

## 针 - 板 DBD 微流注与微辉光交替生成的机理研究\*

俞哲<sup>1)</sup> 张芝涛<sup>1)2)†</sup> 于清旋<sup>2)</sup> 许少杰<sup>2)</sup> 姚京<sup>2)</sup> 白敏冬<sup>1)2)</sup>  
田一平<sup>2)</sup> 刘开颖<sup>2)</sup>

1) (大连海事大学轮机工程学院, 大连 116026)

2) (大连海事大学物理系, 大连 116026)

(2012 年 1 月 10 日收到; 2012 年 2 月 7 日收到修改稿)

在介质阻挡放电体系中产生辉光放电可以有效的提高放电体系产生高能电子的性能, 为等离子体化学反应提供更加丰富的活性粒子. 本文对针 - 板介质阻挡放电体系下的放电模式进行了研究, 实验发现放电正负半周期表现出不同的放电模式, 激励电压为 3 kV 时放电正负半周期分别为微流注放电和电晕放电 (或者 Trichel 脉冲放电), 激励电压为 6 kV 时放电正负半周期分别为微流注放电和微辉光放电. 微辉光放电形貌具有与典型辉光放电相同的分层次放电结构, 分析了激励电压 6 kV 时的放电过程, 认为足够强的阴极电场强度和裸露针状电极形成的有效的二次电子发射过程是形成微辉光放电的主要因素, 绝缘介质层的存在避免了微辉光放电向弧光放电过渡.

**关键词:** 辉光放电, 介质阻挡放电, 大气压, 微流注放电

**PACS:** 52.20.-j, 52.80.Hc, 52.80.Pi

## 1 引言

介质阻挡放电 (dielectric barrier discharge, DBD) 是一种有绝缘介质插入电极之间的非平衡态交流气体放电. 放电所产生的非平衡等离子体在高效活性氧自由基制备、材料表面处理、臭氧合成、紫外光源、高功率 CO<sub>2</sub> 激光器、等离子体显示、等离子体化学及环境保护等领域获得广泛应用, 实现了传统方法难以达到的处理效果<sup>[1-4]</sup>.

在大气压 DBD 体系中, 主要包括微流注放电模式 (streamer mode) 和均匀放电模式 (homogeneous mode). 一般情况下, 由于高气体密度导致的粒子之间较高的碰撞频率和电负性气体 (氧气、水蒸气) 导致的电子附着作用使得放电更容易过渡到微流注放电<sup>[5]</sup>, 微流注放电寿命只有 10—100 ns, 并且具有较高的电场强度 ( $E/n$ , 500—800 Td), 是工业应用中最常见、应用最广泛的放电模式. 1988

年 Okazaki 报道了一种在大气压氦气中的均匀放电模式<sup>[6]</sup>, 并且研究发现均匀放电产生活性粒子的效率要比微流注放电更高<sup>[7]</sup>. 大气压下均匀放电模式包括汤生放电 (townsend discharge) 和辉光放电 (glow discharge). 汤生放电模式下放电间隙内的空间电荷较少, 空间电场几乎没有被空间电荷破坏, 放电最亮处在阳极附近<sup>[8]</sup>. 而相比汤生放电, 大气压辉光放电放电较强, 放电产生较多的空间电荷, 聚集在阴极附近, 使得空间电场扭曲, 阴极区域电位降较大, 形成负辉区, 因此放电最亮处出现在阴极附近, 放电形貌与低气压辉光放电相似, 具有明显的分层次结构. 研究者们最先在惰性气体中 (氦气, 氖气) 实现了均匀放电, 认为惰性气体原子中的亚稳态粒子产生的彭宁效应 (Penning discharge) 是获得均匀放电的重要因素<sup>[9-11]</sup>. 随后利用氦气<sup>[12,13]</sup>、空气<sup>[14]</sup> 作为媒质气体也获得了均匀放电, 大气压空气环境下均匀放电也可通过火花预电离<sup>[15]</sup>、网状电极<sup>[16]</sup> 等方法实现. 然而目

\* 国家自然科学基金 (批准号: 50877005) 资助的课题.

† E-mail: newzhangzhitao@163.com

前在 DBD 体系中, 大多数研究结果所报道的均匀放电不具备典型低气压辉光放电的形貌特征, 并不能称之为大气压辉光放电, 因此一些研究者仅仅将其称为大气压均匀放电 (Townsend 放电)<sup>[13]</sup>. 特别是当放电间隙较小时 ( $< 1 \text{ mm}$ ), 文献报道的大气压辉光放电并没有给出典型辉光放电结构的具体细节. 本文中采用了配有微距放大镜头的 CCD 相机对微尺度 ( $< 1 \text{ mm}$ ) 下放电形貌特征细节进行了采集, 可清晰的分辨出放电形貌的各部分特征细节.

一般在板-板 DBD 装置中放电由大量的放电单元组成, 为了研究每个放电单元的放电性质, 很多研究者采用了针-板介质阻挡放电结构进行研究. Radu 等<sup>[17]</sup> 在针-板 DBD 电结构中获得了辉光放电, 但辉光放电所具有的具体结构细节并没有给出. Akishev 等<sup>[18]</sup> 2003 年对针-板 DBD 中的放电模式进行了研究, 认为在放电的正半周期存在两种放电模式: 弥散模式 (diffuse mode) 和微流注模式 (streamer mode), 在放电的负半周期只有弥散模式. 而我们的实验获得的放电形貌却发现, 在放电的正半周期并不能形成弥散模式, 仅仅存在微流注模式, 而负半周期的放电情况比较复杂, 根据激励电压的高低表现出不同的放电特征.

