



纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟

王振兴 曹志远 李瑞 陈峰 孙丽琼 耿英三 王建华

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field

Wang Zhen-Xing Cao Zhi-Yuan Li Rui Chen Feng Sun Li-Qiong Geng Ying-San Wang Jian-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 055201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201701

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201701>

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

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

亚大气压六相交流电弧等离子体射流特性研究:实验测量

Characteristics of meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet: Experiments

物理学报. 2018, 67(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172556>

等离子体合成射流对超声速混合层的混合增强

Mixing enhancement for supersonic mixing layer by using plasma synthetic jet

物理学报. 2019, 68(17): 174701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190683>

基于气体放电等离子体射流源的模拟离子引出实验平台物理特性

Physical characteristics of ion extraction simulation system based on gas discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(18): 182801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180919>

激波/边界层干扰对等离子体合成射流的响应特性

Response of the shock wave/boundary layer interaction to the plasma synthetic jet

物理学报. 2017, 66(8): 084705 <https://doi.org/10.7498/aps.66.084705>

脉冲电弧等离子体激励控制超声速平板边界层转捩实验

Experimental study on supersonic plate boundary layer transition under pulsed arc plasma excitation control

物理学报. 2020, 69(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200216>

纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟*

王振兴[†] 曹志远 李瑞 陈峰 孙丽琼 耿英三 王建华

(西安交通大学, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2020年10月14日收到; 2020年11月10日收到修改稿)

真空电弧的特性直接受到从阴极斑点喷射出的等离子体射流的影响, 对等离子体射流进行数值仿真有助于我们深入了解真空电弧的内部物理机制. 然而, 磁流体动力学和粒子云网格仿真方法受限于计算精度和计算效率的原因, 无法有效地应用于真空电弧等离子体射流仿真模拟. 本文开发了一套三维等离子体混合模拟算法, 并在此基础上建立了真空电弧单阴极斑点射流仿真模型, 模型中将离子作宏粒子考虑, 而电子作无质量流体处理, 仿真计算了自生电磁场与外施纵向磁场作用下等离子体的分布运动状态. 仿真结果表明, 单个阴极斑点情况下真空等离子体射流在离开阴极斑点后扩散至极板间, 其整体几何形状为圆锥形, 离子密度从阴极到阳极快速下降. 外施纵向磁场会压缩等离子体, 使得等离子体射流径向的扩散减少并且轴线上的离子密度升高. 随着外施纵向磁场的增大, 其对等离子体射流的压缩效应增强, 表现为等离子体射流的扩散角度逐渐减小. 此外, 外施纵向磁场对等离子体射流的影响也受到电弧电流大小的影响, 压缩效应随电弧电流的增加而逐渐减弱.

关键词: 真空电弧, 等离子体射流, 混合模型, 纵向磁场

PACS: 52.25.Dg, 52.25.Xz, 52.65.-y, 52.65.Ww

DOI: 10.7498/aps.70.20201701

1 引言

真空电弧是一种特殊的金属蒸气放电现象^[1], 其放电介质来自电极材料的蒸发和电离, 在阳极未活跃时该放电通道完全由阴极表面离散的阴极斑点发射出的等离子体射流组成. 每个阴极斑点所能承载的电流取决于电极材料, 当电弧电流超过一定值时, 则需要一定数量的阴极斑点射流共同承担. 作为等离子体物理领域一种常见的放电形式, 真空电弧在真空断路器^[2]、真空镀膜^[3]和航天电推进器^[4,5]等应用中都扮演着非常重要的角色.

作为一种重要的等离子体控制手段, 外施纵向磁场对于真空电弧的宏观形貌及微观参数分布有

着重要的影响^[6]. 国内外研究者针对外施纵磁下真空电弧等离子体进行了大量的实验与数值仿真研究. Rondeel^[7]通过实验和理论分析发现, 在磁场的作用下, 等离子射流中的电子受磁场作用做减速运动并产生径向电场, 离子的运动受该径向电场的影响; Keidar等^[8]建立了大电流真空电弧模型, 仿真解释了外施纵向磁场与电弧电压之间的“L”形关系曲线; 王立军等^[9]基于电子和离子双流体模型建立了大电流情况下真空电弧的 magneto-hydrodynamics (MHD) 模型, 仿真发现外施马鞍形分布的纵向磁场能够更有效地抑制大电流情况下真空电弧的收缩; Jia等^[10]使用 MHD 方法建立了外施纵向磁场下考虑阴极处电流密度分布的大电流真空电弧模型, 考虑了阴极斑点分布不均对于真空电弧

* 国家自然科学基金 (批准号: 51937009, 51807147) 和陕西省自然科学基金 (批准号: 2019JM-158) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: zzwang@xjtu.edu.cn

特性的影响; Wang 等^[11]实验研究了外施纵向磁场对真空电弧等离子体射流的影响,发现随着纵向磁场强度的增加,等离子体射流开始收缩并且其几何形状从圆锥形逐渐变为圆柱形。

相比于实验研究方法,数值仿真计算因其高效和经济的特点已经成为了研究等离子体物理问题的重要工具. 现有文献对于外施纵向磁场下真空电弧等离子体的仿真研究大都集中于多个阴极斑点同时存在的情况下^[8-10],而较少地关注单个阴极斑点等离子体射流情况下的物理问题. 其原因在于现有的仿真计算方法在处理单个阴极斑点等离子体射流时,无法有效地平衡计算精度和计算效率二者之间的关系. 对于 MHD 仿真方法,当电弧电流较小时,极板间等离子体密度较低且极不均匀,碰撞频率相对较低,局部区域可能会偏离热平衡条件从而导致流体假设不再适用. 另一种常常采用的等离子体仿真方法是基于第一性原理的粒子云网格 (particle-in-cell, PIC) 仿真方法^[12]. 此种方法将电子和离子作为宏粒子考虑,可以更精确地描述等离子体特性. 但是由于要追踪大量宏粒子的运动信息,使得仿真计算对于计算机的性能要求较高,耗时较长,因此只适合将其应用于时空尺度较小或者等离子体密度较低的物理问题之中。

