

# 滑动弧非平衡等离子体研究

杨 驰, 林 烈, 吴 彬

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘 要:**研究了滑动弧放电过程中电参数的变化,并对滑动弧等离子体中的非平衡度和各个参数之间的关系进行了讨论。应用双通道电弧模型,对电弧在气流作用下运动规律进行了数值模拟,模拟所得的结果有助于分析滑动弧非平衡等离子体的产生机理。

**关键词:**滑动弧放电;大气压非平衡等离子体;数值模拟

**中图分类号:** O539

**文献标识码:** A

## 1 引言

大气压非平衡等离子体也称非热等离子体。这种等离子体中的重粒子(含原子和离子)温度一般在2000K以下,而电子温度远远高于重粒子温度,等离子体的平均温度可以在较大的范围内调节,它在化工、材料制备及处理有毒有害废物和废气等方面有广泛的应用前景。滑动弧放电方式是产生大气压非平衡等离子体的主要方法之一,与其它三种产生方法(介质阻挡放电、高压脉冲电晕放电、高压辉光放电)相比,这种放电方式可以应用大气流量,形成等离子体炬,方便大气压非平衡等离子体的应用。

上世纪90年代初,法国人 Czernichowski<sup>[1]</sup>首先提出了用滑动弧放电产生大气压非平衡等离子体的概念,并做了许多开创性的工作。在这以后,美国及俄罗斯等国家的研究人员也在这方面开展了一系列研究工作。目前在这个领域里,实验及一些应用方面的工作做得比较多,在理论分析及计算方面还比较欠缺。我们对一种纯气流推动的滑动弧放电装置进行了较系统的实验研究,研究了滑动弧放电过程中电参数的变化,并对滑动弧等离子体中的非平衡度和各个参数之间的关系进行了讨论,应用双通道电弧模型,对电弧在气流作用下运动规律进行了数值模拟。

## 2 实验研究

实验装置包括:滑动弧放电装置、电源、气源及测量系统。图1是滑动弧放电装置示意图。我们的实验装置是在大气压环境下工作,输入的气体介质是氮气。电极是外直径为12mm的铜管,并在空间中摆成 $\theta = 30^\circ$ 的形状,电极最窄处的间距为 $d = 2\text{mm}$ ,沿着坐标 $y$ 方向的最长距离为180mm,并且用玻璃板夹住电极,玻璃板间的距离为 $\Delta L = 12\text{mm}$ ,这样就可以把实验过程看作二维简化近似处理来进行分析。

给滑动弧放电装置提供能量的是具有下降式外特性的直流电源,内电阻可调,工作时为 $r_g = 90\Omega$ ,主电源的空载输出电压为 $U_g = 600\text{V}$ ,最大工作电流不超过10A。另外,还附加了一个小电流、高电压的起弧电源,它的电压为10kV,电流为0.1A。此引弧电源的存在可以保证滑动弧中断后,马上会重新点燃新的电弧。

在放电装置工作过程中,气流从电极间隙最窄处吹入电极间。当电源给电极提供高电压时,将引起电极之间间隙最窄处击穿,形成电弧。在气流推动作用下,电弧快速向电极的出口处移动,也逐步被拉长,当达到极限长度时,电弧熄灭,这时在电极间

收稿日期:2005-06-10;修订日期:2005-10-22

基金项目:国家自然科学基金资助项目(10375082,90205026)

