

低气压氙气介质阻挡放电的一维仿真研究*

邵先军 马 跃 李娅西 张冠军†

(西安交通大学电气工程学院, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

(2010 年 2 月 4 日收到; 2010 年 7 月 1 日收到修改稿)

通过建立一个自洽耦合的一维流体模型来描述低气压氙气介质阻挡放电(DBD), 并采用有限元法对模型进行数值仿真研究, 得到了不同外加电压幅值和频率下的气体间隙压降、放电电流、介质表面电荷随时间的变化关系以及电子、离子、中性粒子和空间电场的时域分布. 仿真结果表明: 介质表面电荷对放电的点燃与熄灭起着关键的作用; 在一个放电周期内, 根据气体间隙压降的变化情况, 介质表面电荷可按六个阶段进行分析; 随着外施电压幅值的增加, 间隙击穿逐渐提前至外施电压过零点之前发生, 放电更为剧烈; 随着外施电压频率的提高, 气体间隙压降减小, 间隙容易击穿, 放电也更加均匀. 粒子及空间电场的时域分布表明氙气 DBD 为典型的辉光放电.

关键词: 介质阻挡放电, 流体模型, 数值计算, 低温等离子体

PACC: 5280H, 5150

1. 引 言

介质阻挡放电(DBD)是一种非平衡态低温等离子体放电^[1], 是目前气体放电领域的一个研究热点. 而氙气 DBD 由于其光谱单色性好、紫外发光效率高、不含汞以及容易实现大面积辐射等优点而被广泛地用于照明、医疗及一些相关的工业领域^[2].

为了更深入地了解 DBD 的放电机理, 不少研究者对其进行了数值模拟和实验研究. 例如文献[3—17]分别对空气 DBD、氦气 DBD 以及氙气 DBD 进行了相应的数值计算和实验研究, 文献[18—21]则对氙气 DBD 进行了一些理论仿真和实验研究. 然而在以往的一些仿真研究中, 对氙气 DBD 的化学反应以及介质表面的边界条件考虑得不是很周全, 这或多或少会对计算结果产生一定的影响.

本文建立了氙气 DBD 的自洽耦合流体模型, 比较全面地考虑了氙气 DBD 中的化学反应, 在边界条件中考虑了二次电子发射及带电粒子的热运动平均速度对放电的影响. 详细地分析了氙气 DBD 的电参数与等离子体参数特性, 讨论了在不同外施电压幅值和频率下的气体间隙压降、放电电流、介质表面电荷的变化情况.

2. 数值仿真模型

2.1. 氙气 DBD 的电极结构

氙气 DBD 仿真中所采用的电极结构如图 1 所示. 图 1 中的 x_1 和 x_2 为阻挡介质表面的坐标位置, 阻挡介质的厚度 $d_A = d_B = 2$ mm, 气体间隙厚度 $d_G = 4$ mm, 阻挡介质的相对介电常数 $\epsilon_A = \epsilon_B = 4$, 气体间隙的介电常数采用真空介电常数 ϵ_0 , 氙气压强为 53300 Pa, $i_T(t)$ 为总放电电流密度, $v_T(t)$ 为外施电压.

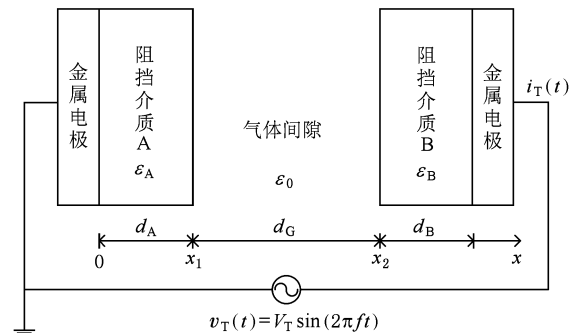


图 1 电极结构示意图

* 全国优秀博士学位论文作者专项基金(批准号:200338)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: gjzhang@mail.xjtu.edu.cn

2.2. 反应过程

本文总共考虑了电子、正离子(Xe^+ , Xe_2^+)、共振态 Xe_{res}^* (3P_1)、激发态 (Xe_{exc}^* , Xe_2^* ($^3\Sigma_u^+$)), Xe_2^* ($^1\Sigma_u^+$), Xe_2^* (O_u^+))以及亚稳态 Xe_{met}^* (3P_2)等9种粒子. 具体的化学反应如表1所列.