实际上, 放电的负半周期 (此时针尖电极为低电势) 发生的是在极不均匀电场中的阴极放电, 这种放电情形最早由 Trichel 在 1938 年报道<sup>[19]</sup>, 是一种负电晕放电, 被称为 Trichel 脉冲放电, 这种放电的放电电流只有几十微安. 而在这种放电体系中, 当放电间隙内的电场强度的增加到一定值时, 放电可由 Trichel 脉冲放电过渡为辉光放电. 这种辉光放电的尺度很小, 但却具有与经典低气压辉光放电相似的放电区域结构特征. 虽然在非 DBD 体系中, 可以实现这种辉光放电, 但由于正负金属电极裸露在放电气氛中, 当激励电场增强时, 很容易过渡到弧光放电. 如果采用 DBD 体系实现这种辉光放电, 由于绝缘介质层使得放电电流不会过快增长, 可避免放电向弧光放电过渡. 但是由于 DBD 必须采用交流电源激励, 因此在 DBD 体系中又不能使得针尖电极一直保持低电势状态, 最终导致了在针-板 DBD 体系中出现了不同的放电模式. 如果这种辉光放电模式在 DBD 体系中形成, 便可以有效的提高放电装置中放电产生活性粒子的效率.

本文主要研究了在大气压空气环境下针-

板 DBD 微尺度 ( $< 1 \text{ mm}$ ) 体系中, 实现微流注模式和辉光放电模式交替出现, 利用电压电流特征、快速照相和光电信号测量方法讨论了这两种放电模式的特性.

## 2 实验系统与方法

如图 1 所示, 实验中针状电极、平板电极和覆盖在平板电极表面的电介质层构成了针-板 DBD 放电结构, 针状电极采用 304 材质不锈钢 (0Cr18Ni9) 制成, 直径 0.75 mm, 尖端曲率半径为 0.05 mm, 平板电极采用 15 mm 厚铝板加工成 50 mm $\times$ 50 mm 的方块, 其表面覆盖 0.47 mm 厚、纯度为 99% 的  $\text{Al}_2\text{O}_3$  电介质层, 电介质层边缘长出接地电极 5 mm, 放电间隙  $d$  可在 0—3 mm 范围内调节. 高压电极连接正弦交流高压激励电源, 输出电压  $U$  为 0—10 kV, 输出频率  $f$  为 10 kHz. 针-板 DBD 装置放入封闭的实验箱内. 箱内的气体压力和媒质气体成份由排气泵控制, 本实验中采用空气为媒质气体, 工作气压为大气压, 实验箱侧面安装有两个石英窗口, 直径为 100 mm.

针-板 DBD 影像的采集. 放电影像利用 CCD 相机通过实验箱侧窗拍摄得到. 所采用的 CCD 拍摄系统包括 CoolSNAP EZ 型 CCD 相机和控制计算机组成, 相机光谱响应波长为 300—1000 nm, 并加装放大倍数为 2 $\times$  的 SE-16SM 微距镜头, 可以对小于毫米尺度的微放电进行显微放大拍摄, 由此大幅度提高了所拍摄的微放电影像的分辨率, 便于获得微放电时空演变的细节. 而利用普通长距模式拍摄微放电影像拍摄的实际是缩小了的微放电影像, 实际分辨率很低, 不能获得毫米尺度的微放电的时空演变细节影像. 实验时, CCD 相机的曝光时间为 1  $\mu\text{s}$ , 由此分析 DBD 的放电模式.

电流电压信号的测量. 电流信号测量方法是在接地极与地线之间串联一个 51.1  $\Omega$  的无感合成膜电阻, 将电流信号转化成电压信号后传输到示波器上显示. 激励电压的测量是利用高压探头进行分压后连接到示波器上显示, 采用高压探头型号为日本岩崎生产的 HV-P60 高频高压探头. 实验中示波器为美国 Tektronix 生产的 TDS3032B 数字存储示波器.

光电信号测量. 通过光电倍增管连接示波器对

整个放电空间内的光电信号进行采集, 以此来诊断放电的性质. 所采用光电倍增管模块由英国 SENS-

TECH 公司生产, 型号为 DM0047C, 带宽 20 MHz, 足以满足测量高频放电发光信号的要求.