作者简介:杨驰(1979-),男,现为中国科学院力学研究所研究生。

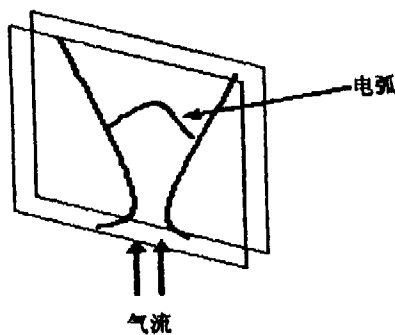


图 1 滑动弧放电装置示意图

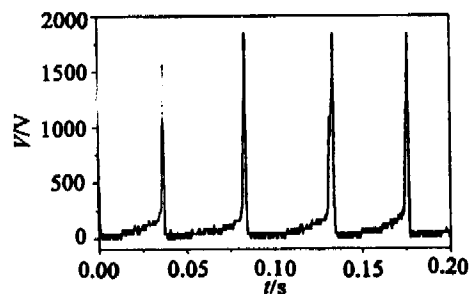


图 2 弧电压随时间的变化

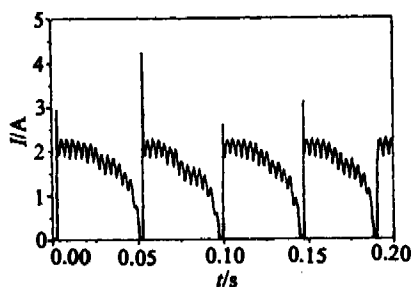


图 3 弧电流随时间的变化

隙最窄处再次击穿并形成新的电弧,一个新的周期又重新开始了。在一个放电周期中,等离子体处于不同的热力学状态。在放电的起始阶段,弧长较短,电弧和气流换热、辐射引起的热损失可以从电源得到补充,此时电弧的核心区基本上处于热平衡状态。随着电弧的不断被拉长,对流换热和辐射引起的热损失不断增大,由于电源功率的限制,输入到电弧的能量不能无限的增加,因此气体的温度将迅速下降,而此时由于电子仍能从电场获得能量,所以电子的温度仍然较高,此时等离子体中的重粒子温度已远远低于电子温度。由于工作气体处在常压条件下,因此滑动弧放电方式产生的等离子体是属于大气压条件下的非平衡等离子体<sup>[2]</sup>。

在实验过程中,输入的氮气气体流量为  $D_g = 2.5\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ ,图 2、图 3 是测得的滑动弧放电过程中的弧电压和弧电流的变化曲线。此滑动弧的工作频率为  $20 \sim 40\text{s}^{-1}$ 。在一个放电周期中,随着电弧的滑动,电弧的长度增长,弧电压逐渐升高,而弧电流逐渐降低。在这个过程中,电弧在形状及长度方面存在一些不规则的变化及波动,因此电弧电压及电弧电流会有一些脉动,这从测得的电压及电流的曲线图中可以看出来。

图 4 是某一个放电周期内电弧的功率随时间的变化曲线。从图 4 中可以看出,在一个放电周期内,随着时间的推移,电弧的功率基本上是线性变化的。同时通过对实验现象的观察,在一个放电周期内,电弧的弧长也基本上是随时间线性变化的。因此可以认为电弧的功率随着电弧弧长的增长,是呈线性变化的,即单位长度的电弧功率是一定的。

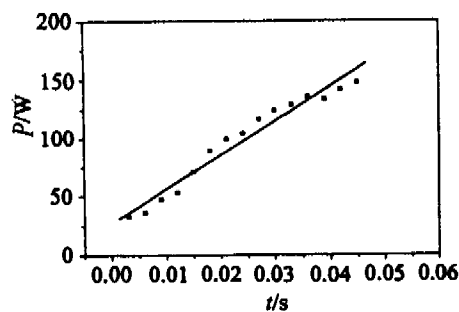


图 4 电弧功率随时间的变化

图 5 是滑动弧在放电过程中所拍摄的照片。图 5 中电弧两端附着在电极表面的地方称为弧根区。由于这两个区域的温度较高,从照片上可以看到比较明亮。因为阳极和阴极弧根的滑动速度不可能同步,所以从照片上可以发现,电弧的形状并不对称。

我们采用了如图 6 所示的简化电路图,分析了滑动弧放电过程中,电参数随着电弧的滑动而发生的变化。 $U_0$  为电源电压,  $r$  为电源内电阻,  $i$  为回路电流,  $U_1$  为两电极之间的电压,  $U$  为电弧电压,  $U_2$  为两电极上的电压降。



