

考虑栅片烧蚀金属蒸气的栅片切割 空气电弧仿真与实验研究*

杨飞 荣命哲 吴翊[†] 史强 刘增超 马瑞光 陈胜

(西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 电气工程学院, 西安 710049)

(2010年5月7日收到; 2010年7月5日收到修改稿)

基于磁流体动力学理论(MHD)建立了考虑栅片烧蚀金属蒸气的三维空气电弧模型,对模型灭弧室内的电弧跑动及切割过程进行了数值仿真与实验研究.在传统的质量,动量,能量守恒方程中引入了金属蒸气浓度方程耦合求解用于描述灭弧室内金属蒸气的对流与扩散.在计算中考虑了金属蒸气对于电弧等离子体热力学参数和输运参数的影响.通过计算获得了电弧运动及切割过程电弧电压,温度分布,金属蒸气浓度分布,灭弧室内流场变化等,分析了由于金属蒸气存在引起的电弧等离子体电导率的变化在切割过程中对于电弧行为的影响.为了验证仿真模型的有效性,进行了相应的实验研究.将高速摄影仪拍摄的电弧动态过程与电弧电压的测量结果与仿真结果进行了对比,测试结果证明了仿真模型的有效性.本文在阴阳极交界处采用了不同的处理方法,在计算中体现出了的阴阳极弧根不同的运动速度,与实验结果相一致.研究表明:栅片烧蚀金属蒸气会增加电弧弧根及弧根运动前方区域的电导率,这会引起栅片阴极弧根的形成领先于另一侧的阳极弧根;切割后栅片中的电流会对栅片两侧弧根运动在前面的短弧产生加速作用,而对另外一段则会制约其向前运动.

关键词: 金属蒸气, 空气电弧, 仿真分析, 电弧切割

PACS: 52.77.Fv

1. 引言

断路器作为电力系统的安全卫士,主要是用于在系统中进行接通和分断电路.其中断路器最重要的功能之一就是对于故障电流的快速开断,用以保护系统中的其他设备不受损害.在开断过程中断路器触头分离时将会产生温度达一万度以上的电弧等离子体,能否尽快的将其熄灭对于电力系统的保护及断路器自身寿命都是至关重要的.其中在作为断路器的一个大类——空气断路器当中,最为普遍的灭弧方法就是金属栅片切割电弧法.其原理是在触头分离后,电弧在磁场和流场的综合作用下沿着电极开始运动,接着通过金属栅片将其切割成为很多段短弧.通过在金属栅片上产生很多对近极压降快速提高电弧电压,从而在电路中产生很好的限流作用,并完成开断故障电流的任务^[1-3].

因此,开断过程中的电弧等离子体在灭弧室

内的行为特性是灭弧室性能的关键,而其中的栅片切割过程则是最重要的部分之一.另外在切割过程中,当电流较大同时电弧在栅片上停留的时间足够长的时候,金属栅片的表面将会达到其熔点.这样将不可避免的导致金属蒸气向电弧弧柱区域的扩散,从而对灭弧室内的电弧行为产生影响.

在空气断路器中,由于栅片数量较多,与电极和跑弧道相比,金属栅片占据了灭弧室内的大部分空间,与电弧的相互作用时间也更长,这就意味着当烧蚀作用较为强烈时,相比电极和跑弧道,来自栅片的金属蒸气对电弧的影响将会更为严重.因此,对由栅片烧蚀产生的金属蒸气对电弧切割过程影响的研究对于空气断路器的优化设计是非常重要的.

有很多学者对电极烧蚀产生的金属蒸气对电弧行为的影响进行了相关研究.例如文献[4]在大气压氩气自由燃弧模型的研究中考虑了金属蒸发

* 国家自然科学基金(批准号:50907047)和国家高技术研究发展计划“863项目”(批准号:2009AA04Z105)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wuyic51@mail.xjtu.edu.cn

的影响;Murphy 等人^[5]讨论了金属蒸气在焊接电弧中的作用.文献[6]研究了 SF6 断路器喷口中铜电极烧蚀金属蒸气对电弧行为的影响.文献[7]也进行了对铜蒸气在空气断路器中触头打开过程影响的相关研究.

然而在空气断路器中,由于 1) 栅片的几何结构非常复杂;2) 金属栅片是由铁磁材料制作,分析中必须考虑非线性磁场求解问题;3) 其中包含金属栅片与电弧等离子体复杂的相互作用如金属蒸气的影响等等,使得栅片切割过程成为空气断路器仿真中最为困难的问题之一.在以往的文献当中,尽管已经有一些文献[2,3,8]研究了栅片切割的过程,但是在其中考虑金属蒸气影响的研究还未见相关报道.

因此本文采用磁流体动力学(MHD)理论建立了考虑栅片烧蚀金属蒸气影响的三维的空气电弧运动及栅片切割数学模型,计算中考虑了由于金属蒸气的存在改变了等离子体热力学参数和输运参数后对电弧行为及特性产生的影响.