最近越来越多的研究者开始关注混合等离子体仿真方法 (hybrid plasma simulation), 以解决某些特定物理问题仿真中存在的计算精度与仿真效率之间的矛盾^[13-15]. 混合仿真方法可以灵活地将不同类型的粒子建模为宏粒子或者流体,还可以针对物理问题在不同区域采用不同的建模方法,使得其可以在保留特定粒子动力学效应的前提下平衡仿真模型的效率和准确性. 但是,此种仿真方法尚处于探索阶段,并无成熟的商业软件可用,为相关研究带来了困难。

本文的目的是通过混合等离子体仿真方法研究外施纵向磁场对真空电弧单阴极斑点等离子体射流特性的影响. 第 2 节首先介绍了真空电弧单阴极斑点等离子体射流物理模型,在模型中将离子作宏粒子考虑而电子作无质量流体处理,同时考虑了电弧电流产生的自生磁场,然后介绍了本课题组开发的一套等离子体混合仿真代码的数学模型及其推进步;第 3 节展示了不同外施纵向磁场强度下的仿真计算结果;第 4 节从能量守恒的角度理论分析了外施纵向磁场对于单阴极斑点等离子体射流

扩散半径的影响,验证了仿真结果的正确性;第 5 节为本文的结论部分。

2 真空等离子体射流建模

2.1 物理模型与假定

模型的建立基于如下假定:

1) 等离子体射流完全电离,极板间等离子体仅包括离子和电子两种带电粒子,不考虑中性粒子的作用;

2) 等离子体是准中性的,因此给定离子的电荷密度,可以确定电子密度;

3) 在求解区域中,等离子体参数满足 $l_e \ll d$, $\tau_e \ll t_e$, 其中 l_e 为电子平均自由程, d 为电极间距, τ_e 为电子平均碰撞时间, t_e 为电子从阴极运动到阳极所需时间,因此在仿真模型中用流体理论来近似描述电子输运过程;

4) 仿真模型中忽略了电子的惯性分量,电子被认为是无质量流体,并且其温度保持恒定^[16];

5) 在本模型中“阴极斑点”不是真正的阴极斑点,而是略微高于真实阴极斑点的等离子体射流的截面,模型中其仅作为等离子体射流源存在,不考虑近阴极斑点区域等离子体产生的细致过程,下文为了描述方便,仍称之为阴极斑点,并且针对不同大小的电弧电流和外施磁场,阴极斑点的大小均保持不变;

6) 不考虑阴极斑点的运动。

真空电弧单阴极斑点等离子体射流模型如图 1 所示,等离子体射流由阴极表面的阴极斑点喷射出的电子和离子组成. 电子和离子从阴极斑点发射后扩散至极板间,在向阳极运动的过程中同时伴随着沿径向的扩散运动. 根据实验测量结果^[17],在真空电弧中阴极斑点喷射出的离子的动能为 40—60 eV,而离子的温度只有 0.5—1.5 eV,所以离子

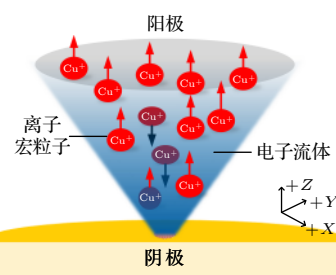


图 1 物理模型示意图

Fig. 1. The schematic of physical model.

的运动更多体现的是粒子特性. 而电子则刚好相反, 其热速度要远大于其漂移速度, 所以电子的运动更多体现的是气体特性. 因此在我们的仿真模型中, 将离子当作宏粒子处理, 而电子则当作流体处理.

2.2 数学模型

电子被当作无质量流体, 其动量方程用下式描述:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e m_e \mathbf{v}_e = 0 = -en_e (\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla P_e + \frac{en_e \mathbf{j}}{\sigma}, \quad (1)$$

式中 n_e , m_e , \mathbf{v}_e 和 e 分别代表电子数密度、电子质量、电子速度和电子电荷; P_e 是电子压力; \mathbf{j} 是电流密度; σ 是等离子体电导率; \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别为电场强度和磁感应强度. (1) 式等号右边的最后一项代表电子和离子之间碰撞阻力的影响^[18].

电子被当作理想气体:

$$P_e = n_e k_B T_e, \quad (2)$$

式中, k_B 是玻尔兹曼常数, T_e 是电子温度. 电子和离子之间的碰撞频率 ν_{ei} 、等离子体电导率 σ 分别为^[19]:

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

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

式中, $\ln \Lambda$ 为库仑常数, Z_i 为离子平均电荷.

离子作为宏粒子考虑, 其位移由运动方程决定, 加速度由洛伦兹力决定:

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (5)$$

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \frac{q_i \mathbf{j}}{\sigma}, \quad (6)$$

式中, m_i , \mathbf{x}_i , q_i 和 \mathbf{v}_i 分别代表离子质量、离子位移、离子电荷和离子速度. (6) 式等号右边的最后一项和电子动量方程 (1) 式中的对应项平衡.