图 5 滑动弧放电照片

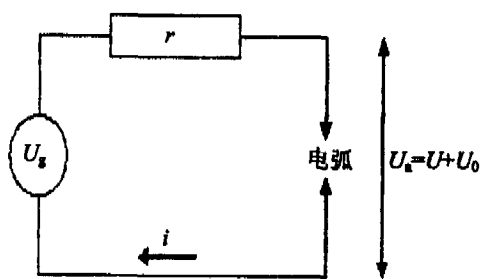


图 6 放电装置简化电路图

为了简化分析,我们作了这样的假设:(1)用热线模型来模拟电弧<sup>[3]</sup>;(2)单位长度电弧的耗散功率  $w$  为常数;(3)两电极上的电压降  $U_0$  为常数。

根据图 6 所示的电路图,应用欧姆定律,可以得到<sup>[4]</sup>:

$$U_s = ri + U_0 + \frac{wL}{i} \quad (1)$$

式中,  $L$  为电弧的弧长。经过整理,可以得到:

$$ri^2 - (U_s - U_0)i + wL = 0 \quad (2)$$

由式(2)可得:

$$i = \frac{(U_s - U_0) + \sqrt{(U_s - U_0)^2 - 4wLr}}{2r} \quad (3)$$

$$U = U_s - U_0 - ri = \frac{(U_s - U_0) - \sqrt{(U_s - U_0)^2 - 4wLr}}{2} \quad (4)$$

$$E = \frac{U}{L} = \frac{(U_s - U_0) - \sqrt{(U_s - U_0)^2 - 4wLr}}{2L} \quad (5)$$

由式(3)~(5)可以得到:

$$\frac{di}{dL} < 0; \frac{dU}{dL} > 0; \frac{dE}{dL} > 0。$$

通过分析可得,随着电弧的滑动,弧电流逐渐减小,弧电压逐渐增加,这与实验中测量的结果相一致。同时还得到电弧通道中的电场强度随着电弧的滑动也逐步增加。

对于非热等离子体,可以用非平衡度来描述其非平衡状态,等离子体的非平衡度表示为<sup>[5]</sup>:

$$\frac{T_e - T_h}{T_e} = \frac{m_h e^2 E^2}{3kT_e m_e^2 (\omega^2 + \nu_e^2)} \quad (6)$$

式中,  $T_e$  为电子温度;  $T_h$  为重粒子温度;  $m_e$  为电子质量;  $m_h$  为重粒子质量;  $e$  为电子电量;  $k$  为波尔兹曼常数;  $\omega$  为等离子体的振荡频率;  $\nu_e$  为电子的碰撞频率;  $E$  为电场强度。由式(6)可知,等离子体的非平衡度和电场强度  $E$ 、气体种类、电子温度及气体压力有关。显然,在大气压条件下,非平衡度和电场强度  $E$  的平方成正比,因此增加非平衡度的主要手段是提高电场强度  $E$ 。在一般的电弧热等离子体中,很难提高  $E$  的数值,所以产生大气压非平衡等离子体就需要采用一些特殊的技术。对于本实验的滑动弧放电方式来说,从前面的分析可以得到,电场强度  $E$  随着电弧的滑动而增强,这说明滑动弧放电方式有利于在大气压条件下产生非平衡等离子体。

同时,根据前面的欧姆定律,对于一定长度的电弧,可以得到:  $\frac{dE}{dw} > 0$ 。这说明,在相同的电弧长度条件下,增加单位长度电弧的耗散功率,也可以增强电场强度。当增加气流量,气流和电弧的相对速度也增加,这就导致了单位长度电弧的耗散功率  $w$  的增加。因此,增大气体流量,有利于滑动弧等离子体达到非平衡状态。但是气流量也不能无限制的增加,通过实验观察到,当气流量过大时,两电极间隙最窄处就不容易被击穿,也就无法产生非平衡等离子体。

### 3 滑动弧流场的数值模拟

直流滑动弧等离子体发生器中发生的是复杂的瞬态物理过程,既包含有焦耳加热,又有对流和辐射散热的过程。我们根据热线模型<sup>[4]</sup>,尝试着对滑动弧等离子体发生器中的物理过程进行模拟,其中,考虑了瞬态过程。并模拟了电弧在气流作用下运动的规律,计算了热源在不断运动情况下的流场和温度场的分布。

