

# 介质阻挡放电中微放电的映射方程<sup>\*</sup>

尹增谦<sup>1)</sup> 王 龙<sup>2)</sup> 董丽芳<sup>1)†</sup> 李雪辰<sup>1)</sup> 柴志方<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 河北大学物理科学与技术学院, 保定 071002)

<sup>2)</sup> 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2002 年 6 月 13 日收到, 2002 年 7 月 28 日收到修改稿)

利用双水电极介质阻挡放电装置, 采用光学方法测量了大气压空气和氩气中介质阻挡放电的微放电时间特性. 实验发现微放电通道相邻两次放电时间间隔是长短交替的. 根据壁电荷对相邻两次微放电的不同影响, 建立了介质阻挡放电时间序列的映射方程. 不同放电参量取值情况下的计算结果表明, 介质阻挡放电中, 壁电荷电场的衰减时间常数远大于  $100\mu\text{s}$  量级. 由方程所得的结果, 解释了相邻两次放电时间间隔长短交替的实验现象, 确定了壁电荷衰减时间常数的范围.

关键词: 介质阻挡放电, 时间特性, 壁电荷, 映射方程

PACC: 5280P, 0565, 0547, 5250

## 1. 引 言

介质阻挡放电 (DBD) 是一种典型的交流气体放电, 它通常是由两个平行电极组成, 其中至少有一个覆盖上电介质. 当两极之间加上交流高压后, 两极间的气体击穿形成放电. 在大气压或更高气压条件下, 介质阻挡放电是由很多微放电 (又称放电丝) 组成的. 这些微放电的直径约为  $0.1\text{mm}$ , 在每个外加电压半周期内, 微放电寿命为  $10\text{--}100\text{ns}$  量级<sup>[1]</sup>. 近年来, 人们相继发现, 在适当的条件下, 这些微放电通道可以形成稳定的图灵斑图<sup>[2-4]</sup>, 包括类六边形结构、条纹结构以及两者混合结构. 众所周知, 图灵斑图是非线性系统中由于对称性自发破缺而产生的自组织行为, 在物理、化学、生物、工程甚至金融等很多领域被观察到, 由于其广泛性, 使得对斑图形成过程的研究引发了世界范围的研究热潮. 在一般的非线性系统 (如化学反应) 中, 稳定斑图的形成需要几小时至几天甚至更长的时间, 而在介质阻挡放电中稳定斑图的形成只需要几分钟甚至几秒钟的时间<sup>[5]</sup>, 从而为研究斑图动力学提供了很好的可视化研究对象. 因此, 搞清介质阻挡放电中斑图的形成过程, 不仅对搞清气体放电动力学过程, 使 DBD 应用在信息处理、材料的局域性生长等方面, 而且可以为其他非

线性系统中斑图形成的动力学过程研究提供参考. 所以, 关于介质阻挡放电斑图形成过程的研究更加引人注目<sup>[6,7]</sup>. 人们普遍认为, 在介质阻挡放电中稳定的斑图结构是由于积累于电介质表面的壁电荷的记忆效应而形成的, 但是, 对于壁电荷在介质阻挡放电中对放电特性的影响, 特别是对其时间特性的影响尚未有深入的研究.

本工作利用便于对微放电进行光学测量的水电极介质阻挡放电装置, 实现了对大气压空气和氩气中介质阻挡放电中微放电的时间特性的无干扰测量. 结果表明, 在稳定的斑图结构中, 同一个微放电通道在外加电压正负半周中的放电时刻并不都是固定的, 而是长短交替变化的. 基于此, 我们仔细研究了壁电荷在相邻两次放电中的不同作用, 建立了联系两次微放电时刻的映射方程, 由此解释了上述实验现象, 确定了壁电荷衰减时间常数的范围. 本工作结果对介质阻挡放电中斑图形成过程及时空动力学研究具有重要意义.