表1 放电中所涉及的化学反应

反应过程	反应系数
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe}_{\text{exc}}^* + e^-$	v_{exc}
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe}_{\text{res}}^* + e^-$	v_{res}
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe}_{\text{met}}^* + e^-$	v_{met}
$\text{Xe}_{\text{met}}^* + e^- \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e^-$	α_{istep}
$\text{Xe} + e^- \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e^-$	α_{idir}
$\text{Xe}_{\text{exc}}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_{\text{res}}^* + \text{Xe}$	$2 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{exc}}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_{\text{met}}^* + \text{Xe}$	$2 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{res}}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_{\text{met}}^* + \text{Xe}$	$2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{met}}^* + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_{\text{res}}^* + \text{Xe}$	$1.5 \times 10^{-21} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{res}}^* + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^* (O_u^+) + \text{Xe}$	$1.55 \times 10^{-43} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{met}}^* + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^* (^3\Sigma_u^+) + \text{Xe}$	$8.53 \times 10^{-44} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_2^* (O_u^+) + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^* (^1\Sigma_u^+) + \text{Xe}$	$8.7 \times 10^{-17} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{res}}^* + \text{Xe}_{\text{res}}^* \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{Xe} + e^-$	$5 \times 10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{met}}^* + \text{Xe}_{\text{met}}^* \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{Xe} + e^-$	$5 \times 10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{res}}^* + \text{Xe}_{\text{met}}^* \rightarrow \text{Xe}^+ + \text{Xe} + e^-$	$5 \times 10^{-16} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}^+ + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Xe}$	$8 \times 10^{-44} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}^+ + e^- \rightarrow \text{Xe}_{\text{exc}}^* + \text{Xe}$	$27T_e^{-0.5} \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
$\text{Xe}_2^* (^1\Sigma_u^+) \rightarrow 2\text{Xe} + h\nu (172 \text{ nm})$	$1.82 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$
$\text{Xe}_2^* (^3\Sigma_u^+) \rightarrow 2\text{Xe} + h\nu (172 \text{ nm})$	10^7 s^{-1}
$\text{Xe}_2^* (^1O_u^+) \rightarrow 2\text{Xe} + h\nu (152 \text{ nm})$	$9 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{res}}^* \rightarrow \text{Xe} + h\nu (147 \text{ nm})$	$4.3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{exc}}^* \rightarrow \text{Xe}_{\text{res}}^* + h\nu$	$2.7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$
$\text{Xe}_{\text{exc}}^* \rightarrow \text{Xe}_{\text{met}}^* + h\nu$	$2.53 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$

表1中, v_{exc} , v_{res} , v_{met} , α_{istep} 和 α_{idir} 分别为激发反应系数、共振反应系数、亚稳态激发反应系数、分步电离系数和直接电离系数,除了上述5个系数之外,其余的反应系数值均取自文献[20]; T_e 为电子能量. $\text{Xe}_2^* (^3\Sigma_u^+)$, $\text{Xe}_2^* (^1\Sigma_u^+)$, $\text{Xe}_{\text{res}}^* (^3P_1)$ 和 $\text{Xe}_2^* (O_u^+)$ 等通过辐射反应所释放不同波长的光子是氙气 DBD 发光的主要来源.

2.3. 数学模型

一维氙气 DBD 的数学模型由以下方程组成:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_e) = S_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\Gamma_i) = S_i, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_{\text{met}}}{\partial t} + \nabla \cdot (-D_{\text{met}} \nabla V) = S_n, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = S_n, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot (-\varepsilon \nabla V) = e(n_i - n_e), \quad (5)$$

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e + \mu_e n_e \nabla V, \quad (6)$$

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i - \mu_i n_i \nabla V. \quad (7)$$

这里 μ 和 D 分别为不同粒子的迁移率和扩散系数, e 为单位电子电量, ε 为介电常数, n_e , n_i , n_{met} 和 n_n 分别表示电子、离子(Xe^+ , Xe_2^+)、亚稳态 Xe_{met}^* 和其余中性粒子的粒子数, S 表示粒子在化学反应中产生和消失项.

在介质板中由于没有空间电荷的存在,因此电场泊松方程(5)退化为拉普拉斯方程

$$\nabla^2 V = 0. \quad (8)$$

假设电子的碰撞频率很高,电子能量分布达到稳态的弛豫时间很短,因此可假设电子能量与电场分布相对应, Cook 和 Haydon^[22,23] 通过对射频放电的研究验证该假设的准确性,称该方法为近场近似. 因此, v_{exc} , v_{res} , v_{met} 和 α_{ipal} 为局部电场的函数,可通过 Boltzmann 方程求解器 BOLSIG+^[24] 得到. 本文计算中分步电离系数 α_{istep} 的值取自文献[25].

由于 DBD 产生的是低温等离子体,因此可假设离子温度及中性粒子温度均为室温(300 K),离子的迁移率和扩散系数取自文献[26].