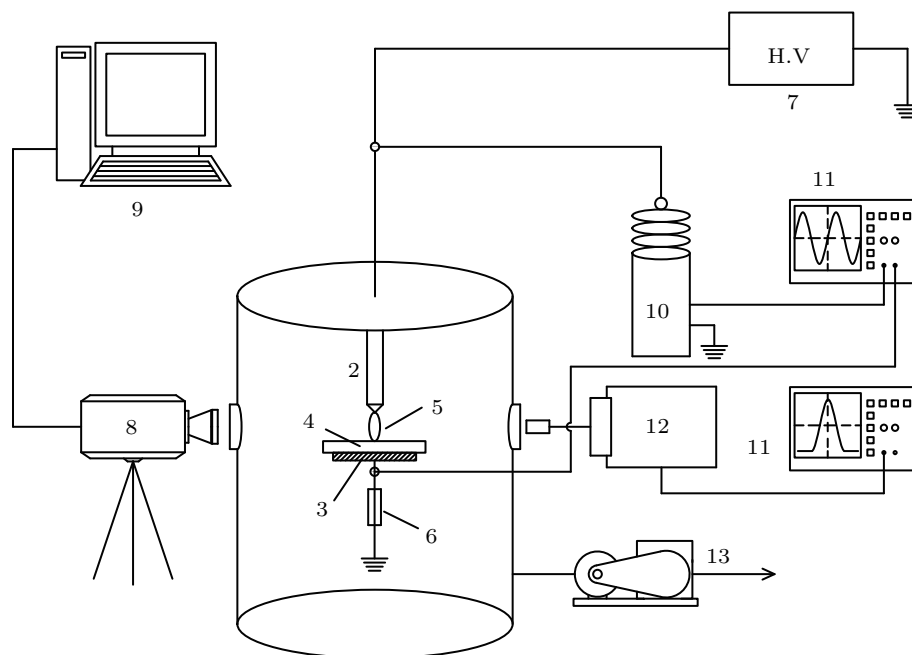


图1 大气压介质阻挡放电实验系统 1. DBD 实验箱; 2. 高压电极; 3. 平板电极; 4. 电介质层; 5. 针 - 板 DBD 放电间隙; 6. 信号电阻; 7. DBD 激励电源; 8. 微距 CCD 相机; 9. 计算机; 10. 高压探头; 11. 存储示波器; 12. 光电倍增管模块; 13. 排气泵

### 3 实验结果与讨论

大气压下微流注和辉光放电的电流波形是极为不同的, 前者一般表现为极短的多脉冲形式, 其电流脉冲宽度一般为 10—100 ns, 后者则表现为在

半周期内只存在一个长脉冲, 其脉冲宽度一般在微秒级以上. 图 2 为针 - 板 DBD 在激励电压分别为 3 kV 和 6 kV 时的激励电压波形, 总电流波形和光信号波形. 由于采用 10 kHz 正弦交流电源, 所测量的回路总电流为正弦位移电流和放电电流之和.

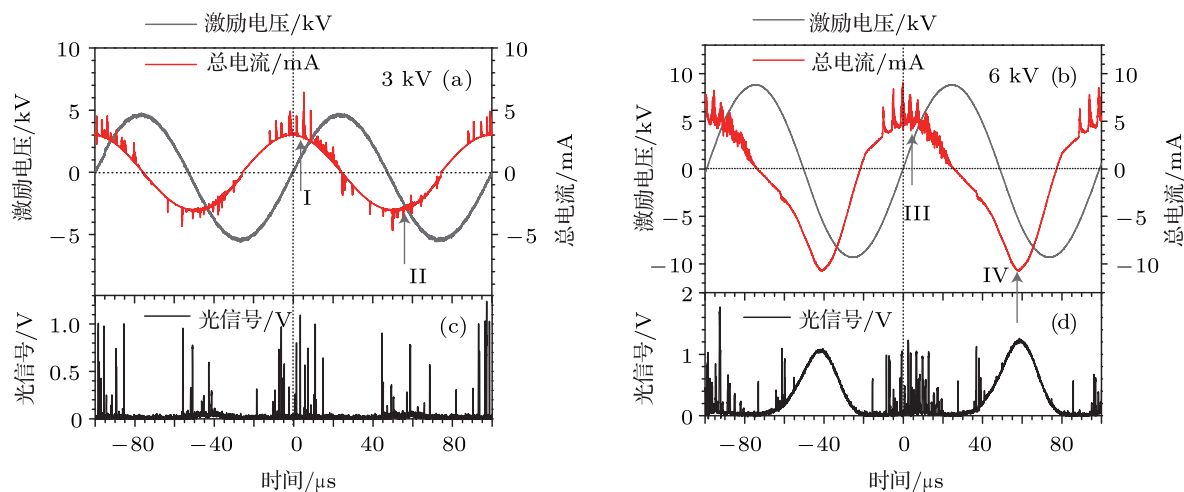


图2 针板 DBD 电流、电压和光信号波形 (a)  $U = 3$  kV 电流电压波形; (b)  $U = 6$  kV 电流电压波形; (c)  $U = 3$  kV 光信号波形; (d)  $U = 6$  kV 光信号波形