## 2. 实验装置和实验结果

本工作所用实验装置如图 1 所示, 两个圆柱形容器中装满水, 与高压交流电源两极相连的金属钛环浸入水中, 圆柱形容器的上下底为厚度为  $1.5\text{mm}$

<sup>\*</sup> 河北省科技攻关项目 (批准号 D1212180), 教育部科学研究重点项目 (批准号 D020) 和国家自然科学基金 (批准号 30175087) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信联系人. E-mail: Donglf@mail.hbu.edu.cn

的玻璃,两圆柱相对的底面间形成的放电气体间隙通过螺旋测微计可在 0.1 至 2 mm 范围调节.由于水的热容量很大并且透明,所以用水作电极,一方面,可以减小放电区温升从而有利于稳定放电斑图的形成;另一方面,可以用光学方法对放电的时空特性进行无干扰、原位测量.高压交流电源输出电压的峰峰值范围为 0—30kV,频率范围为 10—40kHz.放电斑图通过焦距为 10cm 的透镜成像,放置在像平面上的小孔光阑使选择出的放电丝的光辐射进入光电倍增管(RCA7265)转换成电信号后由数字示波器(Tektronix TDS3052, 500MHz)记录.高压交流电源输出波形用电阻  $R_2$  上的电压监测,同时由数字示波器记录.放电斑图用数码相机(Canon Powershot G1)拍照.利用这个实验装置,可以在 ns 尺度上无干扰地测量微放电的时间特性.

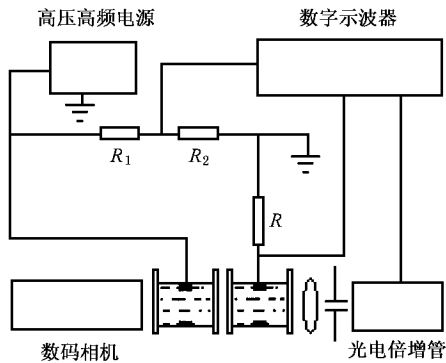


图 1 实验装置示意图( $R_1 = 200\text{M}\Omega$ ,  $R_2 = 1.5\text{M}\Omega$ ,  $R = 50\Omega$ )

利用上述实验装置,进行了大气压空气和氩气介质阻挡放电微通道放电时间特性的测量,其中在用氩气作放电气体时,是将 DBD 装置放在反应室中,氩气通过由进气口进入反应室并由出气口排出,反应室中气压等于一个大气压并含有微量空气.本工作测量了大量不同实验参量条件下的微放电时间特性.图 2 和图 3 为典型的实验结果,其中图 2(a)和图 3(a)为放电斑图照片,亮点是放电丝,从图 2(a)和图 3(a)看出,空气中放电斑图为不规则结构,氩气中放电斑图非常接近于正方网格结构.图 2(b)、图 3(b)分别是空气、氩气中放电丝一次放电脉冲的波形,实验结果表明,大气压空气中一次放电脉冲的持续时间为 20ns,大气压氩气中一次放电脉冲的持续时间为 200ns.不同条件下的实验结果表明,放电脉冲的持续时间随驱动电压和放电气隙间距变化极小,如在大气压空气放电中,当放电气隙间距从 0.3

