

文章编号: 0253-2239(2009)09-2546-06

基于光子发射的电火花加工电极能量分布研究

邱明波^{1,2} 黄因慧¹ 刘志东^{1,2} 田宗军² 汪 炜²

(¹南京航空航天大学江苏省精密与微细制造技术重点实验室, 江苏 南京 210016)

²南京航空航天大学机电学院, 江苏 南京 210016

摘要 为了研究电火花加工过程的机理, 基于光子发射计算了阴极、阳极的能量分布。首先得到了放电通道中的正离子及电子的物质波长, 发现正离子主要以振动的形式运动在放电通道中向外辐射光子, 而电子主要以衍射的形式运动在阳极表面向外辐射光子。通过假设光子以等概率的形式辐射, 计算了阴极、阳极表面获得的热流密度、热流量以及平均热流密度的方程, 重新解释了小脉宽电流加工的明显极性效应, 以及大脉宽条件下的不明显极性效应。最后, 阐述了这一原理对电火花微细加工, 精加工以及粗加工的影响, 说明小脉宽电流应该用正极性加工且可设法压缩放电通道提高精度, 大脉宽应该用负极性加工且不必压缩放电通道提高效率及表面质量。

关键词 光电子学; 电火花; 能量分布; 光子发射; 物质的波; 极性效应

中图分类号 O463; TG661 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092909.2546

Study on Energy Distribution at Electrode of Electrical Discharge Machining Based on Photon Emission

Qiu Mingbo^{1, 2} Huang Yinhui¹ Liu Zhidong^{1, 2} Tian Zongjun² Wang Wei²

¹*Jiangsu Key Laboratory of Precision and Micro-Manufacturing Technology, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 210016, China*
²*College of Mechanical and Electrical Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing, Jiangsu 210016, China*

Abstract In order to study the mechanism of electrical discharge machining (EDM), the energy distribution of cathode and anode was calculated based on photon emission. The matter waves of positive ion and electron were firstly obtained and knowledge was got that the positive ion mainly moved in vibration and produced photon emission in discharge channel, and that the electron mainly moved in diffraction and produced photon emission at anode. The photon emission was assumed equal probability, and several equations had been attained about heat density, heat and average heat density, and a newly explanation was submitted that large polar action expressed when using small duration charge, and small polar action expressed when using large duration charge. At last, the affection of this mechanism was applied to micro EDM, finish machining and rough machining, showed that small duration charge matched with normal polarity (work piece to positive electrode) and compacting discharge channel which could guarantee the precision, and that large duration charge matched with reversed polarity (work piece to negative electrode) and no need to compact discharge channel which could guarantee machining efficiency and surface quality.

Key words optoelectronics; electrical discharge machining; energy distribution; photon emission; matter waves; polar action

1 引 言

电火花加工是利用工件和工具之间的脉冲性火

花放电, 产生瞬间高温使工件材料局部熔化或气化达到加工目的, 同时工具电极也不可避免受到侵

收稿日期: 2008-06-30; **收到修改稿日期**: 2008-12-31

基金项目: 江苏省高技术研究计划项目(BG2007004)资助课题。

作者简介: 邱明波(1982—), 男, 博士研究生, 主要从事电火花加工、太阳能硅片线切割、半导体材料线切割等方面的研究。E-mail: qiumingbo@nuaa.edu.cn

导师简介: 黄因慧(1945—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事特种加工等领域方面的研究。E-mail: hyhlib@nuaa.edu.cn

蚀^[1]。如何在电火花加工过程中高效、平稳地去除工件材料,并且尽量保护工具电极一直以来是研究工作者的核心问题之一。国内外许多学者为了了解电火花放电加工的机理,已经对电火花放电电极的能量分布做了大量的研究^[2,3],但是由于电火花放电的极端性和复杂性,到目前为止还没有形成一致的认识。崔景芝等对这一方面进行了综述,研究工作者主要利用磁流体动力学、热传导、热对流以及模拟离子运动等方法进行分析讨论,他们得出阳极所占的能量为总能量的 8%~40% 不等,阴极比阳极分配的能量要少得多或者大致相等,其余的能量被工作液吸收等结论^[4]。值得注意的是西北工业大学的赵伟研究发现,放电通道中主要是电子在运动,正离子的运动远弱于电子,认为电子在电场的作用下轰击阳极,而正离子只能在平均自由程内振动,并且以向外辐射光子的形式输送电场的能量^[5]。此结论打破了传统的放电通道是由数量大体相等的带正电和带负电的粒子分别向两极轰击而产生加工作用的观点,但是作者并没有进一步阐述产生该现象发生的原因以及进行必要的讨论计算。