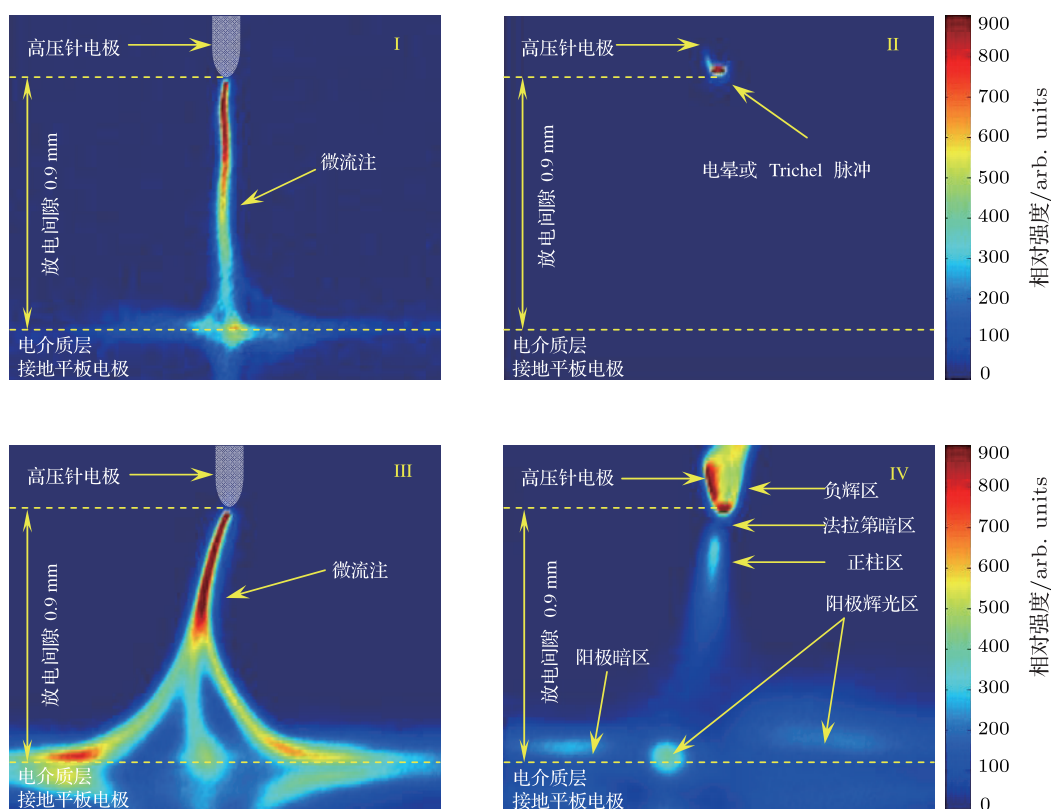


图3 曝光时间  $1\ \mu\text{s}$  的放电影像 (I) 3 kV- 微流注放电; (II) 3 kV- 电晕或 Trichel 脉冲放电; (III) 6 kV- 微流注放电; (IV) 6 kV- 微辉光放电

图 2(a) 显示的是激励电压为 3 kV 时的激励电压和总电流波形, 可以看出电流波形正负半周期都是由正弦位移电流上叠加了许多离散的短电流脉冲组成, 这些电流脉冲只持续几十到几百纳秒, 是典型的微流注放电电流波形. 而图 2(b) 显示的是激励电压为 6 kV 时的激励电压和电流波形, 可以看出在总电流波形的正半周期仍然为正弦位移电压叠加了很多短电流脉冲, 而在总电流的负半周期却是仅有一个持续的, 非离散的电流脉冲. 图 2(c)(d) 分别为两种放电状态下的光信号波形, 在激励电压为 3 kV 时, 光电信号为离散的短脉冲, 脉冲宽度为 10—100 ns, 而当激励电压增加到 6 kV 时, 虽然对应总电流正半周期的光信号仍然为窄脉冲, 然而对应总电流负半周期的光信号则为时间上连续的宽脉冲, 脉冲半高宽度为  $21.7\ \mu\text{s}$ . 可以判断, 在激励电压为 6 kV 时, 一个放电周期内存在两种不同的放电模式.

为了更直观判断放电间隙内的不同放电模式, 本文利用 CCD 相机拍摄, 并装配放大倍数为  $2\times$  的微距镜头, 对放电间隙内的放电形貌进行了拍摄.

图 3 显示了分别在图 2 中标出的 I, II, III, IV 四个时刻拍摄的放电图像, 其中每个图中的黄色虚线标出了高压电极和电介质层表面的位置, 电介质层表面以下的发光是由于绝缘介质层反光所致. 图 3I 时刻和图 3II 时刻是在激励电压为 3 kV 时的放电图像, 图 3I 中, 此时的高压电极为阳极, 放电图像是典型的大气压下微流注放电图像, 而图 3II 的放电图像则明显区别于图 3I, 放电图像并不是贯穿整个放电间隙, 高压电极为阴极, 电离区域只是出现在阴极表面, 我们判断其为电晕放电或者 Trichel 脉冲放电, 而究竟是何种放电并不是本文要研究的主要内容, 这里不做过多的讨论. 图 3III 时刻和图 3IV 时刻是在激励电压为 6 kV 时的放电图像, 图 3III 中, 针电极为阳极, 由放电图像可以判断, 此时放电是微流注放电, 只是与图 3I 稍有区别. 图 3III 中由于激励电压较高, 微流注放电通道并不像图 3I 所示, 几乎沿直线进行, 而是出现弯曲或者偏移的现象, 激励电压越高, 这种弯曲现象越显著, 而且由于激励电压的增加, 微流注的放电强度和放电范围也随之增加. 与其他三个放电图像有明显不同的是

图 3IV 中的放电图像, 呈现出分层次的结构特征, 放电结构特点与低气压下辉光放电相似, 也包括针电极附近的负辉区、法拉第暗区、正柱区、阳极辉光区和阳极暗区等辉光放电基本特征. 由于这个放电发生在微小尺度 (毫米量级) 下, 并且放电形貌又酷似低气压下辉光放电, 这里暂称之为“微辉光放电”. 在相同的放电环境下, 在激励电压为 6 kV 时的放电图像 (图 3IV) 与激励电压为 3 kV 时的放电图像 (图 3II) 明显不同, 说明由于激励电压的升高, 放电由电晕或者 Trichel 脉冲放电 (图 3II) 转变为微辉光放电 (图 3IV), 由于绝缘介质层的存在, 虽然激励电压较高, 但放电并不会过渡为弧光放电.