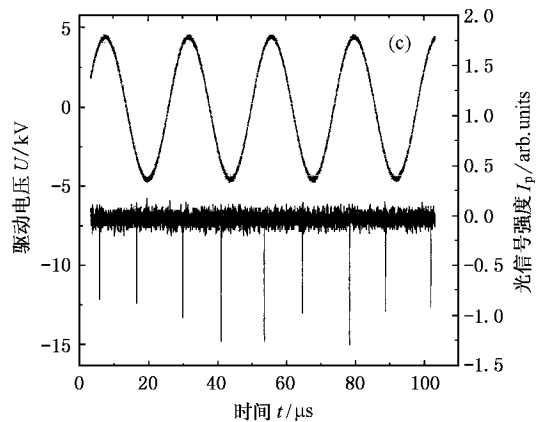
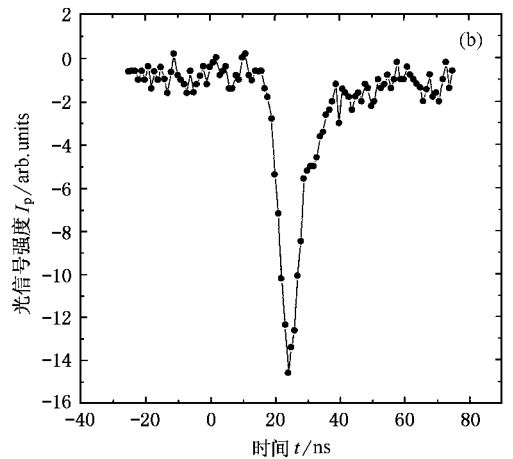
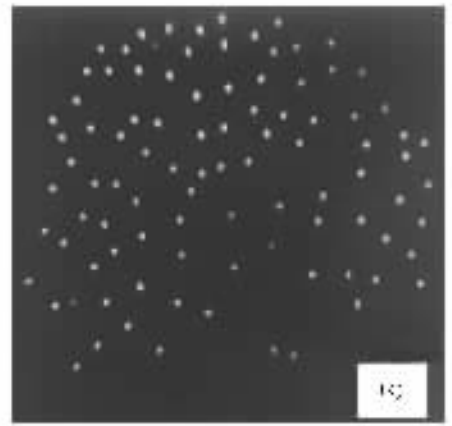


图 2 大气压空气中放电丝的发光时间波形(驱动电源电压幅值  $U = 4.5\text{kV}$ , 频率  $f = 40\text{kHz}$ , 放电气隙间距  $d = 0.6\text{mm}$ ) (a) 为放电斑图照片(原始尺寸  $4\text{cm} \times 4\text{cm}$ ),曝光时间为 4ms (b) 为放电丝微放电脉冲波形,相邻两个数据点之间的间隔为 1ns; (c) 为放电丝微放电的周期性

增大到 1.9mm 的过程中,放电脉冲的持续时间只增加几个 ns.图 2(c)和图 3(c)分别为空气、氩气中放电丝放电的时间特性波形和驱动电压波形,实验结果表明,无论是大气压空气还是氩气情况下,单个放

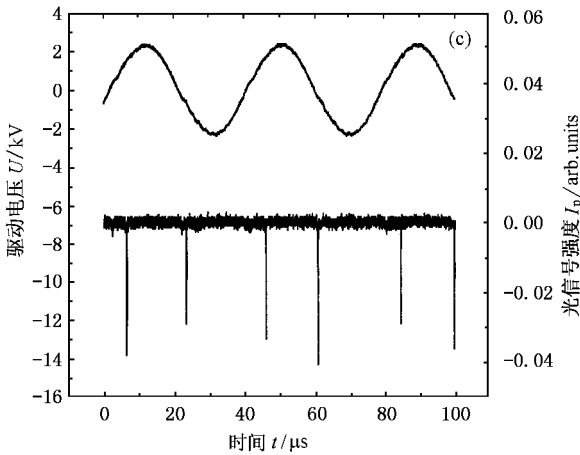
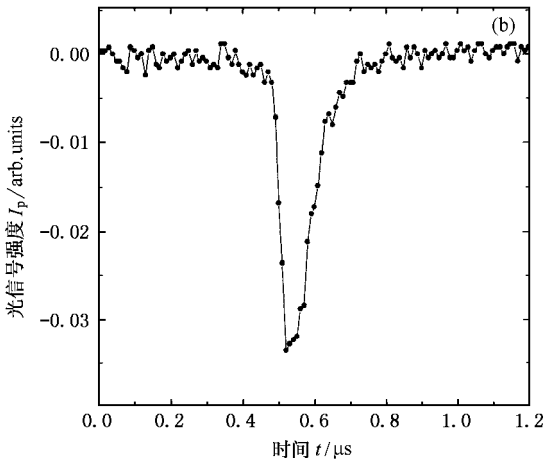
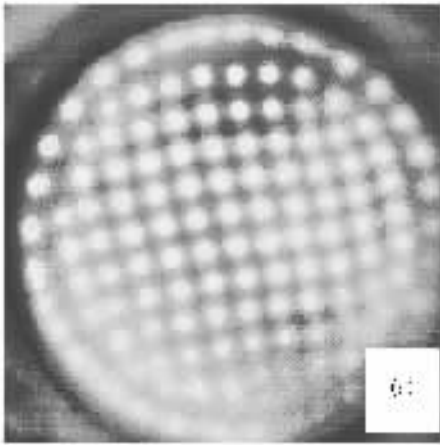