在此基础上,本文将通过物质波长的计算说明这一现象是物质的波粒二象性作用的结果,认同正离子在平均自由程内振动向外辐射光子,并且进一步表述当电子轰击阳极时也将向四周辐射光子^[6~8]。光子以概率波的形式向外运动,为方便计算,本文假设光子等概率地向四周运动,即认为正离子产生体热源,电子产生面热源并向外均匀辐射光子,然后通过光子再转换成其他形式的能量,主要是热能,还有磁能、声能、光能等,以此为基础计算到达正、负电极上的能量,作为电源作用到电极上的能量分布。

2 放电机理

2.1 放电击穿

电火花加工过程中,在工具和工件电极两端加上一定的电压,随着电极间的距离逐渐减小,电场强度不断增加,由于电极表面的不平整等因素,当阴极表面某处的电场强度最先增加到 10^5 V/mm 时,就会产生场致电子发射,阴极表面溢出电子,在电场力的作用下向阳极运动并撞击介质中的分子或中性原子,产生碰撞电离。产生的带电粒子进一步撞击其他的分子或原子迅速形成雪崩电离,形成放电通道^[9]。从这个经典放电击穿机理可以看出,当电子电离脱离分子或原子成为自由电子时,必然会形成等电荷量的正离子(以分子或原子的形式存在),放电通道中的自由正

负电荷将大致相等。在放电通道产生初期负电荷的电量会稍微多一点,因为有一部分多余的电子是来源于阴极表面的场致发射电子,接下来由于形成放电通道,电极两端的电压会有一些下降^[9],电场强度下降从而场致发射电子失去产生的条件,依靠放电通道中的粒子运动维持电离,形成一个持续的放电通道。放电通道中的电子、正离子在电场力的作用下分别向两极运动,形成放电电流。

2.2 粒子的存在时间

当两极电压为 $U=100$ V,距离 $H=10$ μm 时,通常可以维持火花放电。根据这组工艺参数可以计算当单位电荷带电粒子在放电通道中不受阻碍(如图 1 所示),只在电场力的作用下,从一极运动到另外一极所用的时间 t 。

$$t = \sqrt{\frac{2H}{Ee/m}} = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{H}{\sqrt{U}}, \quad (1)$$

式中 m 为带电粒子的质量, e 为单位电荷量。

可以计算出电子的运动时间 $t_e=1.16$ ps,正离子运动的时间 $t_p=145\sqrt{M_n}$ ps, M_n 为正离子的原子量。

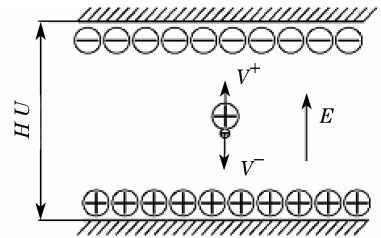


图 1 粒子运动示意图

Fig. 1 Sketch of particles' movement

通常用于电火花加工的脉冲宽度都超过 1 μs ,不管是电子或是正离子,在放电通道中运行的最长时间与加工脉宽相差三到六个数量级,从而这一时间可以忽略,认为带电粒子一经产生,在传播过程中如果没有受到阻力可以立即到达电极表面。

2.3 带电粒子的物质波长

德布罗意认为:任何一个运动着的物体,都有一种波与之对应,这种波称为物质波,因而任何物体都具有波动性以及粒子性两重性质,有时侧重表现波动性如光子的传播,有时侧重表现粒子性如宏观物体的运动,还有的时候两重性质都很重要。本文将研究的粒子运动就是这个表现。

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (2)$$

式中 λ 为物质波波长, h 为普朗克常数, p 为粒子的动量。当单位电荷带电粒子在电压 U 的作用下静止开

始从一端运动到另外一端时,它所具有的动量为

$$p = mv = \sqrt{2m_e U}. \quad (3)$$

假设 $U=100$ V, 电子的波长

$$\lambda_e = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} = 3.88 \text{ nm}.$$