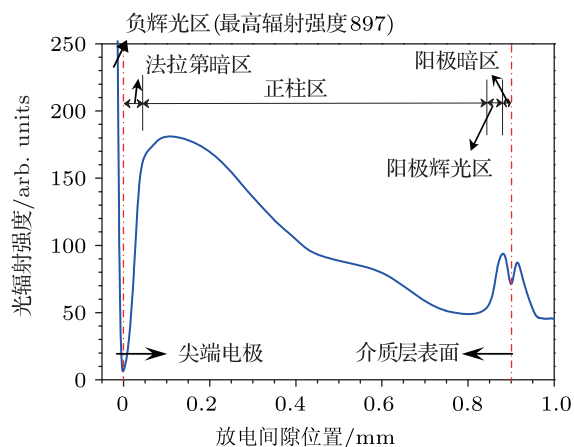


图 4 微辉光放电轴向光强分布

图 4 显示了图 3IV 中放电图像各区域光强的轴向分布. 在放电起始阶段, 高压针电极为阴极, 在其附近极不均匀的强电场使周围气体产生电离, 其中电子因为其质量小, 首先被加速离开针电极区域, 并在电场较弱处附着形成负离子, 而正离子因其质量较大还相对停留在远处, 与负离子形成电场较强的阴极位降区, 并在阴极位降区之后形成明亮的负辉区, 此区域微辉光放电中发光最强的区域, 它环绕针电极周围, 使我们不能观察到阴极区 (包括阿斯顿暗区、阴极辉区和阴极暗区). 在负辉区中电场强度很弱, 高能电子在负辉区经过非弹性碰撞失去大部分能量后变成慢电子. 慢电子迁移出负辉区后, 由于复合作用和径向扩散使电子密度降低, 不能产生电离, 形成法拉第暗区, 图 3IV 中法拉第暗区长度为 0.046 mm. 经过法拉第暗区之后, 电子从电场重新获得能量, 激发或电离本底气体, 再与气体原子或分子进行非弹性碰撞失去能量, 这一过程

不断重复形成正柱区, 其长度为 0.797 mm, 占放电空间长度的 88.6%, 是主要放电区域. 由于“微辉光放电”是在自由空间中发生, 并不像低压辉光放电管受到放电管的约束, 因此电子在传播的过程中会横向扩散, 使得正柱区的横向尺度逐渐变大, 发光强度也有所减弱. 在正柱区靠近阳极区附近发光强度会稍有增强, 为阳极辉光区, 长度为 0.036 mm. 在接近介质层表面又会形成一个电子加速区域, 为阳极暗区, 长度为 0.021 mm.

实验测得的放电电流波形和电压波形经过计算后可以得到重要的放电参数, 例如间隙电压  $U_g$ , 放电电流  $I_g$ , 位移电流  $I_{disp}$  等等. 放电单元的等效电路图如图 5 所示, 其中绝缘介质层等效电容为  $C_d$ , 放电间隙等效电容为  $C_g$ , 放电后等效电阻为  $R_g$ , 放电电流为  $I_g$ , 位移电流为  $I_{disp}$ , 总电流为  $I$ , 激励电压为  $U$ , 绝缘介质层两端电压为  $U_d$ , 放电间隙电压为  $U_g$ , 电流信号电阻为  $R_1$ . 因此有以下关系式:

$$U = U_g + U_d, \tag{1}$$

其中

$$U_d(t) = \frac{1}{C_d} \int_{t_0}^t I(t) dt + U_d(t_0), \tag{2}$$

放电电流可由以下关系式计算得到:

$$I_g(t) = I(t) \left[ 1 + \frac{C_g}{C_d} \right] - C_g \frac{dU(t)}{dt}, \tag{3}$$

其中,  $C_d$  和  $C_g$  可由放电的 Lissajous 图形计算得到 [20,21].

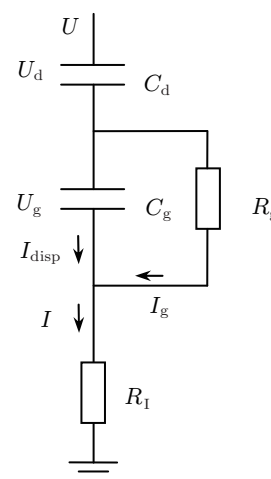


图 5 DBD 等效电路图

图 6 显示的是在激励电压为 6 kV 时, 示波器

显示的两个放电周期的电流信号和经过 (3) 式计算得到的位移电流、放电电流. 由图 6 可知, 微流注放电最大电流脉冲幅值为 4.45 mA, 微辉光放电的电流脉冲幅值为 6.68 mA.