电子密度和离子密度满足电中性条件:

$$n_e \approx Z_i n_i. \quad (7)$$

电子和离子是电流的载体, 电流密度与电子和离子运动速度之间的关系为

$$\mathbf{j} = q_i n_i \mathbf{v}_i - en_e \mathbf{v}_e. \quad (8)$$

电流密度由安培环路定律给出, 其中位移电流项被忽略 (达尔文静磁近似):

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

式中 μ_0 为真空磁导率. 磁场的演变遵循法拉第电磁感应定律:

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

除了上面方程中的安培环路定律 (9) 式和电磁感应定律 (10) 式, 麦克斯韦方程组还另外包括磁通连续性原理和高斯定律两个方程. 在本文的仿真模型中, 磁场被储存在仿真网格的网格面上, 并且直接在网格面上计算其变化. 因此当磁场按照电磁感应定律计算时, 在数值上磁场将会保持为舍入误差内的无散度场, 满足了磁通连续性原理^[20]. 由于电中性方程 (7) 式, 高斯定律满足 $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$.

(1) 式—(10) 式就是等离子体混合算法所包含的泛定方程, 在每个时间步结束后需要更新并代入下个时间步的变量包括离子的速度信息和位置信息 (\mathbf{v}_i , \mathbf{x}_i) 及磁感应强度 (\mathbf{B}). 代码推进采用蛙跳格式, 离子速度存储在时间整点上, 离子位置和磁感应强度则存储在时间半点上. 在 $t = n$ 时间步时变量信息为 (\mathbf{v}_i^n , $\mathbf{x}_i^{n-1/2}$, $\mathbf{B}^{n-1/2}$), 程序执行步骤如下.

1) 使用 $t = n$ 时刻的离子速度 \mathbf{v}_i^n 推动离子位置从 $\mathbf{x}_i^{n-1/2}$ 到 $\mathbf{x}_i^{n+1/2}$:

$$\frac{\mathbf{x}_i^{n+1/2} - \mathbf{x}_i^{n-1/2}}{\Delta t} = \mathbf{v}_i^n, \quad (11)$$

同时基于离子的位置信息及电中性条件 (7) 式, 获得 $t = n$ 时刻的离子数密度 n_i^n 和电子数密度 n_e^n 及 $t = n + 1/2$ 时刻的电子数密度 $n_e^{n+1/2}$.

2) 使用 $t = n - 1/2$ 时刻的磁感应强度 $\mathbf{B}^{n-1/2}$ 计算电流密度 $\mathbf{j}^{n-1/2}$:

$$\mathbf{j}^{n-1/2} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}^{n-1/2}. \quad (12)$$

3) 采用预测-修正算法^[21] 分两步推动磁感应强度从 $\mathbf{B}^{n-1/2}$ 到 $\mathbf{B}^{n+1/2}$, 首先是预测步. 计算 $t = n$ 时刻的电子速度 \mathbf{v}_e^{n*} (*号是由于此处使用了 $t = n - 1/2$ 时刻的电流密度 $\mathbf{j}^{n-1/2}$ 代替 $t = n$ 时刻的电流密度 \mathbf{j}^n , 从而导致等号左右两端时间步不匹配):

$$\mathbf{v}_e^{n*} = \frac{q_i n_i^n \mathbf{v}_i^n - \mathbf{j}^{n-1/2}}{en_e^n}. \quad (13)$$

计算 $t = n$ 时刻的电场强度 \mathbf{E}^{n*} :

$$\mathbf{E}^{n*} = -\mathbf{v}_e^{n*} \times \mathbf{B}^{n-1/2} - \frac{\nabla P_e}{en_e^n} + \frac{\mathbf{j}^{n-1/2}}{\sigma}. \quad (14)$$

使用 $t = n$ 时刻的电场强度 \mathbf{E}^{n*} 推动磁感应强度从 $\mathbf{B}^{n-1/2}$ 到 \mathbf{B}^{n*} :

$$\frac{\mathbf{B}^{n*} - \mathbf{B}^{n-1/2}}{\Delta t/2} = -\nabla \times \mathbf{E}^{n*}. \quad (15)$$

4) 修正步. 使用 $t = n$ 时刻的磁感应强度 \mathbf{B}^{n*} 计算电流密度 \mathbf{j}^n :

$$\mathbf{j}^n = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}^{n*}. \quad (16)$$

计算 $t = n$ 时刻的电子速度 \mathbf{v}_e^n :

$$\mathbf{v}_e^n = \frac{q_i n_i^n \mathbf{v}_i^n - \mathbf{j}^n}{en_e^n}. \quad (17)$$

计算 $t = n$ 时刻的电场强度 \mathbf{E}^n :

$$\mathbf{E}^n = -\mathbf{v}_e^n \times \mathbf{B}^{n*} - \frac{\nabla P_e}{en_e^n} + \frac{\mathbf{j}^n}{\sigma}. \quad (18)$$

使用 $t = n$ 时刻的电场强度 \mathbf{E}^n 推动磁感应强度从 $\mathbf{B}^{n-1/2}$ 到 $\mathbf{B}^{n+1/2}$:

$$\frac{\mathbf{B}^{n+1/2} - \mathbf{B}^{n-1/2}}{\Delta t} = -\nabla \times \mathbf{E}^n. \quad (19)$$

5) 更新离子速度. 首先使用 $t = n+1/2$ 时刻的磁感应强度 $\mathbf{B}^{n+1/2}$ 计算电流密度 $\mathbf{j}^{n+1/2}$:

$$\mathbf{j}^{n+1/2} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}^{n+1/2}. \quad (20)$$

然后计算 $t = n+1/2$ 时刻的电场强度 $\mathbf{E}^{(n+1/2)*}$ (*号是由于此处使用了 $t = n$ 时刻的电子速度 \mathbf{v}_e^n):

$$\mathbf{E}^{(n+1/2)*} = -\mathbf{v}_e^n \times \mathbf{B}^{n+1/2} - \frac{\nabla P_e}{en_e^{n+1/2}} + \frac{\mathbf{j}^{n+1/2}}{\sigma}. \quad (21)$$

使用 Boris 算法更新离子速度从 \mathbf{v}_i^n 到 \mathbf{v}_i^{n+1} :

$$m_i \frac{\mathbf{v}_i^{n+1} - \mathbf{v}_i^n}{\Delta t} = q_i \left(\mathbf{E}^{(n+1/2)*} + \frac{\mathbf{v}_i^{n+1} + \mathbf{v}_i^n}{2} \times \mathbf{B}^{n+1/2} \right) - \frac{e\mathbf{j}^{n+1/2}}{\sigma}. \quad (22)$$

$t = n$ 时间步结束后, 离子速度、离子位置和磁感应强度的信息从 $(\mathbf{v}_i^n, \mathbf{x}_i^{n-1/2}, \mathbf{B}^{n-1/2})$ 更新到了 $(\mathbf{v}_i^{n+1}, \mathbf{x}_i^{n+1/2}, \mathbf{B}^{n+1/2})$, 仿真计算进入下一个时间步. 程序的执行框图如图 2 所示.