2. 数学模型

在电弧的跑动与切割过程中,灭弧室内电弧等离子体中的各种粒子之间在流场、热场、电磁场等综合作用下发生着强烈的质量、动量和能量的交换.这一过程的数学描述可以统一构筑于基于磁流体动力学(MHD)理论的方程组内^[9-14].另外,在弧柱区与金属表面交界处的等离子体鞘层区域对于电弧切割过程中新弧根的形成以及电弧电压都有着重要的影响.如果不考虑鞘层的作用,在新弧根形成之前,弧柱的弯曲和挤压这一栅片切割过程中非常重要的现象在仿真中就不能得以体现^[3].因此本文在建模过程中把鞘层区域考虑在内,将整个计算域分为了电弧弧柱区,鞘层区,固体金属区等计算区域.

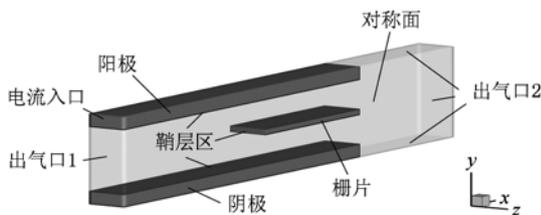


图1 仿真中的模型灭弧室示意图

2.1. 几何模型的建立与求解区域划分

本文建立的模型灭弧室几何结构图,如图1所示,为针对空气断路器而建立的简化结构,其中仅含有一个铁栅片.文中采用了1/2 对称模型^[2],除了外围用于求解磁场的扩展区域,图中的计算区域在 x, y, z 方向分别是 $120 \times 25.2 \times 7$ mm,模型的原点在对称面上($z=0$ 的 $x-y$ 平面).两电极之间的距离是 17 mm,栅片的厚度为 2 mm,每个金属区域均被 0.1 mm 的鞘层区域所包围.整个灭弧室由绝缘器壁和电极所封闭,只有两个出气口 1 和 2 与大气环境相连通.整个模型被分为如下几个计算区域:电弧弧柱区,固体金属区(包括电极和栅片),以及包围在金属表面的阳极和阴极鞘层区.还有图中没有画出的用于求解磁场的扩展区域.

在弧柱和鞘层区域中,电弧模型基于 MHD 理论建立.电弧等离子体假定为处于局部热力学平衡状态^[15],且符合流体层流模型^[16-18].通过质量、动量、能量守恒方程以及电磁场方程组,来描述电弧等离子体的状态.同时为了获得栅片烧蚀后铁蒸气的分布对电弧等离子体的影响,计算中还引入了金属蒸气的质量浓度方程进行耦合求解.

1) 质量守恒方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = S_m, \quad (1)$$

$$S_m = \begin{cases} \dot{m}(\Delta S/\Delta V), & \text{鞘层区,} \\ 0, & \text{弧柱区,} \end{cases} \quad (2)$$

$$\dot{m} = q_{\text{vap}}/h_v. \quad (3)$$

2) 动量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_i \mathbf{V}) \\ & = \nabla \cdot (\eta \nabla v_i) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_i. \end{aligned} \quad (4)$$

3) 能量守恒方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho H \mathbf{V}) \\ & = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{c_p} \nabla H \right) + \sigma E^2 - q_{\text{rad}} + q_{\eta} + S_m h_i, \end{aligned} \quad (5)$$

$$h_i = h_{\text{vg}} + |j_e| \frac{V_c}{\dot{m}}. \quad (6)$$

在质量方程中, S_m 为鞘层区域的质量源项,是通过金属表面用于烧蚀的能量通量 q_{vap} 和融化蒸发潜热的总和 h_v 求得金属表面的烧蚀率 \dot{m} ,进而得到的. ΔV 是烧蚀表面相邻的网格体积, ΔS 是该单元

在金属表面上的面积. 能量方程中的辐射能量源项 q_{rad} 是通过净辐射系数法获得^[9]. 另外在计算金属蒸发进入等离子体区域的能量时引入了等效总焓 h_i , 即除了进入电弧区域金属蒸气的能量外还考虑了阴极电子对电弧区域的能量输入. 其中 h_{vg} 是铁蒸气在沸点的蒸发焓, j_e 是电子电流密度, V_c 是阴极的鞘层压降. 其他均为通常使用的变量含义, ρ 为等离子体密度, p 为压强, η 为黏性系数, H 为比焓, λ 为热导率, c_p 为比热, σ 为电导率, E 为电场强度, q_η 为黏性耗散能量, $v_i (i = x, y, z)$ 为速度在 x, y, z 轴的分量.

4) 在磁场的计算中采用了磁矢位的计算方法, 在全部求解区域内进行电磁场的求解.

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi, \quad (8)$$

$$\nabla \cdot (\nabla \mathbf{A}) = -\mu \mathbf{J}, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \Phi) = 0, \quad (10)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (11)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (12)$$

其中在弧柱和鞘层区域使用非线性的电导率参数 σ , 在栅片区域的磁导率 μ 则使用 $B-H$ 曲线, 用于考虑铁磁物质对磁场所产生的影响.