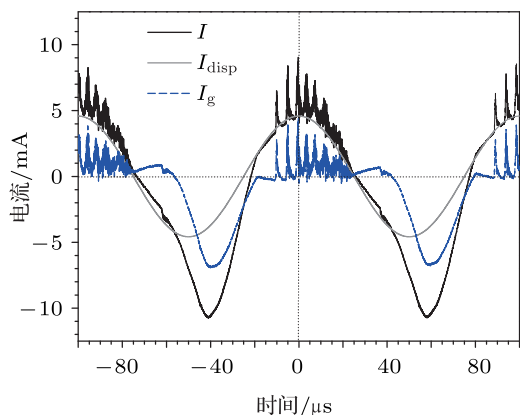


图 6 放电总电流、位移电流和放电电流波形

图 7 显示了激励电压为 6 kV 时, 激励电压  $U$ 、绝缘介质层两端电压  $U_d$ 、放电间隙电压为  $U_g$  和放电电流  $I_g$  随时间变化的波形. 如图 7 所示, 可将一个放电周期划分为四个阶段 ( $AB$ ,  $BC$ ,  $CD$ ,  $DA$ ). 放电前一周期由于大量电子沉积在绝缘介质层表面, 沉积电荷产生的静电场与激励电场  $E_0$  叠加, 使放电间隙内的电场不断被削弱而使得上一周的放电熄灭, 如图 8(a), 其中  $I_{disp}$  为位移电流,  $I_q$  为放电电流 (电流方向如图所示),  $E_q$  为放电间隙内电荷产生的电场, 此时  $U_d$  为极大值. 经过  $A$  时刻后,  $E_0$  逐渐减小, 使得放电间隙的内叠加场强不足以维持之前间隙内的状态时, 电子从绝缘介质层表面开始像针状电极移动, 如图 8(b) 所示. 电子运动过程中与气体粒子碰撞, 电离, 产生微弱的放电. 电子到达裸露的针电极时, 被针电极吸收. 当到达  $B$  时刻时, 使得放电空间内形成大量的空间电荷, 激励电场方向改变, 其电场强度也不断增加, 此时空间电荷形成的电场与激励电场叠加, 高强度的电场使得周围气体电离, 引发电子雪崩, 并发射大量光子, 引起光致电离, 形成微流注放电, 如图 8(c) 所示. 当微流注发展到电介质层表面, 不断有正电荷在电介质层表面沉积, 这些电荷形成静电场  $E_q$  与激励电场  $E_0$  方向相反, 使得间隙内总电场减弱, 当到达  $C$  时刻, 微流注放电熄灭, 如图 8(d) 所示. 此

时, 沉积电荷数量为极大值时,  $U_d$  为极大值. 从  $C$  时刻开始,  $E_0$  开始逐渐减小, 间隙内的电场不能维持之前的状态, 就会不断有电子从尖端电极向电介质层表面移动, 少量正电荷从电介质层表面向针电极缓慢移动, 运动过程中各种粒子之间不断碰撞引发微弱的放电, 如图 8(e) 所示. 经过  $D$  时刻之后, 尖端电极电势转向, 由于叠加电场作用, 即在针电极附近, 由于极不均匀的强电场作用, 使得正负电荷分离, 空间电场产生畸变, 电子由于质量较小而快速的离开强电场区域, 并附着在弱电场区域附着形成负离子, 电子离开后留下的正离子缓慢的靠近针电极聚集成高密度的正离子团, 正离子团和针电极之间的电场被大大增强, 形成了较高的阴极电位降, 在阴极位降区之后形成了明亮负辉光, 形成了微辉光放电, 图 8(f) 所示. 在微辉光放电的过程中运输的电子在电介质层表面不断沉积, 形成的反向电场使得叠加电场减弱, 最终使得放电终止, 并在电介质层表面沉积大量电荷, 此时放电状态回到  $A$  时刻.

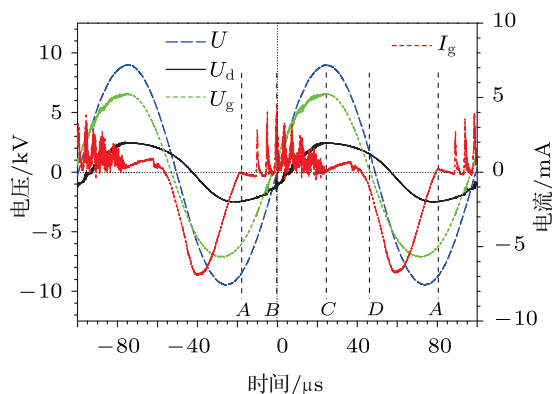


图 7 激励电压、放电间隙电压、介质层电压与放电电流波形图

通过以上分析发现, 在较高的激励电压下, 裸露阴极的有效二次电子发射过程和以及附近的极不均匀的强电场是形成微辉光放电的两个重要前提. 在大气压针 - 板 DBD 中, 较高的激励电压、极不均匀的针电极结构和空间电荷都有助于阴极位降区强电场的形成, 在阴极区位降很高的情况下, 离子被加速并以很高的速度碰撞阴极, 产生显著二次电子发射, 阴极位降区的电场强度越高, 引发二次电子发射过程就越显著, 越有利于微辉光放电的产生.