2.3 边界条件

对于阴极侧, 阴极斑点作为等离子体源, 其有效

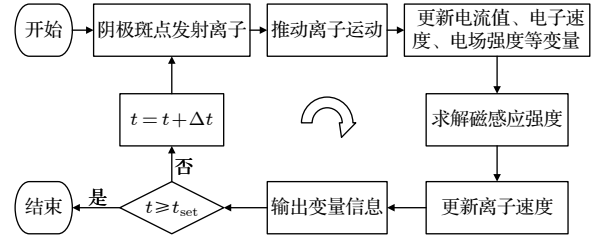


图 2 程序执行步骤

Fig. 2. Execution steps of the program.

半径设置为 $R = 1$ mm, 阴极侧除阴极斑点之外的区域设置为吸收边界. 计算区域阴极侧的电子温度设置为 $T_e = 2.5$ eV, 离子温度为 $T_i = 0.5$ eV, 离子初速度在轴向上分量 v_{i0} , 离子初速度为 1.0×10^4 m/s, 离子平均电荷取 $Z_i = 1.85$. 假定阴极斑点处电流密度 j_0 和离子密度 n_0 分布均匀, 满足如下条件:

$$j_0 = \frac{I_0}{\pi R^2}, \quad (23)$$

$$n_0 = \frac{\gamma j_0}{m_i v_{i0}}, \quad (24)$$

式中: I_0 是阴极斑点总电流; γ 为电极侵蚀率, 取 $35 \mu\text{g/C}$ (电极选为纯铜触头); v_{i0} 为离子初速度在轴向上的分量. 对于磁感应强度, 由阴极侧电流密度分布计算磁矢位 \mathbf{A} 来给出其第一类边界条件:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{j}, \quad (25)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (26)$$

对于阳极侧, 假定其在现有条件下还不活跃, 没有向极板间喷射金属蒸气, 被看作是电流和粒子收集器. 整个阳极表面看作是一个等电位面, 在阳极和等离子体之间有一个阳极鞘层, 阳极鞘层的电压降用下式表示 [22]:

$$\nabla \varphi_{\text{sh}} = -\frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{\nabla P_e}{en_e} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}, \quad (27)$$

$$\varphi_{\text{sh}} = \frac{k_B T_e}{e} \ln \frac{j_e}{j_{\text{th}}}, \quad (28)$$

$$j_{\text{th}} = -\frac{1}{4} en_e \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}, \quad (29)$$

式中: φ_{sh} 表示阳极鞘层电压; j_{th} 表示随机电子电流密度, 和电子温度相关; j_e 表示电子电流密度.

3 仿真结果

在本文中, 模拟区域大小为 $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times$

10 mm, 阴极和阳极分别位于 $z = 0$ 和 $z = 10$ mm 处, 阴极斑点被设置在阴极中心, 外施纵向磁场在整个仿真区域中均匀分布.

三维空间的离子数密度分布如图 3 所示. 电弧电流为 30 A, 无外施纵向磁场 ($B_z = 0$ mT). 从图 3 可以看到, 等离子体射流在离开阴极斑点后呈锥形扩散状, 离子数密度从阴极到阳极逐渐减小, 且射流中心的离子数密度大于射流边缘处的离子数密度. 对于单阴极斑点的等离子体射流来说, 由于电荷电流较小, 所以其自生磁场对等离子体射流的影响较弱. 所以等离子体射流的形状受离子初始喷射角的影响较大.

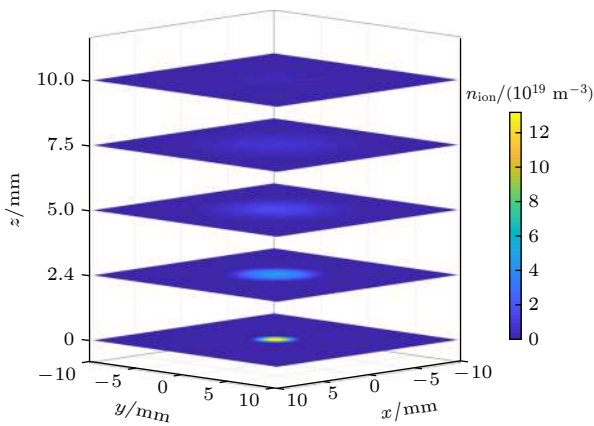


图 3 三维空间离子数密度分布

Fig. 3. The distribution of ion number density in 3D space.

由于在本文中只考虑了单个阴极斑点等离子体射流, 因此等离子体参数在 $x-z$ 平面和 $y-z$ 平面具有相同的对称分布, 因此在图 4 中仅展示了电流和自生磁场在 $x-z$ 平面的分布. 在图 4(a) 中轴向电流的方向从阳极指向阴极, 由图 3 可知在等离子体射流从阴极向阳极运动的过程中, 作为电流载流体的等离子体横截面逐渐增大, 所以在图 4(a) 中可以观察到轴向电流密度从阴极到阳极逐渐减小. 值得注意的是, 等离子体射流电流密度分布可能与等离子体密度分布不同. 原因是等离子体密度分布主要和离子与电子的位置有关, 而电流密度的分布则主要受电子的漂移速度影响. 在真空电弧中, 由于电中性条件, 电子和离子的密度相同, 但是由于离子电流只占总电流的 10%^[23], 因此从 (8) 式中可以计算得到电子的漂移速度约为离子的 11 倍.