图3 大气压氩气中放电丝的发光时间波形(驱动电源电压幅值  $U = 2.3\text{kV}$  频率  $f = 26\text{kHz}$  放电间隙间距  $d = 1.5\text{mm}$ ) (a)为放电斑图照片(原始尺寸  $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ ),曝光时间为  $4\text{ms}$  (b)为放电丝微放电脉冲波形 相邻两个数据点之间的间隔为  $10\text{ns}$  (c)为放电丝微放电的周期性

电丝在驱动电压正负半周的放电时刻并不是固定的,相邻两次放电的时间间隔呈现长短交替的状态.需要指出的是,本工作所用实验装置中,两个水电极

是完全相同的,高压交流电源的正负半周也是对称的,所以,微放电在正负半周的不对称性反映了介质阻挡放电本身动力学过程的性质,可以用下面的物理模型解释.

### 3. 物理模型

在介质阻挡放电中,当两极间所加交流电压足够高时,气体将击穿形成放电.由于极板上覆盖着电介质,放电产生的电荷将累积在电介质表面,形成壁电荷.壁电荷将产生内建电场,方向与外加电场相反,其作用是熄灭放电.但当外加交流电压的下一个半周来临时,上述内建电场与外加电场同向,因而对放电起促进作用.因此,由于壁电荷在本半周和下半周的不同作用,使得放电一旦在某处发生,便会在该处形成稳定的微放电通道,这就是壁电荷的记忆效应.

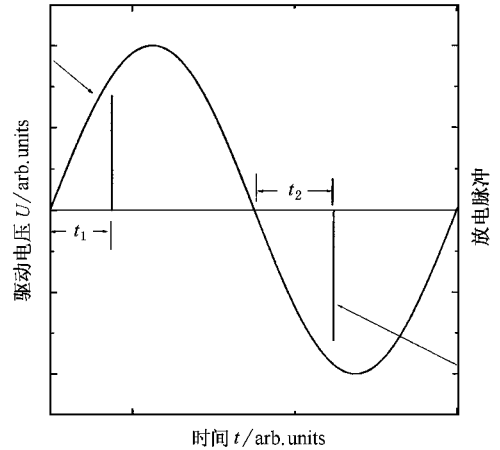


图4 在外加电压相邻半周内发生两次放电的示意图

根据上述模型,并考虑到壁电荷的扩散,可得到联系相邻两次放电时刻的方程.如图4所示,设  $t_1$  为本半周放电的熄灭时刻,  $t_2$  为下半周放电的起始时刻,当外加驱动电压为正弦交流电压时,则有

$$E_0 \sin \omega t_1 - E_c = E_m,$$

$$E_0 \sin \omega t_2 + E_c e^{-\frac{\pi}{\omega \tau} - \frac{t_2 - t_1}{\tau}} = E_b, \quad (1)$$

式中  $E_0$ 、 $\omega$  分别为外加电场的幅值和角频率;  $E_c$  为壁电荷产生的内建电场;  $E_m$  为放电所需要的维持电场;  $E_b$  为放电所需要的击穿电场;  $\tau$  为壁电荷的衰减时间常数.