正离子的波长

$$\lambda_p = \frac{1}{\sqrt{M_n}} \times 2.86 \times 10^{-3} \text{ nm}.$$

2.4 带电粒子的运动形式

放电通道中的物质一般以气体或者等离子体的形式存在,气体分子的平均间距在标准大气压下通常为分子直径 10 倍左右,为纳米数量级,而等离子体由于受到自身磁场以及工作液的压缩作用^[10],它的体积与气体大致相等,粒子间的距离也为纳米数量级,以 d_m 表示放电通道中的粒子平均距离。

结合上面的计算结果,电子的波长 λ_e 与 d_m 相当,由于波动性将在放电通道中以衍射的形式向前传播,同时又因为具有粒子特性会与放电通道中的分子或原子以及阳极发生碰撞。电子携带的能量一部分转化成被撞粒子的动能,另一部分变成光子以撞击点为中心向四周辐射。放电通道以及电极表面的粒子温度都很高,处于无规则的剧烈运动之中,运动方向有的与电子撞击方向相同,有的相反,所以电子撞击有时使分子动能增加,有时减小,因此本文忽略撞击传递的动能,认为电子携带的所有的能量撞击之后全部变成光子。放电通道的粒子密度比阳极表面要小三到四个数量级,电子携带的大部分能量都会到达阳极表面然后变成光子。

正离子的物质的波长 λ_p 远远小于 d_m , 不能像电子一样表现波动特性发生衍射,只能表现粒子特性向前撞击变成光子辐射能量,运动距离被限制在较小的平均自由程内,绝大部分的正离子不能到达阴极表面。但是正电荷可以通过中性粒子传递的形式到达阴极(如图 2 所示),正离子 P 在电场力作用下向阴极运动,由于自由程 l_m 的限制,与粒子 Q 发生碰撞损失全部能量,并且电荷转移到 Q 粒子上,P 粒子变成中性粒子,Q 粒子携带电荷之后在电场力的作用下继续向阴极运动。

3 能量分布计算

3.1 能量的来源

放电通道中的正负粒子数量相同,并且在电场力作用下所运行的距离一样,因此电场对正负粒子做的总功必然相同,通过正负粒子转移的能量相等,

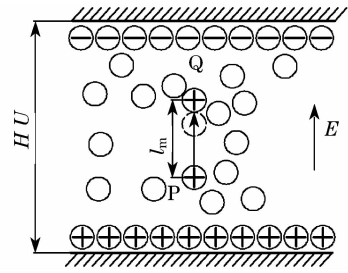


图 2 正离子运动示意图

Fig. 2 Movement sketch of positive ion

而电场的能量来源于电源,总能量一半转移给了电子,另一半给了正离子。通过上面的分析可以知道,正离子携带的能量在放电通道内向外均匀辐射,电子携带的能量在阳极表面向外均匀辐射,而放电通道的直径通常非常小,可以认为放电通道是均匀线热源,热流量(功率)等于正离子携带的热流量 Q^+ ,阳极是点热源,热流量等于电子携带的热流量 Q^- ,若电源提供的热流量为 Q ,则

$$Q^+ = Q^- \approx Q/2. \quad (4)$$

这两个热源转移了几乎所有的电源能量,然后向四周辐射,能量到达阴极、阳极以及工作液之中,主要转变成热能,还有磁能、声能、光能等其他形式的能量。在热能的作用下,工件、工具、放电通道温度迅速上升,熔化、气化,放电通道中气体迅速膨胀产生爆炸带走熔化物质,从而工件得到我们需要的加工效果,而工具产生我们不需要的侵蚀效果。为了简化计算,方便讨论分析,认为放电通道全部是气体物质,吸收的能量很少,工作液只在放电结束时冷却带走热量,只计算放电过程中阴极、阳极在两个热源的辐射下得到的能量分布。

3.2 电极的热流密度

向四周均匀辐射的点热源,若不考虑传输过程中的介质吸收(如图 3 所示),热流量为 Q , n 点距它 R , 方向与指向它的方向成 θ , 则该点的热流密度

$$q_n = \frac{Q}{4\pi R^2} \sin \theta. \quad (5)$$

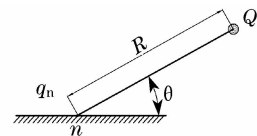


图 3 点电源辐射示意图

Fig. 3 Emission sketch of point power

如图 4 所示,线热源位于两极之间,热流密度 Q^+ , 放电间隙中的一任意点 A, 距阳极高 z , 距热源水平距离 r , 正离子热源对 A 点水平方向的热流密度 q_A^+ 。

$$q_A^+ = \int_0^H \frac{Q^+}{4\pi} \frac{dh}{[r^2 + (h-z)^2]} \frac{h-z}{\sqrt{r^2 + (h-z)^2}},$$

$$q_A^+ = \frac{Q^+}{4\pi H} \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{r^2 + (H-z)^2}} \right]. \quad (6)$$