图 4(b) 展示了方向与平板电极平行的等离子体射流自生环向磁场, 其方向遵守右手螺旋定则. 从图中可以看到磁场分布和等离子体射流的锥形

分布相对应, 在轴线上 ($x = y = 0$) 自生磁感应强度为 0, 并且磁感应强度从中轴线上到仿真区域的径向边界先上升后下降. 这是由于等离子体电流通道并未占据整个仿真区域, 所以自生磁感应强度的最大值出现在等离子体射流边缘处.

图 5 展示了电弧电流为 30 A 时不同外施纵向磁场强度 (0, 25, 50, 75 mT) 下离子数密度在 $x-z$

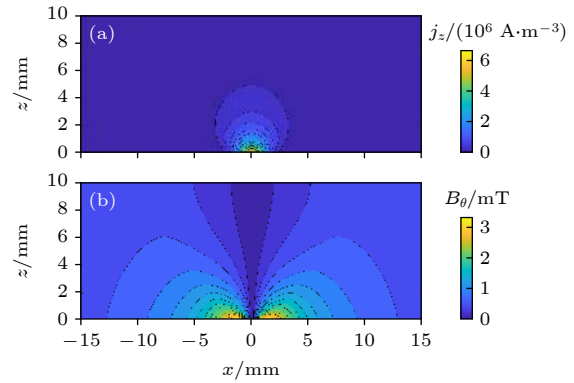


图 4 (a) 轴向电流密度分布; (b) 自生磁感应强度分布 $I = 30$ A, $B_z = 0$ mT

Fig. 4. (a) The distribution of axial current density; (b) the distribution of self-generated azimuthal magnetic field $I = 30$ A, $B_z = 0$ mT.

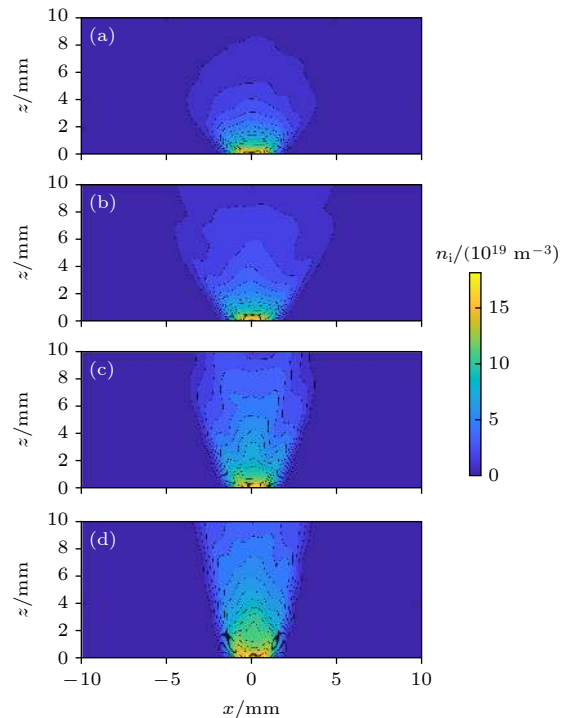


图 5 在 $I = 30$ A 时不同外施纵磁条件下离子数密度分布 (a) $B_z = 0$ mT; (b) $B_z = 25$ mT; (c) $B_z = 50$ mT; (d) $B_z = 75$ mT

Fig. 5. Ion number density distributions under different external AMFs at $I = 30$ A: (a) $B_z = 0$ mT; (b) $B_z = 25$ mT; (c) $B_z = 50$ mT; (d) $B_z = 75$ mT.

平面的分布. 从图中可以看出, 在同等电弧电流情况下, 随着纵向磁场强度的增加, 离子密度分布在径向的扩散变得越来越小, 射流形状逐渐由锥形被压缩成圆柱形. 这说明外施纵向磁场对离子的径向扩散有抑制作用, 随着纵向磁场磁感应强度的增加, 纵向磁场对等离子体射流的压缩效应越来越强.

图 6 展示了电弧电流为 30 A 时, 不同外施纵向磁场强度下轴线上 ($x = y = 0$) 从阴极到阳极的离子数密度变化. 从图 6 可以看到, 不同外施纵向磁场情况下, 离子数密度的最大值相同且均出现在阴极表面, 然后从阴极到阳极逐渐降低. 同时与图 5 相对应, 施加纵向磁场后, 离子径向扩散减少导致等离子体被压缩, 使得轴线上离子数密度升高. 并且外施纵向磁场越大, 轴线上离子数密度越高. 在阴极斑点附近 ($z = 0-0.5$ mm), 离子数密度的变化趋势受纵向磁场的影响不明显.

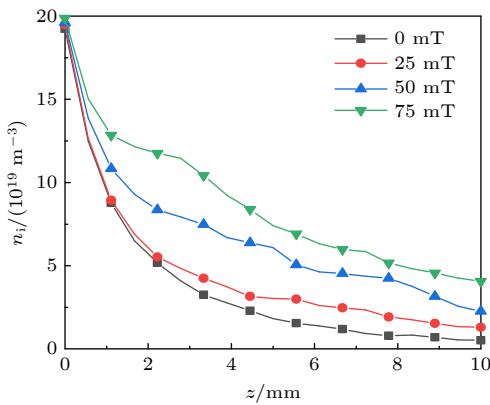


图 6 不同外施磁条件下轴线上离子数密度变化

Fig. 6. Ion number density distributions along the axis under different external AMFs.