由(1)式可知,若假定  $E_m/E_0$ 、 $E_b/E_0$  和  $\tau$  的值,则可计算出  $t_1$  和  $t_2$  关系,即由第一次放电的终止时

刻确定了第二次放电的发生时刻.如上所述,当放电参量(放电气隙宽度、驱动电压)在很大范围内变化时,空气和氩气中微通道放电的持续时间分别在 20 和 100ns 量级,比驱动电源(通常是几十 kHz)的半周期小 2—3 个量级,所以,可以认为  $t_1$  近似为第一次放电的发生时刻.这样,由(1)式计算出的  $t_1$  和  $t_2$  关系,实际上是建立了相邻两次放电时刻间的映射关系,由此可以获得放电发生的时间序列.

### 4. 结果与讨论

本工作研究了在不同参量条件下的  $t_1 - t_2$  关系,计算了  $E_b/E_0$  在 0.5—0.9,  $E_m/E_0$  在 0.08—0.15,  $\tau$  在  $0.5T - \infty$  ( $T$  为驱动电源的周期)范围时  $t_1$  和  $t_2$  的关系,部分结果如图 5 和图 6 所示,此图中的简化时间  $\tau_1, \tau_2$  分别为  $t_1, t_2$  与驱动电压四分之一周期的比值.结果表明,当参数  $E_b/E_0, E_m/E_0$  和  $\tau$  取不同的数值时,  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线有所不同.计算结果的一个显著特点是,每一条  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线都与直线  $\tau_1 = \tau_2$  有一个交点,在这个交点处  $\tau_1 - \tau_2$  关系曲线的斜率主要由衰减时间常数  $\tau$  决定.随着  $\tau$  的增大,其斜率逐渐接近于 -1.

如上述,由计算得出的  $\tau_1 - \tau_2$  关系作为相邻两次放电时刻间的映射关系,可以获得放电发生的时间序列  $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots, \tau_n, \tau_{n+1}, \dots$ . 根据壁电荷电场衰减时间常数取值范围的不同分为如下 3 种情况:

1) 当衰减时间常数取  $\tau \leq 4T$  时,无论  $E_m/E_0$  和  $E_b/E_0$  取值如何,  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线关于直线  $\tau_1 = \tau_2$  不对称,即  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线与其反函数曲线不重合(如图 5(a)),映射的结果为,经几次放电后逐渐过渡到  $\tau_n = \tau_{n+1} = \tau_{n+2} = \tau_{n+3} = \dots = T$  的状态,如图 7 所示.

2) 当  $\tau$  的取值在  $4T < \tau < 4 \times 10^4 T$  范围内时,随  $\tau$  的取值的增大  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线与其反函数曲线越来越接近重合.

3) 当衰减时间常数取  $\tau \geq 4 \times 10^4 T$  时,无论  $E_m/E_0$  和  $E_b/E_0$  取值如何,  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线关于直线  $\tau_1 = \tau_2$  对称,即  $\tau_1 - \tau_2$  的关系曲线与其反函数曲线重合(如图 6(b)),映射的结果为,放电的时间序列将稳定于  $\tau_1 = \tau_3 = \tau_5 = \dots = \tau_{2n+1} = T_1, \tau_2 = \tau_4 = \tau_6 = \dots = \tau_{2n} = T_2$  的状态.当  $T_1 \neq T_2$  时,相邻两次放电的时刻将稳定在长短交替的状态;当  $T_1 = T_2$