总放电电流密度为位移电流密度与带电粒子运动产生的传导电流密度之和,可通过对 Morrow-Sato 公式^[27] 修改后得到

$$i_T(t) = \left(\frac{d_A}{\varepsilon_A} + d_C + \frac{d_B}{\varepsilon_B} \right)^{-1} \times \left[\int_{x_1}^{x_2} i_c(x, t) dx + \varepsilon_0 \frac{\partial v_T(t)}{\partial t} \right]. \quad (9)$$

这里

$i_c(x, t) = e \{ \Gamma_{\text{Xe}^+}(x, t) + \Gamma_{\text{Xe}_2^+}(x, t) - \Gamma_e(x, t) \}$, 其中 Γ_{Xe^+} , $\Gamma_{\text{Xe}_2^+}$ 和 Γ_e 为氙气正离子和电子的通量密度.

2.4. 边界条件

粒子流与介质界面的相互作用对放电的影响是非常关键的. 在考虑边界条件时,必须要同时保证计算的稳定性和物理上的合理性. 本文的边界条件如下:

$$\Gamma_i \cdot \mathbf{u}_n = a_i n_i \mu_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n + \frac{1}{4} v_{th,i} n_i. \quad (10)$$

这里 \mathbf{u}_n 为指向介质表面的方向矢量; $v_{th,i}$ 为离子的热运动平均速度,

$$v_{th,i} = \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m}},$$

式中 k_B 为 Boltzmann 常数; α_i 为系数,

$$a_i = \begin{cases} 1 & (\mu_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n > 0), \\ 0 & (\mu_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n \leq 0). \end{cases}$$

假设离子碰撞介质表面会产生二次电子,因此在电子边界条件中需考虑二次电子发射项^[28]. 边界条件为

$$\begin{aligned} \Gamma_e \cdot \mathbf{u}_n &= a_e \cdot n_e \mu_e \mathbf{E} \cdot \mathbf{u}_n \\ &+ \frac{1}{4} v_{th,e} n_e - \sum \gamma \Gamma_i. \end{aligned} \quad (11)$$

这里 $v_{th,e}$ 为电子的热运动平均速度,

$$v_{th,e} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}};$$

γ 为二次电子发射系数, $\gamma = 0.01$.

假设中性粒子在介质表面会立即被吸附,因此可假设中性粒子在介质表面为 Dirichlet 边界,即此处的中性粒子密度为

$$n_0 = 0. \quad (12)$$

电场方程的边界条件如图 1 所示,接地电极的电位为零,高压电极的电位为 $v_T(t)$,且由于介质表面会集聚电荷,因此阻挡介质与放电空间交界面应为电通量不连续边界^[29]. 根据高斯定律可得边界条件为

$$\mathbf{u}_n \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_A \mathbf{E}_{\text{dielectric}} - \varepsilon_0 \mathbf{E}_{\text{gas}}) = \sigma, \quad (13)$$

式中 σ 为介质表面的面电荷密度, σ 可通过带电粒子的通量密度对时间的积分得到,

$$\frac{d\sigma}{dt} = e \sum (\Gamma_{Xe^+} + \Gamma_{Xe^{2+}} - \Gamma_e). \quad (14)$$

3. 结果及讨论

仿真中当固定外施电压频率为 50 kHz 时,所施加的外施电压幅值分别为 5, 8 和 11 kV; 当固定电压幅值为 8 kV 时,外施电压频率则分别为 25, 50 和 75 kHz. 采用有限元法对上述数学模型进行求解,时间步长随外加电压频率的变化而变化,频率为 25, 50, 75 kHz 时其时间步长分别为 1×10^{-8} s, 5×10^{-9} s 和 2.5×10^{-9} s; 初始条件是电子和离子的密度均为 10^{15} m^{-3} 由于对流扩散方程中的迁移项远

大于扩散项,即 Péclet 数很大,因此为了防止计算结果产生振荡,在气体间隙内增加了人工扩散项^[30] 以保证高梯度区域的计算稳定.

3.1. 外施电压为 8 kV, 50 kHz 时气体间隙压降与放电电流

图 2 所示为外施电压为 8 kV, 50 kHz 时气体间隙压降与放电电流波形.