5) 质量浓度方程

相对于传统的 MHD 模型, 本文为了描述金属蒸气在混合物中的对流与扩散效应, 在模型中引入了金属蒸气的质量浓度方程.

$$\frac{\partial(\rho c_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho c_m \mathbf{V}) - \nabla \cdot (\Gamma_c \nabla c_m) = 0, \quad (13)$$

$$\Gamma_c = \rho D_1, \quad (14)$$

其中, c_m 为金属蒸气的质量浓度, Γ_c 为蒸气的扩散系数, D_1 为金属蒸气的层流扩散率.

电极和栅片区域为固体区域, 其中求解了能量守恒方程和电磁场方程. 由于电极与栅片的电导率非常高, 其焦耳热可以忽略^[6,7]. 能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = 0. \quad (15)$$

2.2. 空气与铁蒸气混合物热力学参数和输运参数

要研究铁栅片烧蚀产生的金属蒸气对灭弧室内电弧行为特性的影响, 首先要获得不同浓度下空气-铁蒸气混合气体的热力学参数和输运参数. 本文采用文献[7, 19]中的方法, 基于 LTE 状态的等离子体, 首先通过最小吉布斯自由能定理获得其平衡态的化学组分, 再在此基础上可以直接求得热力学参

数(密度, 比热, 焓等). 再利用 Chapman-Enskog 方法求解玻尔兹曼方程则可以得到混合气体的输运参数(电导率, 热导率等).

空气-铁蒸气混合气体电弧等离子体的密度、热导率、电导率随温度的变化规律分别如图 2, 3, 4 所示.

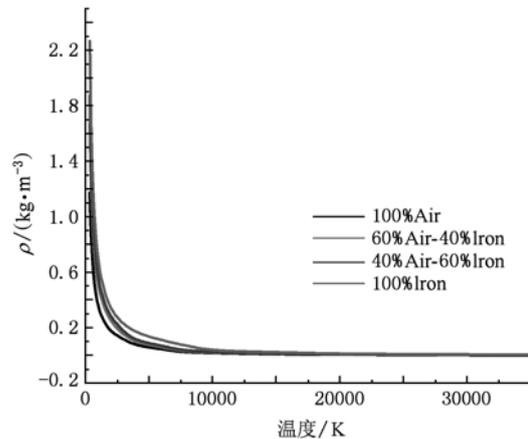


图2 不同质量浓度下一个大气压的空气(Air)-铁(Iron)蒸气混合气体密度随温度变化的曲线

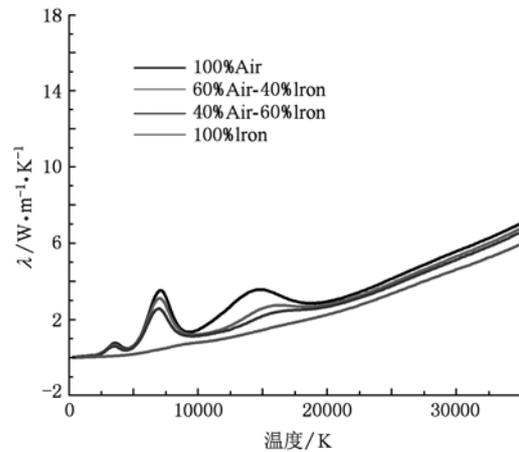


图3 不同质量浓度下一个大气压的空气-铁蒸气混合气体热导率随温度变化的曲线

2.3. 鞘层数学模型

在符合局部热力学平衡状态 LTE 假设的电弧弧柱与金属表面之间存在一个非平衡态(non-LTE)区域, 即等离子体鞘层区域. 为了建立整体模型, 本文没有包含 non-LTE 计算模型, 但在鞘层的模型中考虑了其非平衡效应所产生的影响.

2.3.1. 阴极鞘层区

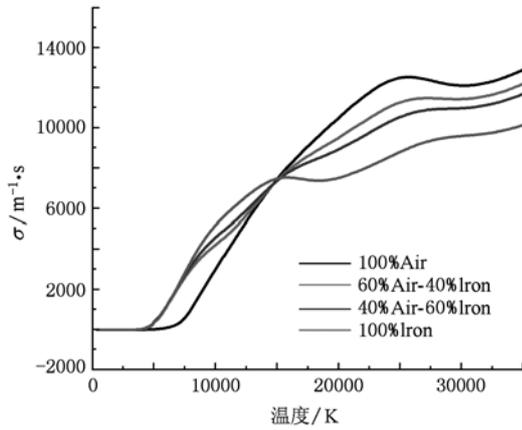


图4 不同质量浓度下一个大气压的空气-铁蒸气混合气体电导率随温度变化的曲线

在电弧跑动和切割的过程中,弧根以外的金属表面是低于金属熔点的,如果完全按照 LTE 的假设,这个区域应该是基本不导电的.然而事实上,非平衡效应可以使鞘层区域具有较高的电导率^[20].因此根据鞘层区域具有的导电特性,引入了电导率有效值的概念来描述这种非平衡效应,

$$\sigma_{\text{eff}} = J \frac{\Delta y}{U_s}, \quad (16)$$

其中 $\Delta y = 0.1 \text{ mm}$ 是阴极的鞘层厚度,取自实验观测中所得到的最大鞘层厚度^[6,21], J 是电流密度, U_s 是阴极的鞘层压降^[22-24].