### 3.1 数值模型

本文数值模拟对象如图 7 所示,计算区域为经过发生器中心线,并与两玻璃板垂直的平面。其原型几何参数为:  $L_{AB} = L_{CD} = 12\text{mm}$ ,其中,  $A、B$  为流场的入口边界点,  $C、D$  为流场的出口边界点;  $L_{BC} = L_{AD} = 180\text{mm}$ ,  $BC、AD$  均为固壁边界条件,且温度保持常温(300K)。这样,从平面 ABCD 上看,只看到了电弧的截面,电弧的滑动就相当于此电弧截面在流场中的运动。

考虑等离子体为光学薄,是理想的、连续流体,密度为恒定常的,并且用双通道模型来模拟电弧,同时假定单位长度电弧消耗的功率  $w$  为常数,忽略浮

力、重力及磁场的影响。湍流计算采用  $k-\epsilon$  湍流模型,则计算区域内湍流流动基本控制方程为<sup>[1]</sup>:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\Phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\Phi) \\ & = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_* \frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_* \frac{\partial\Phi}{\partial y}\right) + S_* \end{aligned} \quad (8)$$

式中,  $\rho$  为气体密度;  $u、v$  分别为  $x、y$  方向速度;  $\mu$  为分子粘性系数;  $\mu_t = c_\mu \rho k^2 / \epsilon$  为湍流粘性系数;  $Pr$  为普朗特数;  $\Phi$  为求解的变量;  $\Gamma_*$  为广义扩散系数;  $S_*$  为方程的源项。控制方程中各项的具体形式如表 1 所示<sup>[6]</sup>, 表 2 为模型方程中的参数。

表 1 控制方程中各项的表达式

	$\Phi$	$\Gamma_*$	$S_*$
x 方向动量方程	$u$	$\mu + \mu_t$	$\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_* \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_* \frac{\partial v}{\partial x}\right) - \frac{\partial p}{\partial x}$
y 方向动量方程	$v$	$\mu + \mu_t$	$\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_* \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_* \frac{\partial v}{\partial y}\right) - \frac{\partial p}{\partial y}$
湍动能 $k$ 方程	$k$	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$\mu_t G - \rho \epsilon$
湍动能大耗散率 $\epsilon$ 方程	$\epsilon$	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k}(c_1 \mu_t G - c_2 \rho \epsilon)$
焓方程	$h$	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_\tau}$	电弧功率

$$G = 2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2\right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2$$

表 2 模型方程中的参数

$c_\mu$	$c_1$	$c_2$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	$\sigma_\tau$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	0.9

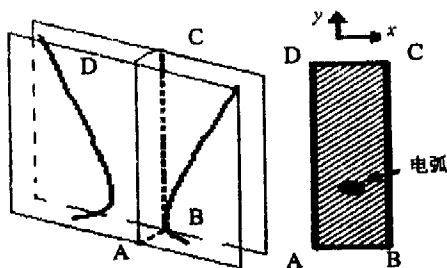


图 7 计算区域模型示意图

### 3.2 电弧运动的模拟方法

电弧是一个具有很高的气体温度的导电通道,其中有电流可以通过,并在通道中释放出焦耳热。这就相当于在流场中加入了热源,使得整个流场被加热。在这里,气体的导电能力用电导率  $\sigma$  来描述,电导率是温度的函数,只有当温度达到一定的数值之后,电导率  $\sigma$  才不为零,气体才能导电。实验中采用的介质气体为氮气,根据文献[7]给出的氮气物性参数,当其温度小于 4000K,就可以认为电导率  $\sigma$  为零。这样,在温度场中,4000K 温度的等温线就可以看作是电弧的边界。

电弧作为流场中的热源,通过对流换热和热传导方式向周围的气体传递热量,使得电弧周围的气体温度升高。当这些气体温度升高到 4000K 时,其就成为导电通道,成为电弧的一部分,分担了总的电弧功率,导致原来的电弧部分分担的功率减小,因而温度逐渐降低。当其温度小于 4000K 后,就成为了非导电的部分,也就是说,电弧已经离开了原来的位置,向下游运动下去了。

### 3.3 计算结果及分析

本文采用涡量-流函数方法<sup>[6]</sup>,计算了如图 7 所示的计算区域模型的流场和温度场的变化。计算了氮气流量为  $2.5\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ , 1mm 长度电弧消耗的功率为 2.75W 时的流场和温度场的变化情况。