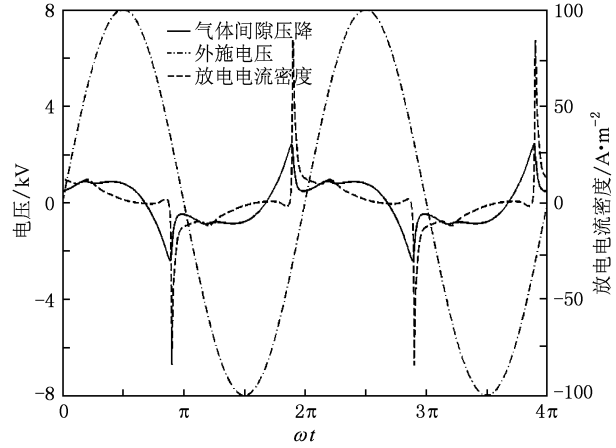


图 2 外施电压为 8 kV, 50 kHz 时,气体间隙压降与放电电流密度波形

气体间隙压降 $v_G(t) = v_{x2}(t) - v_{x1}(t)$. 从图 2 可见,气体间隙在过零点附近发生击穿,一个外施电压周期内共发生两次放电. 放电电流相位领先外施电压相位约 0.4π ,表明该放电为容性放电. 当外施电压并未过零时,气体间隙的压降已变为负值,这是由于介质板表面积聚的电荷密度所引起的. 当气体间隙压降达到最大值 2407.9 V (即临界击穿电压)时,气体开始发生雪崩击穿,放电电流密度开始突增. 当带电粒子运动到介质表面后,使间隙电场突减,最后使得放电熄灭,这表明表面电荷密度对放电起着至关重要的作用.

3.2. 外施电压为 8 kV, 50 kHz 时介质表面电荷的演化

从图 3 可见,在介质板 A 和介质板 B 上的表面电荷密度 $Q_A(t)$ 和 $Q_B(t)$ 具有相同的轮廓,只是存在着相位差 π ,因此只需分析一个介质板的表面电荷的演化情况. 以 $Q_B(t)$ 为例,其演化过程在一个周期内大致可以分为六个阶段.

在 A—B 段,由于气体间隙压降转变为负值,因此阻挡介质 B 瞬间变为阴极,正离子开始向阻挡介

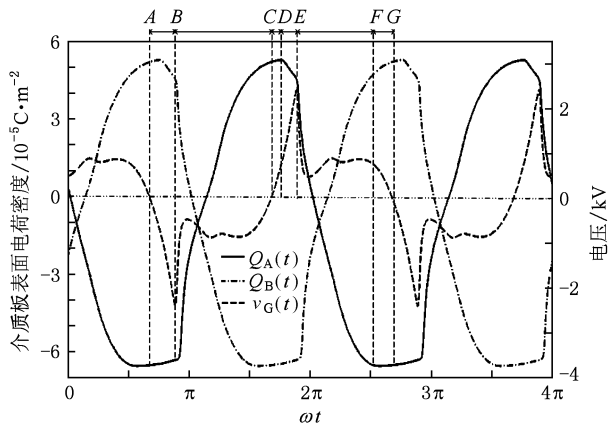


图3 外施电压为8 kV, 50 kHz时, 介质板表面电荷密度 Q_A 和 Q_B 的演化

质B上运动,使原来积累的负电荷密度减小,但由于气体间隙尚未击穿,间隙内的带电粒子较少,所以运动到阻挡介质B上的正离子数目比较少,因此阻挡介质B上的负电荷密度减小得较为缓慢。

在B—C段,此时气体间隙压降恒为负值即阻挡介质B恒为阴极,当气体间隙压降达到临界气体击穿电压值时,气体间隙发生雪崩击穿,产生了大量的带电粒子且在电场的作用下定向运动至阻挡介质表面,因此阻挡介质B上原有的负电荷被正离子迅速中和, $Q_B(t)$ 逐渐由负值转变为正值。

在C—D段,尽管C点外施电压的相位还未到 2π ,但由于介质表面电荷的作用使得气体间隙压降在过C点后变为正值,使阻挡介质B瞬间变为阳极。由于正离子的质量较大,且C—D段的电场强度不是很大,因此阻挡介质B附近的正离子能够克服电场力的作用继续沿着惯性向阻挡介质B处运动,因此在图3中 $Q_B(t)$ 仍然沿着原来的趋势缓慢增长。

在D—E段,随着气体间隙压降值的上升,正离子克服惯性的作用沿着电场方向向阴极阻挡介质A处运动(见图3的 $Q_A(t)$),而间隙内的残余电子则在电场的作用下向阳极阻挡介质B处运动,因此阻挡介质B上积累的正电荷被电子逐渐中和,电荷密度 $Q_B(t)$ 逐渐减小。

在E—F段,气体间隙压降在E点达到临界气体击穿电压值,气体间隙再次发生击穿,因此由雪崩繁殖产生的大量电子沿着电场反方向流向阳极介质板B处,使阻挡介质B上原有的正电荷被迅速中和至零,从而使得 $Q_B(t)$ 逐渐由正值转变为负值。