2.3.2. 阳极鞘层区

在阳极鞘层区也具有非常复杂物理过程,本文依据文献[25]提出的 LTE-diffusion 模型,让阳极鞘层区域的厚度为 0.1 mm ,并假定它的电导率有效值等于与其相邻的弧柱区的电导率.

2.4. 边界条件

2.4.1. 内部边界条件

内部边界条件主要是指场量在不同计算区域交界处所施加的约束,本文中主要是指金属表面的热场边界条件.

在电弧的切割过程中,铁栅片受到了来自弧柱强烈的能量注入,当其表面温度达到熔点时铁栅片在弧根附近的区域将开始融化和蒸发.对于铁而言,其融化潜热为 274 Jg^{-1} ,大大地低于其蒸发潜热 (6365 Jg^{-1})^[26].这种情况被称为蒸发主导模式 (evaporation dominated mode).在这种模式中,金属表面的液体层非常薄,因此在计算中可以将其忽

略^[6,27].同时在瞬态过程中在同一位置的烧蚀时间很短,因此在计算中没有考虑由于烧蚀而产生的栅片表面几何形状的改变.本文通过在金属表面引入能量平衡方程给出表面的热边界,并求得金属的烧蚀率.

1) 阴极表面处理办法

在金属表面,阴极斑点吸收的能量分别为来自电弧的传导热通量 $q_{\text{con arc}}$,辐射 $q_{\text{rad arc}}$ 和离子轰击产生的热量 q_{ion} ,而流出的能量则分别是通过传导进入电极的热通量 $q_{\text{con c}}$,表面辐射 $q_{\text{rad c}}$,阴极电子发射能量 q_e 以及当温度达到熔点后阴极材料的蒸发能量 q_{vap} .因此根据能量守恒原理,各部分能量符合如下平衡方程:

$$q_{\text{vap}} + q_e + q_{\text{con c}} + q_{\text{rad c}} = q_{\text{con arc}} + q_{\text{ion}} + q_{\text{rad arc}}, \quad (17)$$

式中各项的表达式分别为

$$q_{\text{con arc}} = -\lambda_{\text{arc c}} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (18)$$

$$q_{\text{con c}} = -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (19)$$

$$q_{\text{ion}} = j_i (V_c + V_i - \Phi_c + \frac{5k_B}{2e} T_c), \quad (20)$$

$$q_e = |j_e| \Phi_c, \quad (21)$$

$$q_{\text{vap}} = h_v \dot{m}. \quad (22)$$

(18)式到(22)式中的变量含义如下:

$\lambda_{\text{arc c}}$ 是电弧临近阴极表面的热导率, λ_c 是阴极热导率, j_i 是离子电流, V_c 是阴极鞘层压降^[22], Φ_c 是阴极材料功函数, V_i 是等离子体电离能^[26], k_B 是玻尔兹曼常数, e 是电子电荷量, T_c 是阴极斑点的温度. j_e 是电子电流密度, h_v 是融化和蒸发潜热的总和.

其中阴极斑点总电流密度为离子电流密度和电子电流密度的总和即 $|J| = j_i + j_e$,本文根据文献[6,23]给出的近似值,取值为 $j_e/|J| = 0.78$.

另外由于阴极斑点的温度较低,所以电极表面的辐射能量忽略不计.由于辐射导致的电极加热和其他能量相比很小也可以忽略^[28].在阴极表面达到金属熔点温度之后,温度将不再升高,额外入射能量即 q_{vap} 将用于将阴极材料融化蒸发,通过(22)式可以求得金属表面的烧蚀率.在阴极斑点之外的区域,金属与气体的能量交换则只有热传导.

2) 阳极表面处理办法

与阴极的情况相似,在阳极表面也建立了能量

平衡方程. 并通过其求出金属的烧蚀率.

$$q_{\text{con arc}} + q_{\text{rad arc}} + q_{\text{ie}} = q_{\text{con a}} + q_{\text{rad a}} + q_{\text{vap}} \cdot (23)$$

(23)式中各项的表达式分别为

$$q_{\text{con arc}} = -\lambda_{\text{arc a}} \frac{\partial T}{\partial y}, (24)$$

$$q_{\text{con a}} = -\lambda_{\text{a}} \frac{\partial T}{\partial y}, (25)$$

$$q_{\text{ie}} = |j_n| [\Phi_a + V_a + \frac{5k_B}{2e}(T_g - T_a)], (26)$$

$$q_{\text{vap}} = h_v \dot{m}. (27)$$

(23)到(27)式中的变量含义如下:

$q_{\text{con a}}$ 是通过阳极电极的热传导, q_{ie} 是阳极俘获电子的能量, j_n 是垂直于阳极表面的电流密度分量, T_a 是阳极表面温度, T_g 是紧挨着阳极斑点的流体温度, V_a 是阳极压降^[23], Φ_a 是阳极材料功函数.