按照 § 3.2 所述的方法来模拟电弧的运动,电弧在距离入口处 40mm 的地方产生。根据计算的结果,电弧经过 40ms 运动到距离出口 10mm 左右的地方。实验中测量得到的滑动弧工作频率为  $20 \sim 40\text{s}^{-1}$ ,与数值模拟中计算得到的电弧运动周期符合。

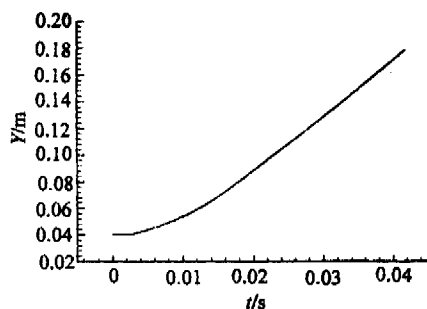


图 8 电弧沿中心线位置随时间的变化

图 8 所示为电弧弧芯沿计算区域中心线上的位置随时间变化的曲线。从曲线中可以明显地看到:在初始时刻,电弧运动的速度较小,并且是一个加速的过程;随着时间的推移,电弧运动的速度增加,但是经过很短的时间,电弧基本上就是匀速运动了。

图 9 为 5ms、15ms 和 30ms 时刻的流场中流线分布。从流线分布可以看出,来流气体的绝大部分绕过电弧流动而流动。这是因为电弧区域的温度很高,使得电弧区域的气体粘性系数远大于来流冷气

体的粘性系数。在这种条件下,冷气体就很难穿过电弧区域,绝大部分的冷气体只能绕过电弧区域流动。

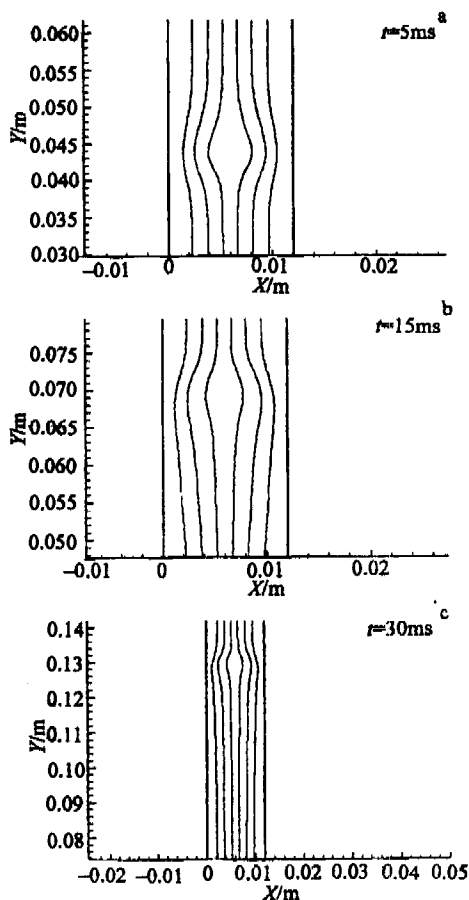


图 9 不同时刻的流线分布

图 10 为 5ms、15ms 和 30ms 时刻的温度场分布。初始时刻,电弧区域较小,流场被加热的范围也比较小,冷气体可以很顺利地绕过电弧流动,在流场的对流换热的作用下,温度的分布呈现出椭圆的形状,弧芯区的位置偏向于椭圆形温度分布的上游位置。随着时间的推移,电弧区域逐渐变大,流场被加热的范围也变大,导致冷气体很难穿过高温区,绝大部分要绕过高温区流动。这样,电弧区域两侧的气流速度比较大,对流换热也比较剧烈,温度上升的较快。而电弧区域的下游,流速很小,对流换热也较小,温度上升就比较缓慢,这就出现了温度场分布图中所示