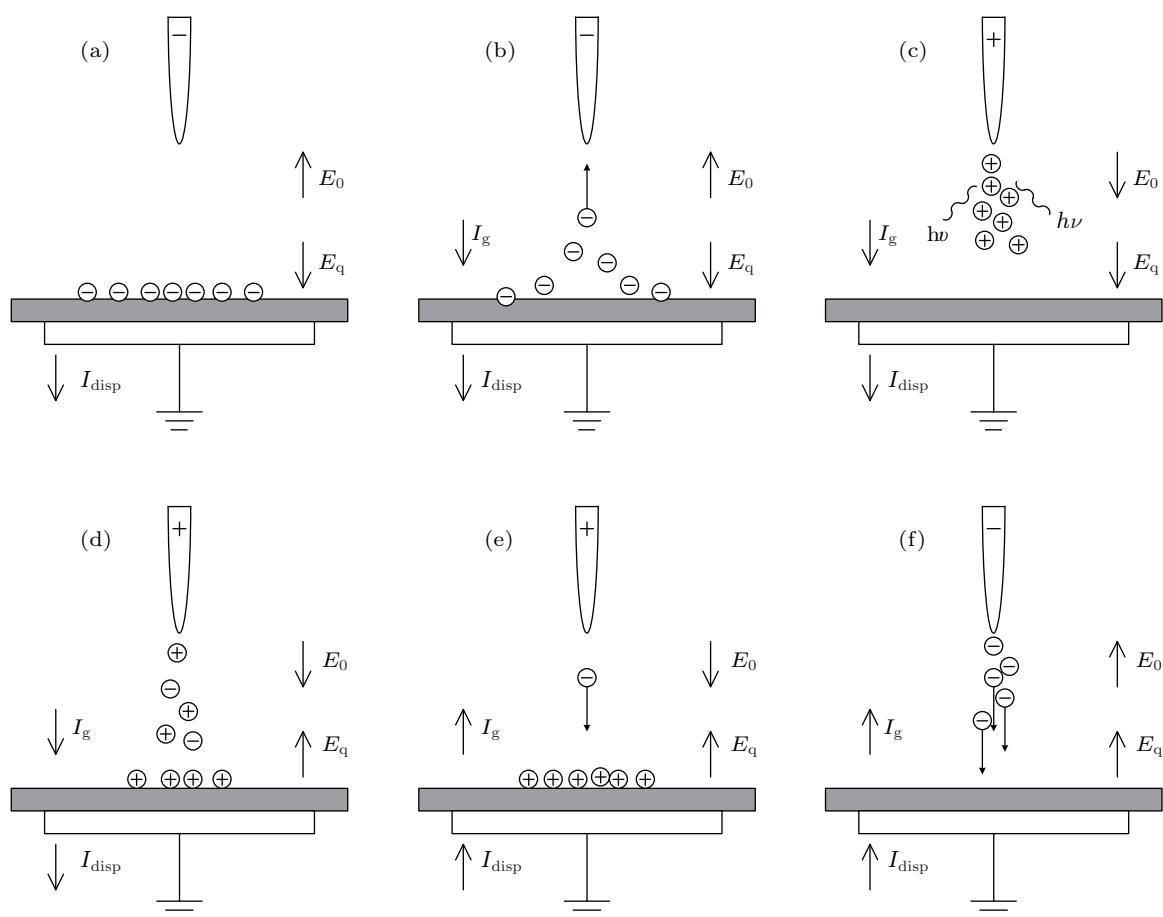


图 8 微流注与微辉光交替放电过程示意图

为此, 我们设计三种不同电极和介质层的设置结构来研究其性质, 三种电极和介质层设置结构为: 平板电极表面覆盖介质层 (结构 1)、针电极覆盖介质层 (结构 2) 和双介质层结构 (结构 3), 如图 9(a), (b), (c) 所示. 其特点是: 结构 1 具有裸露的阴极, 并且阴极附近可以形成极不均匀的强电场; 结构 2 具有平板式的裸露阴极, 但其附近没有极不均匀电场提供的强电场; 结构 3 针电极没有裸露在放电间隙内. 实验中采用的介质层厚度为 0.47 mm, 间隙分别为 1.11 mm, 1.11 mm, 0.64 mm, 激励电压 6 kV, 频率为 10 kHz. 利用光电倍增管分别对光信号进行测量, 其结果由图 9(d), (e), (f) 给出. 可以看出用结构 1 进行放电可观察到微辉光放电的连续的光辐射信号, 而采用结构 2 和 3 进行放电则没有观察到微辉光的光辐射信号. 采用结构 1 进行放电, 针状阴极提供足够强的电场和裸露的阴极表面, 使其产生有效的二次电子发射过程, 形成微辉光放电; 结

构 2 中, 虽然平板电极可以作为裸露的阴极发射电子, 但其附近没有强电场使正离子加速, 并与其碰撞, 不能产生有效的二次电子发射过程, 因此不会产生微辉光放电; 结构 3 中没有裸露的阴极, 因此更不会产生有效的二次电子发射过程, 更不会产生微辉光放电.

对于介质层在大气压辉光放电中的作用, 文献 [22] 对其做了基本的讨论, 认为在激励电源为交流或者高频的情况下, 介质层的引入使得前半个周期的放电沉积在介质表面的电荷所产生的静电场, 增强了后半周期放电时间隙内的总电场, 并且介质的层的低导电性减小了放电电流, 这些作用都有助于辉光放电在大气压下产生. 在本文中, 一方面绝缘介质层的存在起着以上所述的作用, 另一方面绝缘介质层的存在遏止了放电电流的过快增加, 防止了放电又由微辉光放电转变为弧光放电.

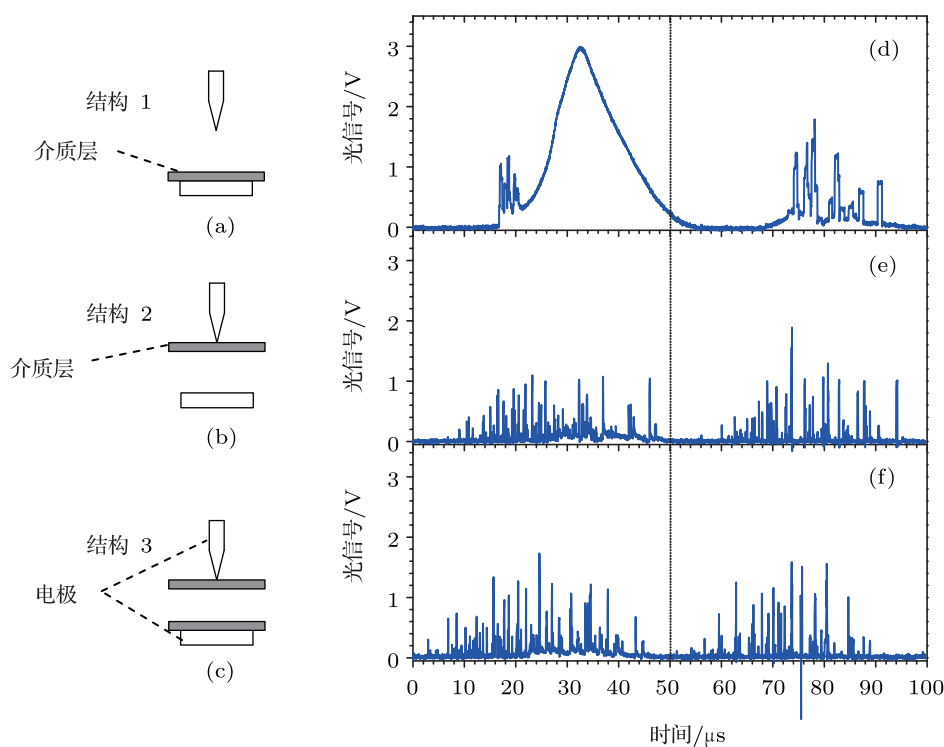


图9 不同放电结构中放电光信号波形

## 4 结论

本文通过研究大气压空气环境下针-板 DBD 中的放电模式得到以下结论:

1) 在较低电压下 (3 kV), 放电正半周期为微流注模式, 负半周期为电晕或者 Trichel 脉冲放电. 2) 在较高电压下 (6 kV), 放电正半周期仍然为微流注模式, 负半周期为微辉光放电模式. 3) “微辉光放电”具有明显的分层次结构, 具有典型辉光放电的形貌特征, 与大气压下 Townsend 放电有所区别. 4) 形成“微辉光放电”的最重要因素为足够强的阴极

电场强度和裸露针状电极形成的有效的二次电子发射过程, 绝缘介质层的存在有助于微辉光放电的形成, 并且防止放电向弧光放电过渡.

本文在针-板介质阻挡放电中放电的负半周期实现微辉光放电, 如果将其扩展为针阵列电极, 在针阵列介质阻挡放电体系中实现微辉光放电, 利用微辉光放电阴极区产生的强电场电离工作气体, 结合微辉光放电的集体效应, 可以有效提高高能电子在时间和空间上的占有率, 进而为等离子体化学反应提供更加丰富的活性粒子.

- [1] Tandero C, Tixier C, Tristant P, Desmaison J, Leprince P 2006 *Spectrochimica Acta Part B Atomic Spectroscopy* **61** 2
- [2] Roth J R, Rahel J, Dai X 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 555
- [3] Fang Z, Qiu Y, Luo Y 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 2980
- [4] Eden J G 2006 *Proc. IEEE* **94** 567
- [5] Kogelschatz U 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1400
- [6] Kanazawa S, Kogoma M, Moriwaki T, Okazaki S 1988 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** 838
- [7] Kogoma M, Okazaki S 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 1985
- [8] Luo H Y, Liang Z, Lv B, Wang X X, Guan Z C, Wang L M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 231504
- [9] Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gadri R B, Ségur P, Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
- [10] Trunec D, Brablec A, Buchta J 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1697
- [11] Radu I, Bartnikas R, Czeremuskin G, Wertheimer M R 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 411
- [12] Golubovskii Y B, Maiorov V A, Behnke J F, Tepper J, Lindmayer M 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1346
- [13] Luo H Y, Liang Z, Wang X X, Guan Z C, Wang L M 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 155201

- [14] Okazaki S, Kogoma M, Uehara M, Kimura Y 1993 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** 889
- [15] Qi B, Ren C S, Wang D Z, Li S Z, Wang K, Zhang Y T 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 131503
- [16] Wang X X, Luo H Y, Liang Z, Mao T, Ma R L 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 845
- [17] Radu I, Bartnikas R, Wertheimer M R 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1284
- [18] Akishev Y S, Dem'yanov A V, Monich, A E, Trushkin N I 2003 *Plasma Physics Reports* **29** 82
- [19] Trichel G W 1938 *Phys. Rev.* **54** 1078
- [20] Wagner H E, Brandenburg R, Kozlov K V, Sonnenfeld A, Michel P, Behnke J F 2003 *Vacuum* **71** 417
- [21] Takaki K 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32** 2279
- [22] Bartnikas R, Radu I, Wertheimer M R 2007 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35** 1437

## Atmospheric pressure streamer and glow-discharge generated alternately by pin-to-plane dielectric barrier discharge in air\*

Yu Zhe<sup>1)</sup> Zhang Zhi-Tao<sup>1)2)†</sup> Yu Qing-Xuan<sup>2)</sup> Xu Shao-Jie<sup>2)</sup> Yao Jing<sup>2)</sup>  
 Bai Min-Dong<sup>1)2)</sup> Tian Yi-Ping<sup>2)</sup> Liu Kai-Ying<sup>2)</sup>

1) (Institute of Marine Engineering, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China)

2) (Department of Physics, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China)

(Received 10 January 2012; revised manuscript received 7 February 2012)

### Abstract

Performance of producing a high energy electron can be improved, if the glow discharge is generated in a system of dielectric barrier discharge. In this paper, different discharge modes of pin-to-plane dielectric barrier discharge are investigated in atmospheric pressure. Different discharge modes are observed in the positive half-period and negative half-period of the discharge. When and applied voltage is 3 kV, a streamer mode appear in the positive half-period and a corona (or Trichel discharge) mode occurs in negative half-period. When the applied voltage is 6 kV, a streamer emerges in the positive half-period and a micro glow discharge is present in the negative half-period. The micro glow discharge has hierarchical structure like that typical low pressure glow discharge produces. The generation of micro glow discharge is due to, enough strong cathode electric field strength and effective secondary electron emission process around naked negative electrode. The glow discharge transforming to arc discharge is avoided due to dielectric layer.

**Keywords:** glow-discharge, dielectric barrier discharge, atmospheric pressure, streamer discharge

**PACS:** 52.20.-j, 52.80.Hc, 52.80.Pi

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50877005).

† E-mail: newzhangzhitao@163.com