如果 A 点在阴极或阳极表面, 即 $z=H$ 或 $z=0$, 并且令 $r=nH$ (以下相同), 则

$$q_H^+ = q_0^+ = \frac{Q^+}{4\pi H^2} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\sqrt{n^2 + 1}} \right). \quad (7)$$

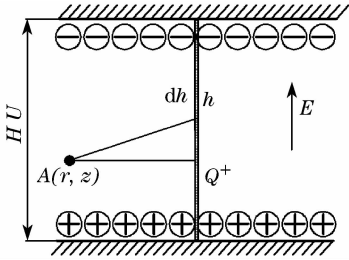


图 4 正离子辐射能量示意图

Fig. 4 Emission sketch of positive ion

如图 5 所示, 点热源位于原点, 热流密度 Q^- , 放电间隙中的一任意点 A, 距阳极高 z , 距点热源水平距离 r , 点热源对 A 点水平方向的热流密度 q_A^- 。

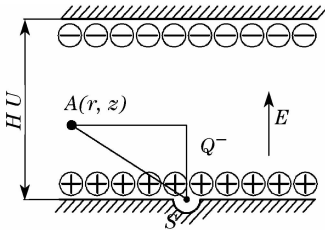


图 5 电子辐射能量示意图

Fig. 5 Emission sketch of electron

$$q_A^- = \frac{Q^-}{4\pi} \frac{z}{(r^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (8)$$

如果 A 点在阴极或阳极表面, 即 $z=H$ 或 $z=0$, 则

$$q_H^- = \frac{Q^-}{4\pi H^2} \frac{1}{(n^2 + 1)^{3/2}}, \quad (9)$$

$$q_0^- = \begin{cases} 0, & r \neq 0 \\ \infty, & r = 0 \end{cases} \quad (10)$$

并且可以计算位于阳极体内, 原点为球心, 任意 R 为半径的半球面 S 上的积分

$$I_0 = \iint_S q_0^- ds = \frac{Q^-}{2}. \quad (11)$$

(10), (11) 式表示阳极在原点处吸收了电子携带的一半能量, 其它处没有得到电子的能量。

阴极距放电通道 r 的点热流密度 q_H , 阳极距放电通道 r 的点热流密度 q_0 为

$$q_H = q_H^- + q_H^+, \quad q_0 = q_0^- + q_0^+. \quad (12)$$

结合方程(4)得到

$$q_H = q_m \beta_H, \quad q_0 = q_m \beta_0, \quad (13)$$

式中

$$q_m = \frac{Q}{8\pi H^2},$$

$$\beta_H = \frac{1}{(n^2 + 1)^{3/2}} + \frac{1}{n} - \frac{1}{\sqrt{n^2 + 1}}, \quad n \neq 0$$

$$\beta_0 = \frac{1}{n} - \frac{1}{\sqrt{n^2 + 1}}, \quad n \neq 0$$

从方程(13)可以知道电极上获得的热流密度由两项组成, 前一项称为热流密度主项, 记作 q_m , 对于阴极、阳极相同, 与放电间隙 H 的平方成反比, 与电源的热流量 Q 成正比; 后一项称为热流密度系数, 记作 β , 与距放电通道中心的距离和放电通道高度的比值 n 有关。图 6 为阴极阳极的 β , 在原点的值都为无穷大, 随着 n 的增大其值迅速下降到无穷小。说明在放电通道较远的地方热流密度几乎为零, 可以忽略, 而在距放电通道中心较近的地方, β_H 比 β_0 略大, 说明阴极表面除了放电中心以外, 其它地方获得的热流密度相对较大。