2.4.2. 外部边界条件

模型外边界有分别为, 绝缘器壁表面处的热通量可以近似通过一维热传导公式给出^[9]; 器壁速度边界条件采用通用的无滑移边界条件; 模型灭弧室通过两个出气口与外界相连通, 设为压力出口边界条件, 绝对压力设为一个大气压; 模型的电场边界为, 阳极电流输入端为平均电流密度分布, 阴极电流输出端则为零电位边界条件; 浓度边界条件则由边界处网格所含的金属蒸气质量以及空气质量所决定.

$$c_m = \frac{m_m}{m_m + m_{\text{air}}}, (28)$$

c_m 是金属表面金属蒸气质量浓度, m_m 是边界处单元网格所含的金属蒸气质量, m_{air} 是边界处单元网格所含的空气质量.

3. 仿真结果与分析

本文计算中没有包含起弧过程, 而是把两电极之间的一个稳态分布作为计算的初始状态^[2]. 其中计算时间步长 $2 \mu\text{s}$, 计算的电弧电流值使用的是如图 11 实验中测得的电流值^[9].

如图 5 为切割过程中电弧等离子体温度分布的动态仿真结果. 图 6 为相对应时刻的铁蒸气质量浓度分布图.

如图 5 所示, 从 $t \approx 0.1 \text{ ms}$ 到 0.5 ms 电弧开始膨胀, 并且在洛伦兹力和流场的作用下电弧开始沿着电极运动. 由于电流的不断增加和铁磁栅片的吸引作用使得气流速度也不断的增大, 在朝着铁栅片

的方向电弧被不断的拉长.

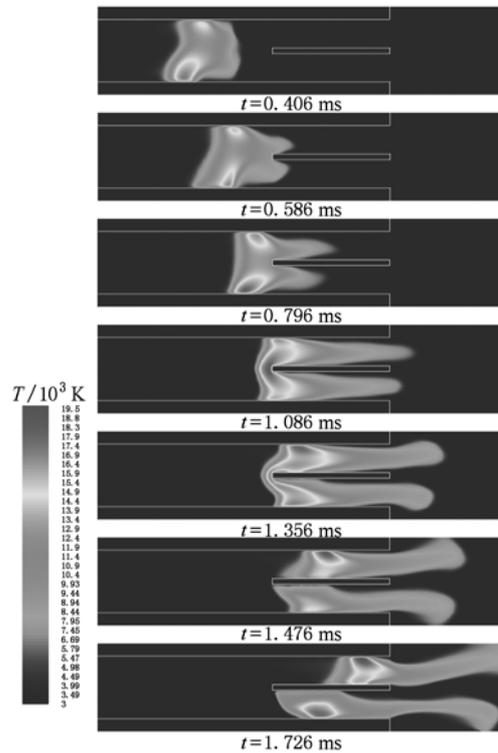


图 5 灭弧室对称面 ($z=0$) 温度分布图

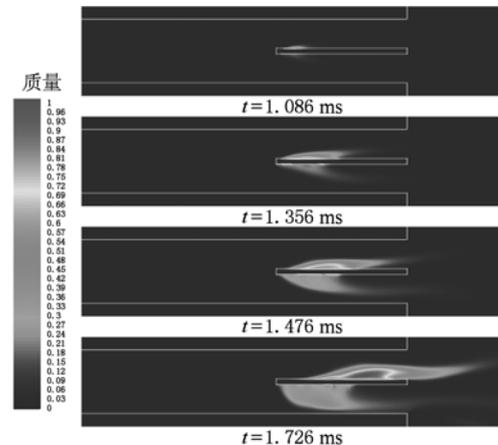


图 6 灭弧室对称面铁蒸气质量浓度分布图

本文中电弧和阴极, 阳极表面之间的边界条件不同. 在 $t = 0.586 \text{ ms}$ 时刻从图 5 中可以看到, 阳极弧根比阴极弧根走的更远. 这个现象在如图 10 的实验结果中也可以看到.

图 7 是两个不同时刻模型灭弧室内的流场速度分布图. 图 7(a)中, 在阴极弧根前方出现了一个气流漩涡, 图中 A 和 B 分别是此时刻的阳极和阴极弧根位置, C 是漩涡的位置. 此时气流的方向主要是朝

向灭弧室的上方区域,从而导致了阴极前方的能量被高温气体随着流动的方向带走,阴极前方区域气体温度上升相对缓慢.这就意味着这一区域的电导率相对较低,导致在这一阶段电弧的阴极弧根移动较为缓慢.