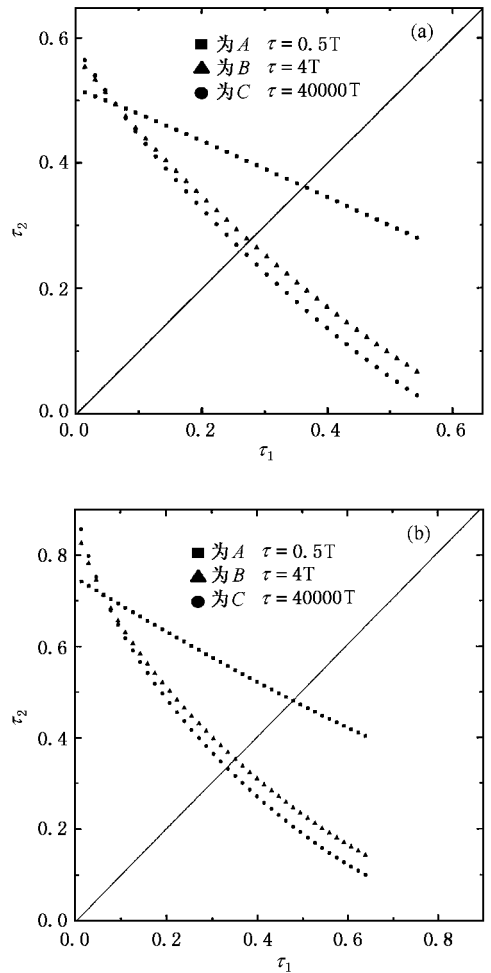


图 5 相邻两次放电时刻的映射图( $\tau_1 = 2\omega t_1/\pi, \tau_2 = 2\omega t_2/\pi$ ) (a)为  $E_m/E_0 = 0.1, E_b/E_0 = 0.7, \tau = 0.5 A \times 10^4 T$  (b)为  $E_m/E_0 = 0.1, E_b/E_0 = 0.9, \tau = 0.5 A, 4 \times 10^4 T$

时,相邻两次放电的时刻将稳定在相等的状态.这个结果的物理解释如下:壁电荷对驱动电压相邻半周放电的作用是不相同的,当驱动电压的半周内只有一次放电时,对上次放电熄灭起作用的壁电荷促进了本次放电,当上次放电时刻滞后(即  $t_1$  增大)时,所对应的驱动电压增大,为熄灭放电所需要的壁电荷也增大,所以,本次放电所需要的驱动电压就会减小,即  $t_2$  减小,这又使下次放电所需的驱动电压增大,从而使下次放电时间延迟,即  $t_3$  增大,这就使相邻两次放电时间间隔呈现长短交替的状态.

实验结果表明,微通道相邻两次放电的时间间隔在大多数情况下是长短交替的状态,极少数情况下是相等的状态,所以,壁电荷电场的衰减时间常数  $\tau$  远大于  $4T$  即  $100\mu s$  量级.

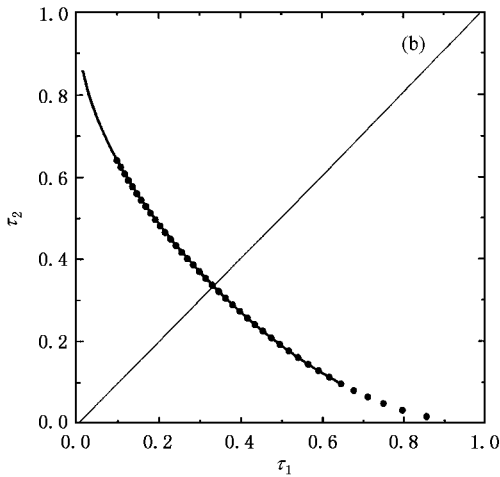
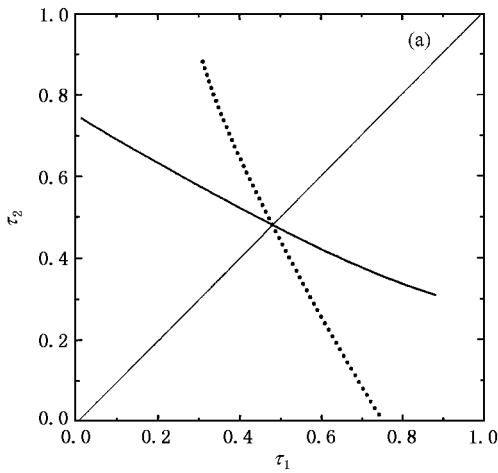