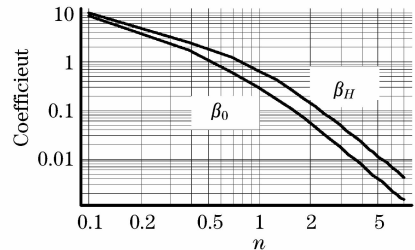


图 6 阴极阳极热流密度系数

Fig. 6 Coefficients of heat density about cathode and anode

3.3 电极的热流量

将热流密度在相应的面积内积分即可以得到该区域的热流量。以放电中心为原点, 半径为 R 的面积 S 范围内, 阴极、阳极的热流量分别为 Q_H, Q_0 , 令 $R=nH$, 结合(11)式~(13)式得

$$Q_H = \iint_S q_H ds = \int_0^R 2\pi r q_H dr,$$

$$Q_0 = I_0 + \int_0^R 2\pi r q_0 dr,$$

$$Q_H = Q \alpha_H, \quad Q_0 = Q \alpha_0, \quad (14)$$

式中

$$\alpha_H = \frac{1}{4} \left(n + 2 - \frac{n^2 + 2}{\sqrt{n^2 + 1}} \right),$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{4} (n + 2 - \sqrt{n^2 + 1}).$$

从方程(14)可以看出, 电极的热流量也是由两

项组成,前一项为电源提供的热流量 Q ,后一项 α 称为热流系数,如图 7 所示,与比值 n 有关。阴极的 α_H 随着 n 的增长在 $(0, 0.5)$ 之间增长,阳极的 α_0 随着 n 的增长在 $(0.25, 0.5)$ 之间增长。 α_0 之所以不是从 0 开始,是因为电子在运动过程中表现出波动特性,携带的能量绝大部分都能在阳极表面释放,根据等概率辐射假设,有一半的能量 $(Q/4)$ 被阳极吸收,而放电通道特别小,所以认为放电点处的阳极表面吸收了 $Q/4$ 的能量,即

$$\alpha_0 |_{n=0} = 0.25.$$

而且当 n 为无穷大时, $\alpha_0 = \alpha_H = 0.5$, 两极获得的能量都是 $Q/2$, 即

$$\lim_{n \rightarrow \infty} Q_H = \lim_{n \rightarrow \infty} Q_0 = Q/2. \quad (15)$$

(15) 式的出现,说明了阴极、阳极表面获得的总能量是相同的,各占 50%, 似乎没有表现大家认同电火花加工过程中的极性效应。

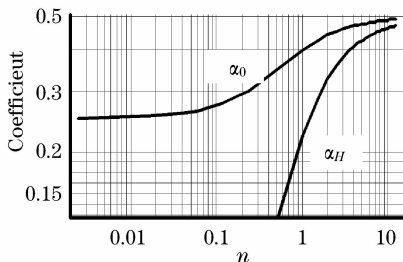


图 7 阴极阳极热流系数

Fig. 7 Coefficients of heat about cathode and anode

3.4 平均热流密度

电极表面以放电点为中心,半径为 R 的区域获得的热流量与面积之比称为平均热流密度,用 \bar{q} 表示。

$$\bar{q} = \frac{Q}{\pi R^2}.$$

结合方程(14)可以得到

$$\bar{q}_H = \bar{q}_m \bar{\beta}_H, \quad \bar{q}_0 = \bar{q}_m \bar{\beta}_0, \quad (16)$$

式中

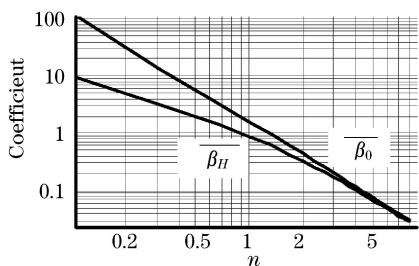


图 8 阴极阳极平均热流密度系数

Fig. 8 Coefficients of average heat density about cathode and anode

$$\bar{q}_m = \frac{Q}{4\pi H^2},$$

$$\bar{\beta}_H = \frac{1}{n^2} \left(n + 2 - \frac{n^2 + 2}{\sqrt{n^2 + 1}} \right),$$

$$\bar{\beta}_0 = \frac{1}{n^2} (n + 2 - \sqrt{n^2 + 1}).$$

$\bar{\beta}_H, \bar{\beta}_0$ 称为平均热流密度系数,与 n 有关,如图 8 所示。放电点附近 $\bar{\beta}_0$ 比 $\bar{\beta}_H$ 大的多,而在放电点较远的地方,它们数值几乎相等。