在F—G段,由于电子的迁移率较大,电子极容易迁移至阻挡介质的表面,因此经过E—F段的定向运动,在阻挡介质B附近的剩余电子较少, $Q_B(t)$ 几乎保持不变。

由于相同场强下电子的漂移速度比离子快,电子更容易到达阻挡介质表面,因此在图3中负电荷密度的最大值比正电荷密度的最大值高 $1.4 \times 10^{-5} \text{ C/m}^2$ 左右。

3.3. 外施电压频率为50 kHz时不同电压幅值下的电参数比较

为了分析不同外施电压幅值对放电的影响,图4给出了当外施电压频率固定为50 kHz时不同电压幅值(5, 8, 11 kV)下电参数的比较。

从图4(a)可见气体间隙压降的幅值基本相等,这是因为同种气体在相同的频率下其放电击穿电压基本一致,并且随着幅值的提高击穿逐渐在外加电压过零点之前发生。当放电还未发生时,由于放电间隙内的自由粒子较少,导致传导电流较小,从而此阶段的位移电流占主导地位。当放电发生后,在气体间隙内产生了大量的电子离子对,并在电场的作用下向介质表面运动,从而形成了较为强烈的传导电流,使得此时传导电流在整个放电电流中占据主导地位。随着外施电压幅值的升高,在相同的气体间隙下,放电空间的电场强度增大,因此放电间隙内产生的带电粒子数增多,放电更为剧烈,放电电流的幅值也变大(见图4(b))。同时,随着外施电压幅值的增加,带电粒子的漂移速度也随之加快,从而使得阻挡介质A和阻挡介质B上累积的表面电荷密度也随之增加(见图4(c))。当外加电场与表面电荷产生的附加电场之和超过气体击穿临界场强后,放电击穿将提前发生,所以在图4(a)中随着外施电压幅值的增加,气体间隙压降的相位也随之超前。

3.4. 外施电压幅值为8 kV时不同频率下的电参数比较

当固定外施电压幅值为8 kV时,不同外施电压频率(25, 50, 75 kHz)下的电参数比较如图5所示。从图5可见,随着外施电压频率的升高,放电击穿电压与放电电流密度逐渐降低,而阻挡介质上的表面电荷密度则逐渐提高。