图 7 展示了电弧电流为 30 A 时, 外施纵向磁场分别为 0 mT 和 50 mT 时, 离子沿 x 正方向的速度在 $x-z$ 平面的相空间分布.

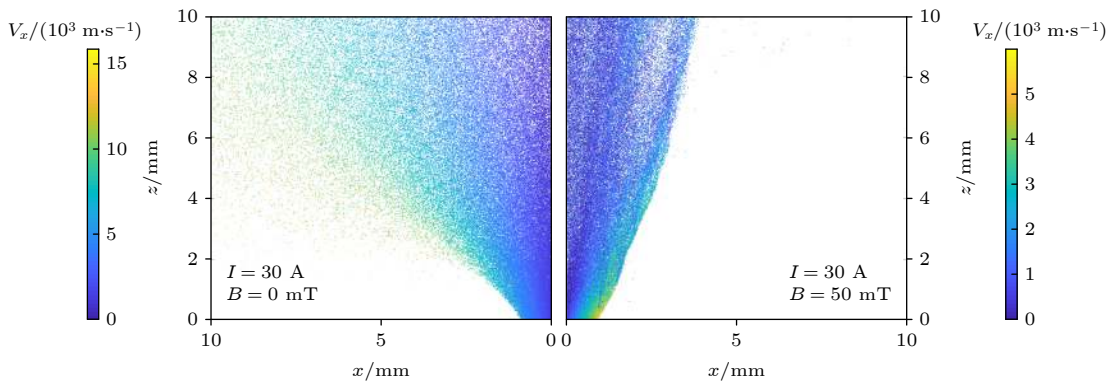


图 7 不同外施磁场条件下离子沿 x 方向速度在 $x-z$ 平面的相空间分布

Fig. 7. Phase diagram of ion velocity along x -direction in $x-z$ plane under different external AMFs.

速度在 $x-z$ 平面的相空间分布. 从图中的粒子分布可以看到, 在外施纵向磁场的作用下单阴极斑点等离子体射流沿径向的扩散减少, 说明外施纵向磁场对等离子体射流的扩散起到了很强的束缚作用, 这一现象和图 5 中的离子数密度分布相对应. 同时观察离子沿 x 方向的速度分布可以看出, 在外施纵向磁场的作用下, 离子沿径向速度的绝对值也因受到限制而变小.

图 8 展示了外施纵向磁场为 75 mT 时不同电弧电流大小 (30, 60, 90, 120 A) 下离子数密度在 $x-z$ 平面的分布. 从图中可以看到, 当外施纵向磁场强度不变时, 随着电弧电流的逐渐增大, 等离子体射流的形状逐渐从圆柱形变成锥形, 离子在径向上的扩散逐渐增多. 这说明对于单阴极斑点等离子体射流来说, 增大电弧电流可以抑制外施纵向磁场对于等离子体射流的压缩效应.

可以用轴线上阳极处离子密度和阴极处离子密度的比值来衡量外施纵向磁场对等离子体射流的压缩效应. 不同情况下阳极处离子数密度与阴极处离子数密度的比值如图 9 所示. 当无外施纵向磁场时, 等离子体射流的扩散不受影响, 不同电弧电流所对应的比值几乎相等. 在同等电弧电流情况下, 随着纵向磁场强度的增加, 轴线上阳极处离子数密度与阴极处离子数密度的比值也随之变大. 由于电弧电流相同时阴极处离子数密度一致 (图 6), 这说明阳极处离子数密度随着外施纵向磁场的增大而逐渐升高. 由此可知纵向磁场对等离子体射流的压缩效应会随着纵向磁场强度的增加而越来越强. 在同等外施纵向磁场情况下, 随着电弧电流的逐渐增大, 比值随之变小. 这说明电弧电流的升高会抑制纵向磁场对等离子体射流的压缩效应.

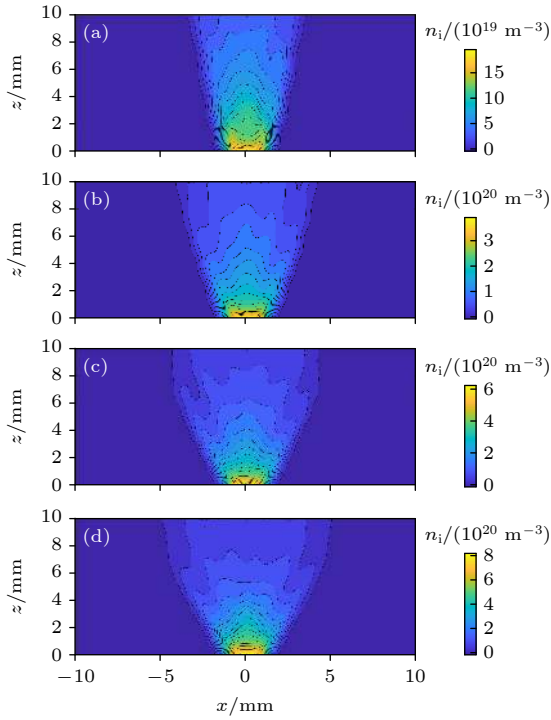


图 8 在 $B_z = 75$ mT 时不同电弧电流条件下离子数密度分布 (a) $I = 30$ A; (b) $I = 60$ A; (c) $I = 90$ A; (d) $I = 120$ A

Fig. 8. Ion number density distributions with different arc currents at $B_z = 75$ mT: (a) $I = 30$ A; (b) $I = 60$ A; (c) $I = 90$ A; (d) $I = 120$ A.