4 计算结果讨论

4.1 电极获得的能量

正负电极通过放电通道中光子辐射获得了热流量,使得放电点附近材料的温度随着辐射时间的增加而逐渐升高。如果时间太短,温度不能上升到熔点以上产生熔化、气化、抛出等现象达到加工目的。但是如果时间太长温度将过高,造成部分能量浪费,并且材料处于剧烈高温侵蚀之中,一方面熔化、气化的材料在空气中氧化,由于来不及排出会重新凝固附着到电极表面,形成难以导电的氧化物阻碍放电的持续;另一方面材料本身会产生很大的热影响区,严重地破坏材料的原有性能。因此,电火花加工通常采用的是脉冲电源,放电加工一段时间之后,停止放电、消除电离、排除放电产物以及冷却电极,然后重复放电加工。放电时间约等于脉冲宽度 t_{on} , 消电离时间约等于脉冲间隔 t_{off} 。

到达电极上的能量并不都是有效的,从图 6 可以看出,距离放电点较远的电极表面的热流密度下降很快,那部分材料只有经过足够长辐射时间才能达到熔点,这时候放电已经结束,恢复至放电开始阶段,能量没能累积下来。在一个放电脉冲周期内,到达电极表面并能够使得电极材料达到熔点的能量称为有效放电能量 E_e , E_e 辐射区域的半径称为有效放电半径 R_e , 通常与放电凹坑半径相等。当脉冲宽度 t_{on} 增大时,单次放电周期电源释放的热量增大, E_e 增大, R_e 也会相应地增大。

4.2 极性效应

从图 7 可以知道,任意半径处阳极的热流系数 α_0 比阴极热流系数 α_H 大,而且在半径很小的地方区别更为明显,说明阳极在放电点附近半径相同的区域内获得的能量始终比阴极大,或者说,阳极的有效放电半径比阴极大。这就是我们通常看到的极性效应,不同的 E_e 导致不同的 R_e , E_e 越大 R_e 越大。从图 8 的平均热流密度系数可以看出,假设阴极的

有效放电半径 $R_{\text{cH}} = 0.2H$, 即 $n = 0.2$, 那么此时阳极的有效放电半径 $R_{\text{c0}} = 0.5H$ 。而且 E_c 越小时, 阴阳极的 R_c 的差异越大, 当 E_c 增大时, R_c 也增大, $\bar{\beta}_H, \bar{\beta}_0$ 两曲线越来越靠近, 阴阳极的 R_c 差异会减小。这也就是小脉宽电流加工时极性效应明显, 大脉宽加工时极性效应不明显的原因所在。

4.3 脉冲宽度的选择

当加工电流脉宽较小时, 有效放电能量较小, 产生的热影响区较小, 同时放电凹坑也较小, 但电能的利用率较低, 加工效率不高, 可用于微细加工, 精加工产生较好的表面质量以及减小热影响区。从图 6 可以看出, 原点附近热流密度系数为无穷大, 才能导致不管多么小的脉冲能量都能产生加工作用, 而且脉宽越小加工的表面质量越高。但事实上放电通道直径不为零, 导致放电点附近的热流密度不可能为无穷大, 因此脉冲宽度具有一个最小值。为了尽量减小这个数值, 可以设法压缩放电通道, 提高放电点附近的热流密度, 得到更小的放电凹坑。此时的极性效应明显, 应该采用正极性(工件接正极)加工, 阳极获得的能量比阴极大, 阴极能量小到有可能不会被侵蚀而保护电极的完整性, 特别有利于微细加工。为了提高加工速度可以加大放电频率, 但是频率提高之后脉冲间隔减小, 排屑、冷却难度增大, 可以通过实验的方式确定一个平衡点。

当加工电流脉宽较大时, 有效放电能量较大, 产生的热影响区也较大, 同时放电凹坑也较大, 电源的利用率较大, 加工速度较快, 适合用于粗加工。此时极性效应不明显, 但从图 6 可以看出阳极的热流密度除原点外都比阴极小, 说明阳极大部分热流量集中在放电点附近。由于脉宽较大造成过多的热量集中在此不能得到充分利用, 使得阳极的放电凹坑较深, 热影响区较大; 而阴极在放电点较远的地方获得的能量相对较多, 能量分布相对平缓, 阴极的放电凹坑较为平滑, 热影响区相对较小, 能量利用率较高。所以大脉宽粗加工时, 采用负极性加工(工件接负极), 一方面因为较小的极性效应两极的材料去除速率相当, 另一方面可以得到较好的表面质量, 如果使用煤油等液体作为工作液, 在工具电极(正极)表面会形成碳黑膜保护电极。与小脉宽电流加工不同, 这时不必压缩放电通道, 这样可以使放电能量更加均匀。