随着外施电压频率的升高,气体间隙内的残余

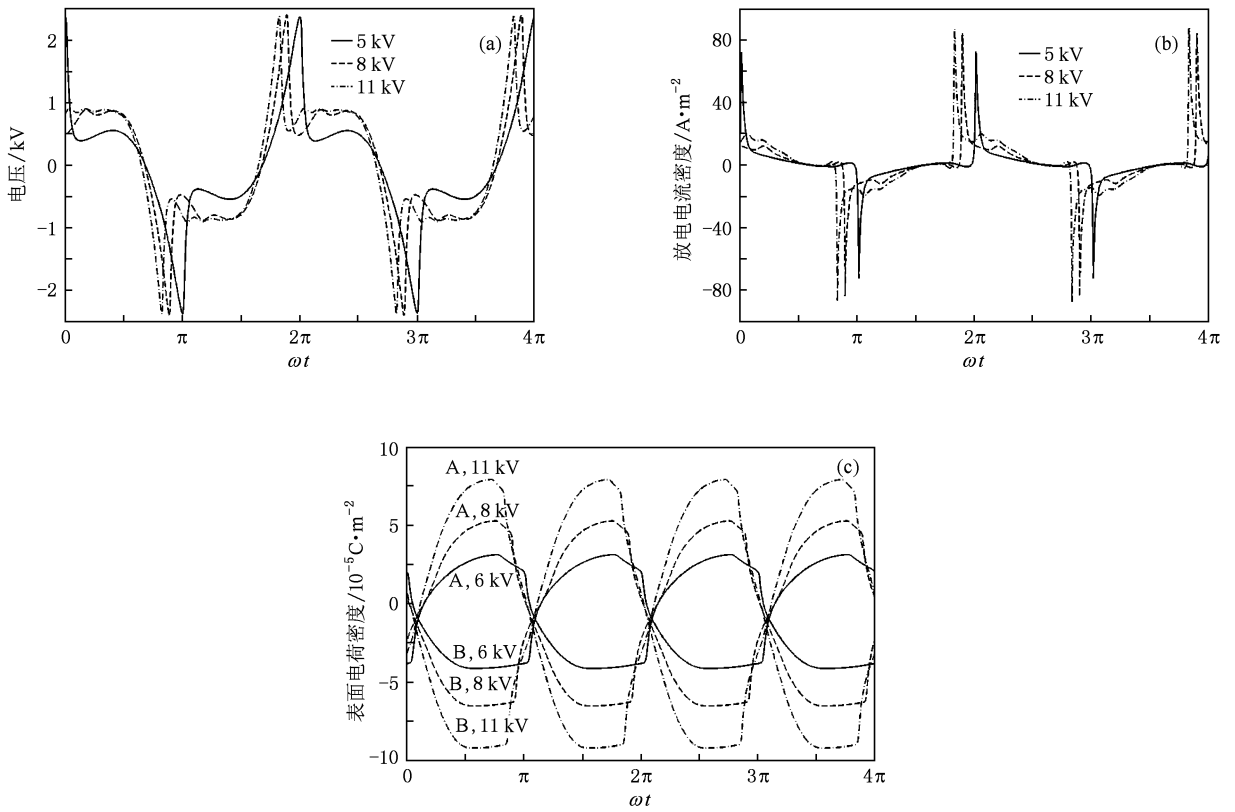


图4 外施电压频率为 50 kHz 时,不同电压幅值下电参数的比较 (a) 气体间隙压降,(b) 放电电流密度,(c) 介质表面电荷密度

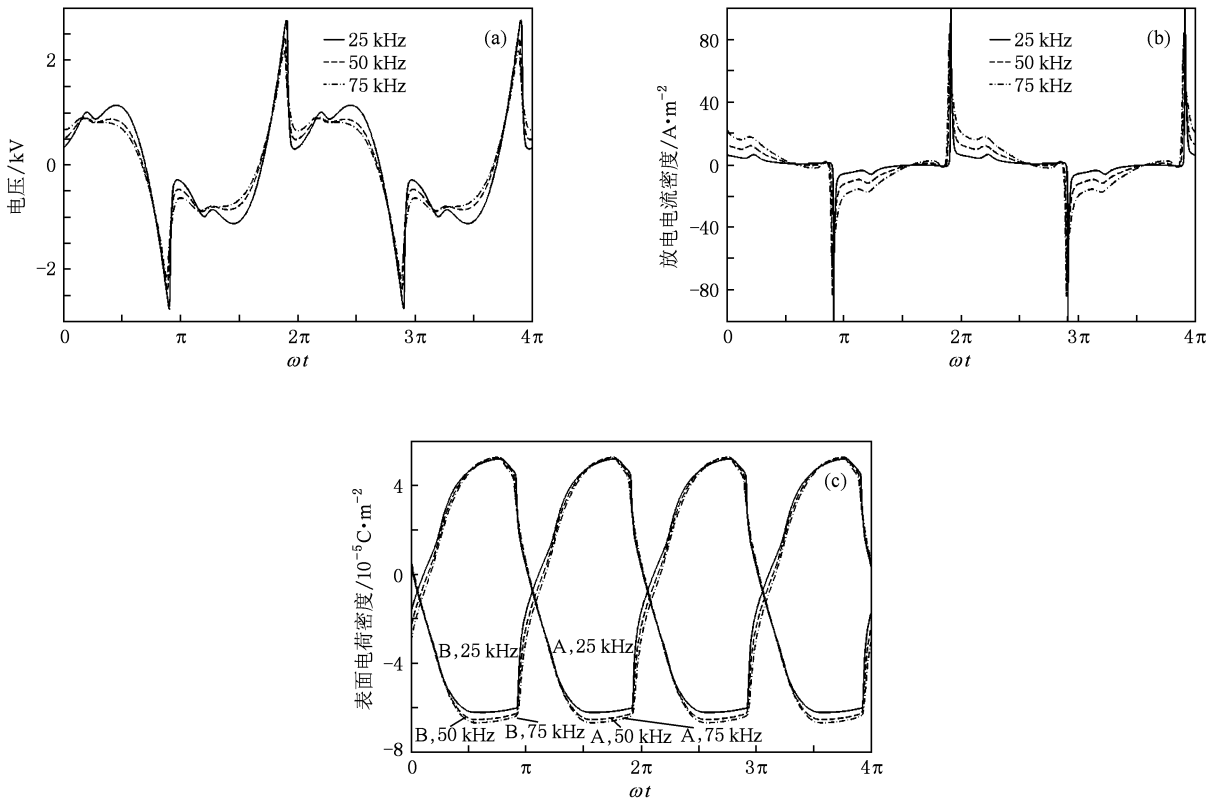


图5 外施电压幅值为 8 kV 时,不同频率下电参数的比较 (a) 气体间隙压降,(b) 放电电流密度,(c) 介质表面电荷密度

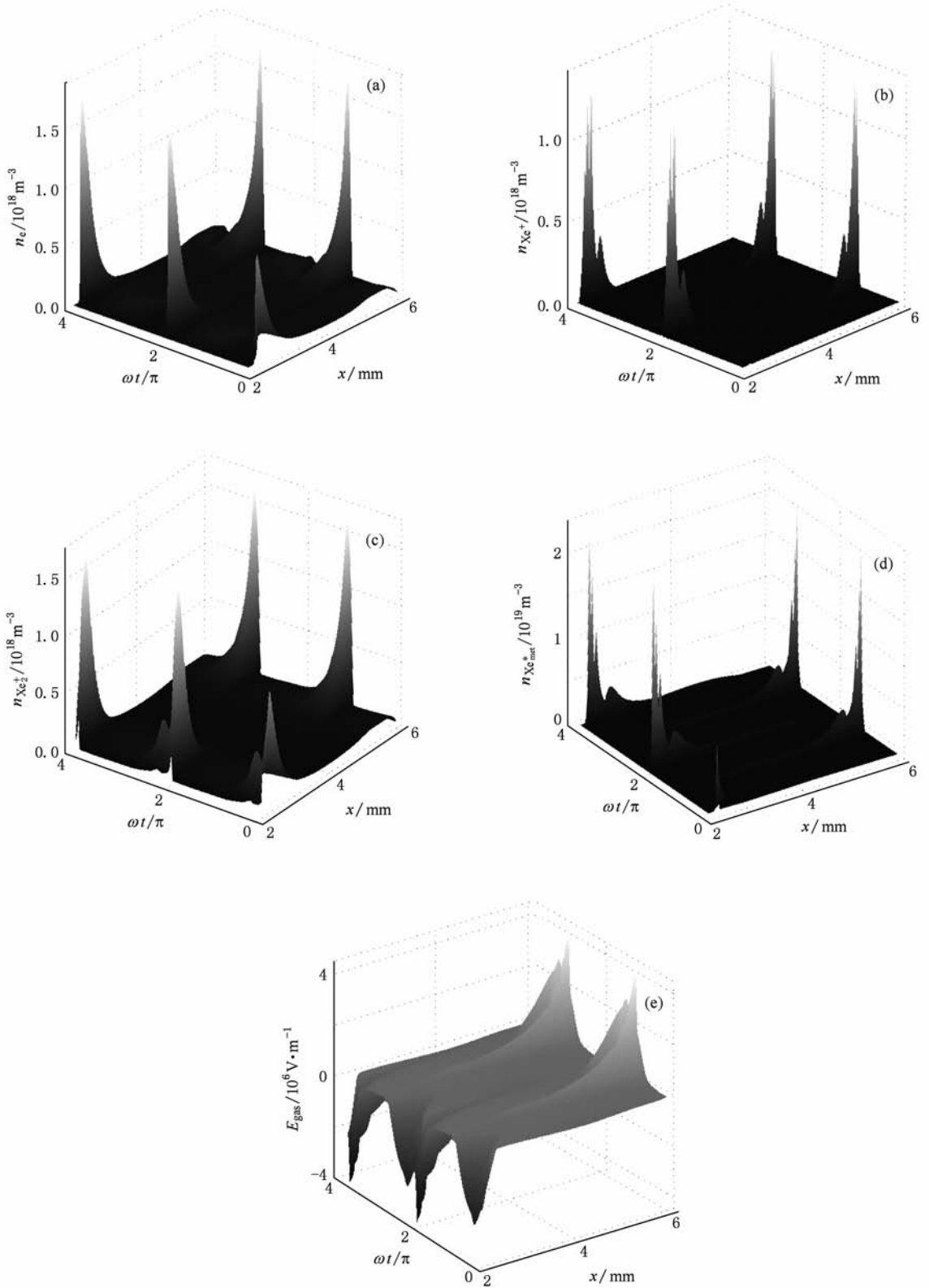


图6 外施电压为8 kV,50 kHz时,粒子与气体间隙电场的时空演化 (a)电子浓度 $n_e(z,t)$, (b) Xe^+ 浓度 $n_{\text{Xe}^+}(z,t)$, (c) Xe_2^+ 浓度 $n_{\text{Xe}_2^+}(z,t)$, (d) Xe_{met}^* 浓度 $n_{\text{Xe}_{\text{met}}^*}(z,t)$, (e) 气体中电场强度 $E_{\text{gas}}(z,t)$

带电粒子密度增大,这一方面为下一次放电提供了更多的种子粒子,另一方面使得运动到介质表面的

电荷密度增加(图 5(c)), 导致其产生的附加电场也随之增大. 当附加电场与外加电场之和达到气体击穿电场后, 气体间隙就会发生击穿放电. 因此, 外施电压频率的升高可使发生击穿放电所需的气体间隙压降值减小(图 5(a)), 放电电流密度也随之减小(图 5(b)), 放电则更为均匀.

3.5. 粒子与电场的时空演化

为了进一步分析氙气 DBD 的放电特性, 图 6 给出了外施电压为 8 kV, 50 kHz 时的电子、离子、亚稳态粒子及电场强度的时空分布.