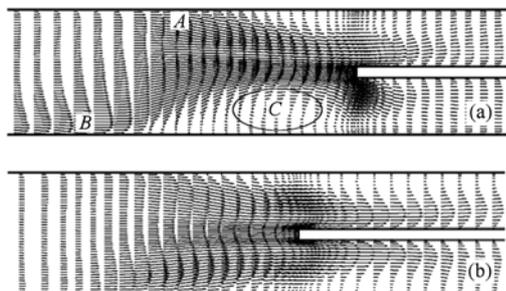


图7 对称面流场速度分布 (a) $t = 0.586$ ms; (b) $t = 0.796$ ms

当 $t > 0.7$ ms 时,电弧弧柱的前端接触到了栅片,电弧弧柱在气流和磁场的作用下持续不断的被拉长.在这一阶段,如图7(b)所示,在弧根附近的气流速度不断增加,而且气流方向也逐渐变为以水平方向为主.这样使得两个弧根前方区域更易加热,电导率快速升高,弧根运动速度加快,而电弧弧柱由于受到栅片的阻挡作用不能快速向前,所以前期落后的阴极弧根运动速度反而更快,从而在这一阶段其弧根位置赶上了阳极弧根.

随着弧根沿电极表面运动,电弧弧柱在相对温度很低的栅片的阻挡作用下,逐渐弯曲挤压并将其包围.在 $t = 1.086$ ms 时,等离子体高温区域分别进入到灭弧室内被栅片分割的上下两个区域.并且随着弧柱能量不断的传递到铁栅片中,如图6所示,栅片表面开始出现金属蒸气.然而在这一阶段,绝大部分电流的通道仍然在栅片的外面,见图8(a).

当 $t > 1.2$ ms 时,两个新的弧根在栅片的表面开始形成.如图8(b),此时栅片中的电流密度也在快速增加.在图6中也可以看出,在这一阶段,栅片表面的蒸发过程也越发强烈.在电弧产生的强烈对流作用下,铁蒸气主要集中于弧根附近的区域并向其前方喷流.

从图6中可以看出,阴极斑点区域产生的金属蒸气比阳极斑点的区域更为强烈.这是由于阴极斑点区域的电流密度或者说能量密度更高所致.从图中可以看出,温度在大约 15000 K 以下时,铁蒸气的电导率大大高于空气的电导率,所以金属蒸气的浓

度分布会导致这一区域的气体电导率显著增加,从而栅片阴极侧的弧根运动比下面的阳极侧弧根速度更快.

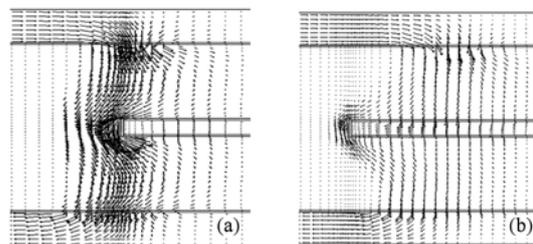


图8 对称面电流密度分布 (a) $t = 1.086$ ms; (b) $t = 1.356$ ms

最后,电弧弧柱被全部截断分离为两部分继续向前移动.在这一阶段,下面的那一段短弧的运动速度明显低于上面的一段.这是由栅片中流过电流产生的磁场所致.因为从图1中的几何结构可知,当上面的一段短弧比下面的相对靠前时,栅片中的电流方向在图5中为从右向左,其产生的磁场在栅片下面为垂直纸面向外,因而洛伦兹力对下面一段短弧而言与其运动方向是相反的,会阻碍它的向前运动.同样道理,栅片产生的磁场却可以加速上面一段电弧的运动.

4. 实验研究与对比分析

4.1. 实验装置与实验条件

为了和仿真模型进行对比,本文进行了相关的实验研究.根据图1,制作了与其相同的简化灭弧室.其中绝缘器壁的一侧使用有机玻璃制成,便于通过高速摄影仪拍摄其中的电弧动态特性.

图9为实验装置的设计示意图.将试品接入 LC 振荡电路.使用 Tektronix P6015 高压探头测量电弧电压,通过霍尔传感器测量电弧电流,信号由 Tektronix TDS460A 示波器采集并记录.同时通过 PHANTOM V10 高速摄影仪同步拍摄电弧动态特性.