图6 壁电荷电场衰减时间常数取不同量值时的  $\tau_1 - \tau_2$  曲线及其反函数曲线 实线为  $\tau_1 - \tau_2$  曲线;虚线为其反函数曲线 (a)  $E_m/E_0 = 0.1, E_b/E_0 = 0.9, \tau = 0.5 T$  (b)  $E_m/E_0 = 0.1, E_b/E_0 = 0.9, \tau = 4 \times 10^4 T$

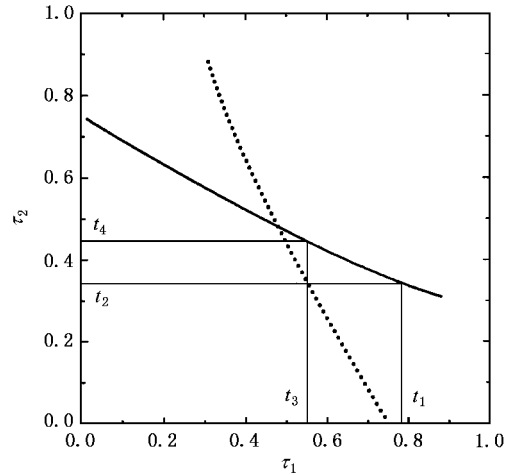


图7 由相邻放电时间的映射获得放电时间序列的映射图

## 5. 结 论

实验结果表明,介质阻挡放电中放电丝在驱动电压的正负半周的放电时刻并不总是相同的,本工作中所建立的物理模型和微通道相邻两次放电的映射方程揭示了电介质表面壁电荷对微通道放电时间特征影响的规律,由方程所获得的结果很好地解释了实验现象,并确定了壁电荷电场衰减时间常数的范围。

- [ 1 ] Boyers D G and Tiller W A 1982 *Appl. Phys. Lett.* **41** 28  
 [ 2 ] Dong L F, Li X C, Yin Z Q, Qian S F, Ouyang J T and Wang L 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1380  
 [ 3 ] Strumple C, Purwins H G and Astrov Y A 2001 *Phys. Rev. E* **63** 026409  
 [ 4 ] Muller I, Punset C, Ammelt E, Purwins H G and Boeuf J P 1999 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **27** 20

- [ 5 ] Breazael W, Flynn K M and Gwinn E G 1995 *Phys. Rev. E* **52** 1503  
 [ 6 ] Guikema J, Miller N, Niehof J, Klein M and Walhout M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3817  
 [ 7 ] Klein M, Miller N and Walhout M 2001, *Phys. Rev. E* **64** 026402

# The mapping equation of micro-discharge in dielectric barrier discharges \*

Yin Zeng-Qian<sup>1)</sup> Wang Long<sup>2)</sup> Dong Li-Fang<sup>1)</sup> Li Xue-Chen<sup>1)</sup> Chai Zhi-Fang<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> College of Physics Science and Technology, Hebei University, Baoding, 071002, China)

<sup>2)</sup> Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

( Received 13 June 2002 ; revised manuscript received 28 July 2002 )

## Abstract

The temporal behaviour of micro-discharge in the dielectric barrier discharge ( DBD ) in air and argon at atmospheric pressure is measured by an optical method using the special set-up of two water electrodes. The nonsymmetrical character of the filament is discovered. Considering the different effects of wall charges on the adjacent micro-discharges in DBD, we have proposed a mapping equation of discharge moment. The calculated results using different parameters show that the decay time constant of wall charges is much larger than an order of  $100\mu\text{s}$ . The results deduced from the mapping equation give a good explanation to the experimental phenomenon that the time interval between two adjacent discharges of a micro-discharge varies between long one and short one alternatively. The variation range of the decay time constant of the accumulated charge is estimated.

**Keywords** : dielectric barrier discharge, temporal behavior, wall charge, mapping equation

**PACC** : 5280P, 0565, 0547, 5250

\* Project supported by the Committee of Science and Technology, Hebei Province, China ( Grant No. 01212180 ), by the Ministry of Education, China ( Grant No. 02020 ) and by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10175087 ).