5 结 论

计算电子及正离子的物质的波长, 与粒子的间隙比较, 发现正离子主要以振动的形式在平均自由程内

运动向外辐射光子, 并将携带的电荷逐步传递到阴极; 而电子在放电通道中主要以衍射的形式运动, 将电荷直接带到阳极表面, 并对外辐射光子。经过计算得出了阴极、阳极表面的热流密度、热流量及平均热流密度的方程, 发现阴极的热流密度除了放电点之外都比阳极大, 而阴极的热流量、平均热流密度都比阳极小。进一步阐述了小脉宽电流加工时, 应采用正极性加工, 适合于精加工及微细加工, 如果压缩放电通道可以减小脉宽的最小值, 得到更高加工精度; 大脉宽电流加工时, 应该采用负极性加工, 并且不必压缩放电通道, 阴极的放电凹坑更平滑, 热影响区更小。

参 考 文 献

- 1 J. Marafona, Chousal J. A. G. A finite element model of EDM based on the Joule effect[J]. *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, 2006, (46): 595~602
- 2 DiBitonto D. D., Eubank P. T., Patel M. R. *et al.*. Theoretical models of the electrical discharge machining process. I. A simple cathode erosion model[J]. *Journal of Applied Physics*, 1989, **66**: 4095~4103
- 3 B. Revaz, G. Witz, R. Flükiger. Properties of the plasma channel in liquid discharges inferred from cathode local temperature measurements[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, **98**: 113305
- 4 Cui Jingzhi, Wang Zhenlong. The reserches of electrode material erosion on EDM simulation[J]. *Electro machining & Mould*, 2006, (6): 5~9
崔景芝, 王振龙. 电火花加工过程中电极材料蚀除机理研究[J]. *电加工与模具*, 2006, (6): 5~9
- 5 Zhao Wei, Ren Yanhua, Ren Zhonggeng *et al.*. Research on the movement law of charged particle in the channel of EDM[J]. *Mechanical Science and Technology*, 2001, **20**(5): 762~763
赵伟, 任延华, 任中根等. 电火花放电通道中带电粒子运动规律的研究[J]. *机械科学与工艺*, 2001, **20**(5): 762~763
- 6 Li Li, Lu Qisheng. Numerical simulation of dynamic response of PC-Type HgCdTe detector irradiated by in-band and out-of-band laser beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(10): 3590~3596
李莉, 陆启生. 光导型 HgCdTe 光电探测器对双波段组激光照射动态响应的数值模拟[J]. *光学学报*, 2008, **28**(10): 3590~3596
- 7 Feng Liping, Liu Zhengtang, Xu Bing. First principles calculations of electronic structure and optical properties of c-HfO_2 [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(11): 2191~2194
冯丽萍, 刘正堂, 许冰. 立方晶相 HfO_2 电子结构与光学性质的第一性原理计算[J]. *光学学报*, 2008, **28**(11): 2191~2194
- 8 Chen Genyu, Zhao Zhi, Zhang Yi *et al.*. Data process method for measurement of plasma plume temperature field in deep penetration laser welding [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, **35**(11): 1867~1872
陈根余, 赵智, 张屹等. 激光焊接等离子体温度场测量及数据处理[J]. *中国激光*, 2008, **35**(11): 1867~1872
- 9 Zhao Wansheng. *Advanced EDM Technology* [M] Beijing: National Defence Industry Press, 2003, 7~9
赵万生. *先进电火花加工技术* [M]. 北京: 国防工业出版社, 2003, 7~9
- 10 Qi Liwei, Lou Leming, Li Minghui. Mechanism of electrical discharge machining and wave characteristics of plasma channel [J]. *Journal of Shanghai Jiaotong University*, 2001, **35**(7): 989~992
亓利伟, 楼乐明, 李明辉. 放电通道的波动性与电火花加工机理[J]. *上海交通大学学报*, 2001, **35**(7): 989~992