, SCHADE E, DULLNI E. Measurement of particles and vapor density after high-current vacuum arcs by laser techniques[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1987, 15(5): 545-551.

[20] KHAKPOUR A, GORTSCHAKOW S, FRANKE S, et al. Determination of Cr density during high-current anode modes in vacuum arc[J]. Journal of Applied Physics, 2019, 125(13): 133301.

[21] FARRALL G A. Recovery of dielectric strength after current interruption in vacuum[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1978, 6(4): 360-369.

[22] RICH J A, FARRALL G A. Vacuum arc recovery phenomena[J]. Proceedings of the IEEE, 1964, 52(11): 1293-1301.

[23] 李旭彬，冷 爽，黄智慧，等. 基于 PIC-MCC 模型的真空开关弧后鞘层仿真研究[J]. 真空科学与技术学报，2019，39(11)：1033-1038.
LI Xubin, LENG Shuang, HUANG Zhihui, et al. Post-arc sheath of vacuum circuit breaker: a simulation study in PIC-MCC method[J]. Chinese Journal of Vacuum Science and Technology, 2019, 39(11): 1033-1038.

[24] MO Y P, SHI Z Q, JIA S L. Study of post-arc residual plasma dissipation process of vacuum circuit breakers based on a 2D particle-in-cell model[J]. Plasma Science and Technology, 2022, 24(4): 045401.

[25] QIN T T, ZHANG Y, DONG E Y, et al. Characteristics and influencing factors of the postarc current in vacuum DC interruption[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2018, 46(1): 180-186.

[26] JIA S L, MO Y P, SHI Z Q, et al. Post-arc current simulation based on measurement in vacuum circuit breaker with a one-dimensional particle-in-cell model[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(10): 103511.

[27] LINS G. Collisional transfer and neutral copper vapour density during a diffuse vacuum arc[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1990, 23(7): 784-788.

[28] TAKAHASHI S, ARAI K, MORIMIYA O, et al. Laser measurement of copper vapor density after a high-current vacuum arc discharge in an axial magnetic field[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2005, 33(5): 1519-1526.

[29] LIU L M, YUAN Z, LIU S, et al. Research on the postarc sheath growth process considering the plasma motion and distribution[J].

IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, 48(12): 4289-4297.

[30] PITCHFORD L C, ALVES L L, BARTSCHAT K, et al. LXCat: An open-access, web-based platform for data needed for modeling low temperature plasmas[J]. Plasma Processes and Polymers, 2017, 14(1/2): 1600098.

[31] TKACHEV A N, FEDENEV A A, YAKOVLENKO S I. Townsend coefficient, escape curve, and fraction of runaway electrons in copper vapor[J]. Laser Physics, 2007, 17(6): 775-781.

[32] MASON E A, MCDANIEL E W. Transport properties of ions in gases[M]. New York, USA: John Wiley& Sons, Inc., 1988.

[33] WANG Z X, GENG Y S, LIU Z Y. Stepwise behavior of free recovery processes after diffused vacuum arc extinction[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2012, 19(2): 582-590.

[34] GELLERT B. Measurement of high copper vapour densities by laser-induced fluorescence[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1988, 21(5): 710-717.

[35] 李显鹏. 直流真空断路器电弧电流零区参数研究[D]. 大连：大连理工大学，2018.
LI Xianpeng. Research on vacuum arc current zero zone parameters of DC vacuum circuit breaker[D]. Dalian, China: Dalian University of Technology, 2018.



李旭彬
1993—，男，博士
主要从事真空开关弧后介质恢复仿真方面的研究工作
E-mail: xbli@dlut.edu.cn

LI Xubin
Ph.D.



蒋　原(通信作者)
1985—，男，博士，副教授
研究方向为多电飞机电器电弧理论及应用、电力设备状态检测与故障诊断等
E-mail: jiangyuan@ustb.edu.cn

JIANG Yuan
Ph.D.
Associate professor
Corresponding author

收稿日期　2025-04-24　修回日期　2025-08-05　　编辑　曾文君