4.2. 实验结果

图10所示为电弧跑动及切割过程中高速摄影仪记录的影像.在起始燃弧后,电弧开始向栅片的方向运动.与阴极相比,在上面的阳极弧根的形态相对不集中,并且运动速度更快.栅片切割后,可以

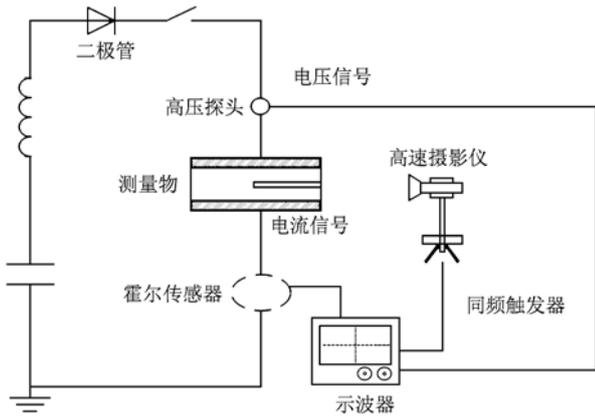


图9 实验装置示意图

看出栅片上表面的阴极弧根走在栅片下表面的阳极弧根前面,并且当电弧分割后,上面的短弧运动

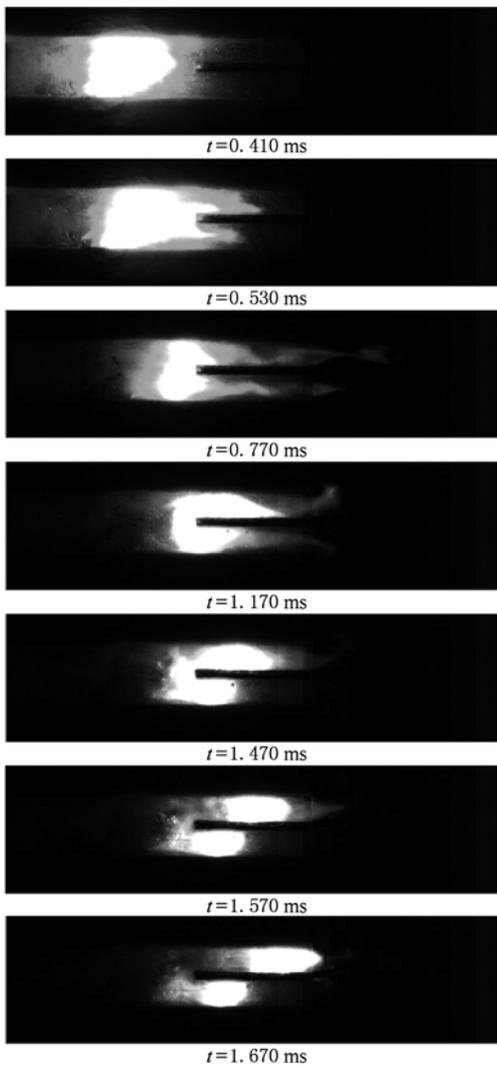


图10 高速摄影仪记录的电弧动态影像

速度明显快于下面的.这一现象与图5中的计算结果是一致的,可以证明仿真模型的有效性.

图11中将电弧电压的测量值与仿真计算的结果进行了对比.可以看出二者的趋势是非常相似的,在切割过程中会出现一个电压最高值.但其中在初始一段时间计算的电弧电压值高于实验值,二者相差较大.这很可能是由于在仿真模型中没有考虑电极烧蚀造成的,若考虑了电极烧蚀,相应会使含有金属蒸气的区域的电导率提高,使电弧电压的计算值降低.当电弧切割过程开始后,计算值与实验值相对更为接近.这也说明了使用本文所建立的仿真模型来描述切割过程中的电弧等离子体行为特性是合理的.因此我们计划将本文的模型应用于更为实际的多栅片空气断路器中的电弧特性仿真中.因为对于栅片数量较大的空气断路器来说,相比电极烧蚀当栅片烧蚀成为主要影响因素时,本文所建立的模型将更加适合.

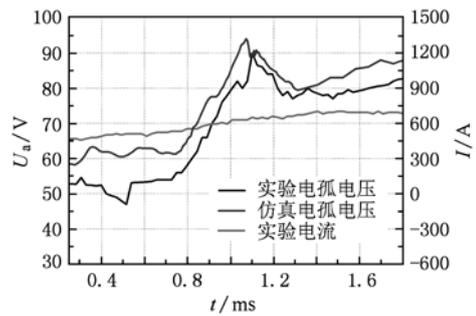


图11 仿真与实验的电弧电压及电流

5. 结 论

本文针对电弧跑动及切割过程,建立了考虑栅片烧蚀金属蒸气的灭弧室内电弧跑动及切割的空气电弧三维数学模型.通过引入铁蒸气的质量浓度方程来描述灭弧室内铁蒸气的分布,并且基于浓度分布考虑了铁蒸气造成混合气体的热力学参数和输运参数变化对电弧动态仿真产生的影响.同时与实验研究相结合,将实验和模型仿真中的电弧电压与电弧形态进行比对发现其一致性较好,从而证明了所建立的模型的有效性.所得结论如下:

1. 本文对电弧和阴阳极之间的交界处采用了不同的处理方法,才可以在仿真计算中体现出阳极和阴极不同的运动速度,与实验结果相一致.