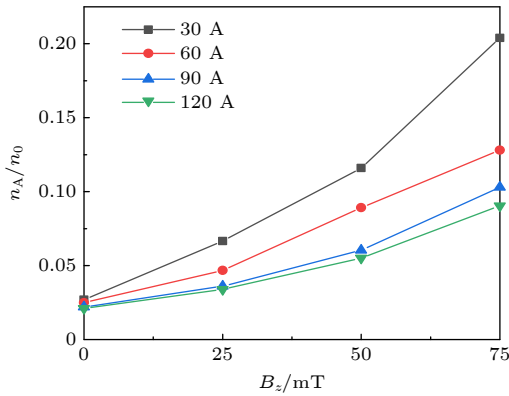


图 9 轴线上阳极处离子数密度与阴极处离子数密度的比值

Fig. 9. The ratios of the ion number density at the anode to that at the cathode on the axis.

4 讨论

通过以上的仿真结果可以发现, 外施纵向磁场会压缩等离子射流, 抑制离子沿径向的扩散使得等离子体射流的扩散半径减小, 同时这种压缩效应不仅和外施纵向磁场的强度有关, 而且和电弧电流的自身大小有关. 该模拟结果和 Wang^[11] 在实验中观

察到的现象一致. 在本节中, 我们从能量守恒的角度对外施纵磁对等离子体射流的压缩效应进行理论分析.

如图 3 所示, 离子从阴极斑点喷射出之后呈圆锥形扩散. 其轴向速度使其从阴极向阳极运动, 其径向速度使其向四周扩散. 在单阴极斑点等离子体射流情况下, 由于电弧电流较小, 所以可以忽略自生环向磁场对其的影响. 等离子体和磁场的总能量由 3 部分组成: 电子能量、离子能量、磁场能量. 其中电子能量主要由电子温度决定 (在真空电弧中电子的热速度远大于其漂移速度), 假设电子温度不变, 则电子能量保持恒定. 离子能量由离子沿径向速度的动能和沿轴向速度的动能组成, 又由于外施纵向磁场对轴向速度没有影响, 可以认为离子的轴向速度在整个过程中保持不变. 所以等离子体射流在外施纵向磁场中的运动过程可以简化为离子的径向动能和等离子体磁场能量之间的相互转换过程. 对于阴极斑点附近一个长为 Δz 的等离子体圆柱 (Δz 取值极小), 由能量守恒可得:

$$\frac{1}{2}M_0\mathbf{v}_{r0}^2 + \frac{B_z^2}{2\mu_0}\pi r_0^2\Delta z = \frac{1}{2}M_0\mathbf{v}_r^2 + \frac{B_z^2}{2\mu_0}\pi r^2\Delta z, \quad (30)$$

$$M_0 = n_0 m_i \pi r_0^2 \Delta z, \quad (31)$$

式中, M_0 为该等离子体圆柱的质量, \mathbf{v}_{r0} 为离子初始径向速度, r_0 为阴极斑点半径, \mathbf{v}_r 为离子径向速度, r 为等离子体射流半径. 从图 7 中可以发现, 在外施纵磁作用下, 离子的径向速度在阴极斑点附近最大. 随着等离子体射流的逐渐扩散, 等离子体射流半径逐渐增大, 离子的径向速度也逐渐变小. 所以当满足 $\mathbf{v}_r = 0$ 时, 等离子体射流半径 r 取到最大值. 将 $\mathbf{v}_r = 0$ 和 (31) 式代入 (30) 式可得:

$$\frac{r^2 - r_0^2}{r_0^2} = \frac{\mu_0 n_0 m_i \mathbf{v}_{r0}^2}{B_z^2}. \quad (32)$$

由于等离子体射流半径最大值 r 远大于阴极斑点半径 r_0 , 所以 $r^2 - r_0^2 \approx r^2$. 由 (32) 式可得:

$$r \approx \frac{|\mathbf{v}_{r0}| r_0}{|B_z|} \sqrt{\mu_0 n_0 m_i}. \quad (33)$$

将阴极斑点处离子密度 n_0 的表达式 (24) 式代入 (33) 式可得:

$$r \approx \frac{|\mathbf{v}_{r0}| r_0}{|B_z|} \sqrt{\frac{\mu_0 \gamma j_0}{v_{i0}}}. \quad (34)$$

从 (34) 式中可以发现等离子体射流半径的最大值 r 和外施纵向磁感应强度 B_z 的取值成反比,

体现为纵向磁场对等离子体射流有压缩效应, 当外施纵向磁场的强度值增大时, 等离子体射流的扩散半径会减小. 同时从 (34) 式中还发现, 在外施纵向磁场强度不变 B_z 的情况下, 电流密度 j_0 的增大可以减弱外施纵向磁场对等离子体射流的压缩效应, 该结论与仿真结果与图 9 相对应.

5 结 论

本文基于三维混合等离子体仿真方法建立了外施纵向磁场下真空电弧等离子体射流仿真模型, 模型中将离子作为宏粒子考虑, 而电子作为无质量流体处理, 仿真计算了单阴极斑点等离子体射流在自生电磁场与外施纵向磁场共同作用下等离子体的分布运动状态. 仿真结果如下.

1) 单阴极斑点等离子体射流在离开阴极斑点后呈锥形扩散至极板间, 离子密度从阴极到阳极快速下降. 在本文的仿真条件下 ($30 \text{ A} \leq I \leq 120 \text{ A}$), 等离子体射流产生的自生磁场不会对等离子体射流本身产生显著的影响.

2) 外施纵向磁场对等离子体射流的扩散有压缩效应. 在外施纵向磁场的作用下, 离子沿径向的运动受到抑制, 其径向速度变小导致等离子体射流的扩散半径变小, 同时使得沿轴线上的离子密度升高.

3) 外施纵向磁场对等离子体射流的压缩效应与外施纵向磁场的强度值及等离子体射流自身的电流大小有关. 在等离子体射流自身电流大小不变的情况下, 当纵向磁场强度值逐渐增大时, 压缩效应逐渐增强; 在外施纵向磁场强度值不变的情况下, 当等离子体射流自身的电流逐渐变大时, 压缩效应逐渐减弱.