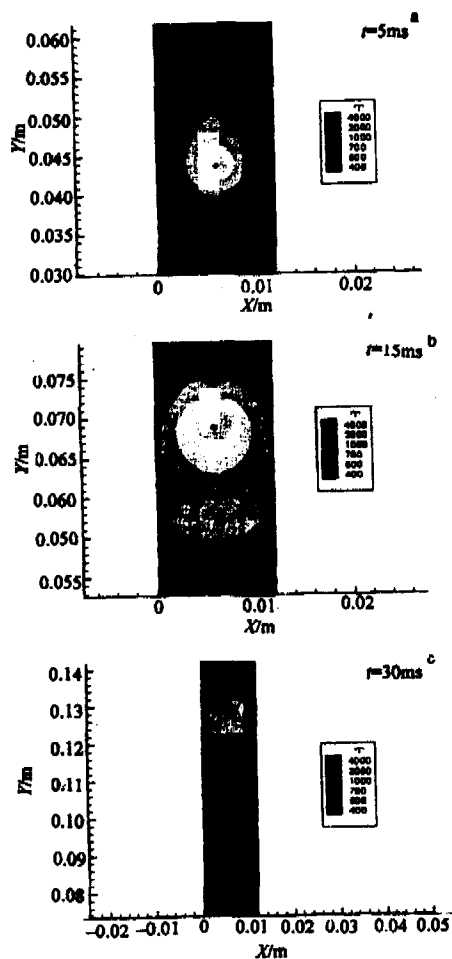


图 10 不同时刻的温度场分布

的类似于“U”型的温度分布。同时由于上游来流的冷气体较难穿过高温区向下游流动,上游气体流动受阻,使得热量可以向上游传递,同时电弧区周围的气流受热膨胀而速度增加,导致了电弧受力向下游运动的速度增加,这样电弧上游区被加热的区域也变大,上游区就出现了一个温度的尾巴。

通过温度场的分布情况还可得到,温度大于 1500K 的区域很小,只集中在电弧周围 2~3mm 范围之内,其余大部分的区域的温度都小于 1500K。

#### 4 结论

滑动弧放电是在大气压条件下产生非平衡等离子体的主要方式之一。通过分析得到,增大气流量能在相同的条件下,进一步增强电场强度,有利于大气压条件下非平衡等离子体的产生。但是气流量的增加必须适度,通过实验观察到,当气流量过大时,两电极间隙最窄处就不容易被击穿,也就无法产生非平衡等离子体。滑动弧放电方式周期性变化的频率很高,很难通过实验来研究一个放电周期内的物理现象。我们通过数值方法模拟了运动电弧运动,结果与实验结果基本符合。如果把计算的区域扩展为三维情形,应用这种方法有可能可以模拟出流场中电弧被气流吹动的形状。

#### 参考文献:

- [1] Czernichowski A. Gliding arc applications to engineering and environment control [J]. Pure & Appl. Chem., 1994, 66 (6): 1301 - 1310.
- [2] 林烈,吴承康. 磁驱动滑动弧放电大气压非平衡等离子体 [J]. 核聚变与等离子体物理, 2000, 20(2): 121.
- [3] Pellerin S, Richard F, Chapelle J, et al. Heat string model of bi-dimensional dc Glidarc [J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 2000, 33: 2407.
- [4] Pellerin S, Cormier J-M, Richard F, et al. Determination of the electrical parameters of a bi-dimensional d. c. Glidarc [J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 1999, 32: 891.
- [5] 林烈,吴承康. 大气压非平衡等离子体中非平衡度的探讨 [J]. 核聚变与等离子体物理, 1998, 18(2): 57.
- [6] 陶文铨. 数值传热学(第 2 版) [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2002. 301 - 350.
- [7] Maher I Boulos, Pierre Fauchais, Emil Pfender. Thermal plasmas, fundamentals and applications, Vol. 1 [M]. New York and London: Plenum Press, 1994. 403.

---

## Study of gliding arc discharge plasma

YANG Chi, LIN Lie, WU Bin

(Institute of Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract:** The electric parameters change during discharge is studied and the relationship between non-equilibrium degree and parameters is discussed for gliding arc discharges. Using two-channel model, the rules of arc moving due to effect of the airflow is simulated. The numerical simulation results can help analyzing the generation mechanism of gliding arc non-equilibrium plasma.

**Key words:** Gliding arc discharge; Atmospheric pressure non-equilibrium plasma; Numerical simulation