2. 在栅片上阴极弧根的电密度大于阳极弧根,从而导致栅片的阴极一侧表面金属蒸发更为剧烈.所产生的金属蒸气加上流场中强烈的对流作用会使得阴极弧根区域以及弧根运动的前方区域的电导率显著升高,使得栅片阴极弧根形成时领先于

另一侧的阳极弧根.

3. 被切割为两段短弧之后,电弧的运动会受到栅片中电流所产生的磁场的影响.其产生的洛伦兹力会对栅片两侧弧根运动在前的短弧产生加速作用,对另外一段则会制约其向前运动.

- [1] Chadebec O, Meunier G, Mazauric V G, Le Floch Y, Labie P 2004 *IEEE Trans. Magn.* **40** 1358
- [2] Sun Z Q, Rong M R, Yang F, Wu Y, Ma Q, Wang X H 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 1072
- [3] Lindmayer M, Marzahn E, Mutzke, Ruther T, Springstubbe M 2006 *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.* **29** 310
- [4] Gonzalez J J, Gleizes A, Proulx P, Boulos M 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 3065
- [5] Murphy A B, Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Sato T, Lowke J J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194006
- [6] Zhang J L, Yan J D, Fang M T C 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 1352
- [7] Rong M Z, Ma Q, Wu Y, Xu T J, Murphy A B 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 023308
- [8] Ruther T, Mutzke A, Lindmayer M, Kurrat M 2006 *Proc. 23rd Int. Conf. on Electrical Contacts* (Sendai, Japan)
- [9] Wu Y, Rong M Z, Sun Z Q, Wang X H, Yang F, Li X W 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 795
- [10] Zou X, Gong Y, Liu J Y, Gong J Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 824 (in Chinese) [邹秀、宫野、刘金远、宫继全 2004 物理学报 **53** 824]
- [11] Gong J Q, Gong Y, Liu J Y, Zhang P Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 291 (in Chinese) [宫继全、宫野、刘金远、张鹏云 2002 物理学报 **51** 291]
- [12] Lu S P, Dong W C, Li D Z, Li Y Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** S94 (in Chinese) [陆善平、董文超、李殿中、李依依 2009 物理学报 **58** S94]
- [13] Wu Y, Rong M Z, Yang F, Wang X H, Ma Q, Wang W Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5761 (in Chinese) [吴翊、荣命哲、杨飞、王小华、马强、王伟宗 2008 物理学报 **57** 5761]
- [14] Li L C, Xia W D 2008 *Chin. Phys. B* **17** 649
- [15] Swierczynski B, Gonzalez J J, Teulet P, Freton P, Gleizes A 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 595
- [16] Gleizes A, Gonzalez J J, Freton P 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R153
- [17] Hsu K C, Etemadi K, Pfender E 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 1293
- [18] Gleizes A, Rahmani B, Gonzalez J J, Liani B 1991 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 1300
- [19] Murphy A B 1995 *Plasma Chem. Plasma Process.* **15** 279
- [20] Lowke J J, Morrow R, Haidar J 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2033
- [21] Xu G, Hu J, Tsai H L 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 103301
- [22] Coulombe S and Meunier J L 1997 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2905
- [23] Yokomizu Y, Matsumura T, Henmi R and Kito Y 1996 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1260
- [24] Schmitz H, Riemann K U 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 1727
- [25] Lowke J J, Tanaka M 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 3634
- [26] Slade P G 1999 *Electrical Contacts: Principles and Applications* (New York: Marcel Dekker)
- [27] Andrew J G, Attley D R 1975 *Moving Boundary Problems in Heat Flow and Diffusion* ed JR Ockendon and W R Hodgkins (New York: Clarendon) pp. 38
- [28] Morrow R, Lowke J J 1993 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** 634

Numerical and experimental study of air arc splitting process considering splitter plate erosion*

Yang Fei Rong Ming-Zhe Wu Yi[†] Shi Qiang Liu Zeng-Chao Ma Rui-Guang Chen Sheng

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

(Received 7 May 2010; revised manuscript received 5 July 2010)

Abstract

A three-dimensional magnetohydrodynamic model of an air arc plasma, considering the metal vapour from erosion of an iron splitter plate, is developed. An equation describing conservation of the iron vapour mass is added to the standard mass, momentum, and energy conservation equations. The influence of the iron vapour on the thermodynamic and transport properties of the gas mixture is considered in the calculation. The arc voltage, and distributions of temperature, gas flow, and mass fraction of iron vapour in the arc chamber are calculated and analyzed in detail. The experiment was carried out to support the simulation work. The images recorded by a high-speed camera and arc voltage measurement were compared with the predictions of the simulations, which proved the validity of the simulation model.

Keywords: metal vapour, air arc, numerical study, arc splitting

PACS: 52.77.Fv

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50907047) and the National High Technology Research and Development Program ("863" Program) of China (Grant No. 2009AA04Z105).

[†] Corresponding author. E-mail: wuyic51@mail.xjtu.edu.cn