作者衷心感谢鞍山师范学院的王虹宇教授在计算方法方面的帮助.

参考文献

- [1] Beilis I I 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 657
- [2] Wang J H, Geng Y S, Liu Z Y, Yan J 2017 *High Volt. Appar.* **53** 1 (in Chinese) [王建华, 耿英三, 刘志远, 闫静 2017 高压电器 **53** 1]
- [3] Sanders D M, Anders A 2000 *Surf. Coat. Technol.* **133** 78
- [4] Geng J Y, Chen Y C, Sun S R, Huang W D, Wang H X 2020 *Plasma Sci. Technol.* **22** 094012
- [5] Keidar M, Zhuang T, Shashurin A, Teel G, Chiu D, Lukas J, Haque S, Brieda L 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **57** 014005
- [6] Wang L J, Jia S L, Yang Z, Shi Z Q 2017 *High Volt. Appar.* **3** 22 (in Chinese) [王立军, 贾申利, 杨泽, 史宗谦 2017 高压电器 **3** 22]
- [7] Rondeel W G J 1975 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8** 934
- [8] Keidar M, Schulman M B 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 684
- [9] Wang L J, Jia S L, Shi Z Q, Rong M Z 2005 *Chin. Soc. for Elec. Eng. Eng.* **25** 113 (in Chinese) [王立军, 贾申利, 史宗谦, 荣命哲 2005 中国电机工程学报 **25** 113]
- [10] Jia S L, Zhang L, Wang L J, Chen B, Shi Z Q, Sun W 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 3233
- [11] Wang C, Shi Z Q, Wu B Z, Gao Z P, Jia S L, Wang L J 2016 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 135203
- [12] Li H W, Sun A B, Zhang X, Yao C W, Chang Z S, Zhang G J 2018 *Acta Phys. Sin.* **4** 143 (in Chinese) [李晗蔚, 孙安邦, 张幸, 姚聪伟, 常正实, 张冠军 2018 物理学报 **4** 143]
- [13] Shmelev D L, Uimanov I V 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 2261
- [14] Shmelev D L, Oreshkin V I, Uimanov I V 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 3478
- [15] Li C, Ebert U, Hundsdorfer W 2010 *J. Comput. Phys.* **229** 200
- [16] Arai K, Takahashi S, Morimiya O, Niwa Y 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 929
- [17] Kutzner J, Miller H C 1992 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 686
- [18] Winske D, Omid N 1991 *Hybrid Codes: Methods and Applications* (New Mexico: Los Alamos National Lab.) pp103–160
- [19] Beilis I I, Keidar M, Boxman R L, Goldsmith S 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 709
- [20] Tóth G 2000 *J. Comput. Phys.* **161** 605
- [21] Harned D S 1982 *J. Comput. Phys.* **47** 452
- [22] Schade E, Shmelev D L 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 890
- [23] Kutzner J, Miller H C 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 688

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field*

Wang Zhen-Xing[†] Cao Zhi-Yuan Li Rui Chen Feng
Sun Li-Qiong Geng Ying-San Wang Jian-Hua

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

(Received 14 October 2020; revised manuscript received 10 November 2020)

Abstract

Vacuum arc is a special metal vapor discharge phenomenon, because its discharge medium totally comes from the evaporation and ionization of electrode materials. In the case of low current, the vacuum arc is completely composed of plasma jets emitted from discrete cathode spots on the cathode surface and the current carried by each spot depends on the cathode material. When the arc current exceeds a certain value, a certain number of cathode spot plasma jets will appear. Vacuum arcs play a very important role in some industrial applications such as vacuum circuit breakers, vacuum coatings and electric thrusters. As an important plasma control method, the external axial magnetic field (AMF) has an important influence on the macroscopic morphology and microscopic parameter distribution of the vacuum arc. Various studies of vacuum arc under AMF have been carried out and some progress has been made. However, the existing literature about the simulation research of vacuum arc is mostly concentrated in the case of large current, and less attention is paid to the case of small current. The reason is that the traditional methods, magneto-hydrodynamics or particle-in-cell, are limited by either accuracy or efficiency, and cannot be effectively applied to the low current vacuum arc plasma jet simulations. In this paper, we develop a fully three-dimensional hybrid plasma simulation algorithm to study the single cathode spot vacuum arc plasma jet under AMF. In this model, ions are modelled as particles while electrons are treated as massless fluid, and the self-generated magnetic field is also considered. To simplify the condition, the cathode spot in our model only exists as a plasma jet source, thus the detailed mechanism of producing plasmas is neglected. And the movement of the cathode spot is not considered either. The results show that the single cathode spot plasma jet diffuses into the interelectrode in a cone shape after leaving the cathode spot, and the ion density drops rapidly from cathode to anode. Under the simulation conditions in this paper ($I \leq 150$ A), the self-generated magnetic field will not have a significant influence on the plasma jet itself in the case of low current. The external AMF has a compressive effect on the diffusion of the vacuum arc plasma jet. Under the AMF, the radial movement of the ions is suppressed, and the decrease of the ion radial velocity leads to a smaller diffusion radius of the jet. This compression effect of the AMF on the plasma jet is related to both the intensity of the external AMF and the magnitude of the arc current. In the case of a constant arc current magnitude, the compression effect gradually increases as the value of the AMF intensity gradually increases; in the case of a constant value of the external AMF, the compression effect gradually decreases as the current gradually becomes larger.

Keywords: vacuum arc, plasma jet, hybrid model, axial magnetic field

PACS: 52.25.Dg, 52.25.Xz, 52.65.-y, 52.65.Ww

DOI: 10.7498/aps.70.20201701

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51937009, 51807147) and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. 2019JM-158).

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