由图 6(a) 可见, 在 1.9π 时电子浓度从 $x = 3.5$ mm 处开始雪崩增长, 至阴极鞘层边界处 ($x = 2.2$ mm) 达到峰值 $1.806 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 该区域称为负辉区; 这个峰值并不延续到阴极介质板上, 而是在阴极鞘层内迅速下降, 该区域称为阴极位降区; 在气体间隙的主体区域, 电子与离子的密度为 10^{16} m^{-3} , 该区域称为正柱区. 由此形成比较典型的辉光放电的电子时空分布.

由图 6(b) 和 (c) 可见, $n_{\text{Xe}^+}(z, t)$ 和 $n_{\text{Xe}_2^+}(z, t)$ 也在阴极附近形成峰值, 与 $n_e(z, t)$ 不同的是 $n_{\text{Xe}^+}(z, t)$ 和 $n_{\text{Xe}_2^+}(z, t)$ 的峰值延续至接近阴极介质板, 因此阴极附近的离子峰值对阴极介质表面的正电荷积聚起到了主导作用(见图 3 中 $Q_B(t)$ 的 $B-D$ 段). 从图 6(c) 还可以看出, Xe_2^+ 的平均浓度比 Xe^+ 要高若干个数量级, 这说明了 Xe_2^+ 是正离子中的主要成分. 从图 6(d) 可以看出, 由于该处的高能电子较多, 并且与 Xe 原子碰撞产生 Xe_{met}^* , 因此 Xe_{met}^* 也在阴极

鞘层附近形成峰值.

图 6(e) 所示为气体间隙内电场强度的时空分布. 从图 6(e) 可见, 在放电阶段, 由于空间电荷场的作用, 电场强度在阴极附近被强烈地扭曲畸变, 出现一个电场峰值, 即存在一个明显的阴极位降区. 正是该电场峰值使得电子和离子在阴极附近也出现了峰值, 进而使得其他中性粒子也在阴极附近出现峰值, 这主要是由于汤森理论中带电粒子的最大产生率出现在强电场区.

综合粒子及场强的时空分布可知, 在本文的放电条件下氙气 DBD 为一典型的辉光放电, 存在较明显的阴极位降区、负辉区以及正柱区.

4. 结 论

本文建立了一维自洽流体模型用于模拟氙气 DBD 的放电过程. 根据气体间隙压降的变化情况将一个放电周期内介质表面电荷密度的演化过程分成六个时间段来描述, 并对不同外施电压幅值和不同频率下的氙气 DBD 的电学参数和放电性质的影响进行了分析. 结果表明: 介质表面电荷对放电的开启和熄灭起着主导性作用; 随着外加电压的提高, 放电击穿在外加电压过零点之前发生, 放电电流密度和介质表面积累的面电荷密度幅值也逐渐增加, 表明放电愈来愈剧烈; 频率的提高使得间隙更容易击穿, 放电也更为均匀. 粒子及场强时空分布表明, 本文放电条件下的氙气 DBD 具有辉光放电的各个典型区域, 是一个比较典型的辉光放电.

[1] Wang Y H, Wang D Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5923 (in Chinese) [王艳辉、王德真 2006 物理学报 **55** 5923]
 [2] Carman R J, Mildren R P 2003 *J. Phys. D* **36** 19
 [3] Yurgelenas Y V, Wagner H E 2006 *J. Phys. D* **39** 4031
 [4] Luo H Y, Wang X X, Mao T, Liang Z, Lü B, Guan Z C, Wang L M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4298 (in Chinese) [罗海云、王新新、毛 婷、梁 卓、吕 博、关志成、王黎明 2008 物理学报 **57** 4298]
 [5] Wang X X, Lu M Z, Pu Y K 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2778 (in Chinese) [王新新、芦明泽、蒲以康 2002 物理学报 **51** 2778]
 [6] Dong L F, Mao Z G, Ran J X 2005 *Chin. Phys.* **14** 1618
 [7] Li G, Li Y M, Xu Y J, Zhang Y, Li H M, Nie C Q, Zhu J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4026 (in Chinese) [李 钢、李铁明、徐燕骥、张 翼、李汉明、聂超群、朱俊强 2009 物理学报 **58** 4026]

[8] Li G, Xu Y J, Mu K J, Nie C Q, Zhu J Q, Zhang Y, Li H M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6444 (in Chinese) [李 钢、徐燕骥、穆克进、聂超群、朱俊强、张 翼、李汉明 2008 物理学报 **57** 6444]
 [9] Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gadri R B, Ségur P, Mayoux C 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 2950
 [10] Stollenwerk L, Amiranashvili S, Boeuf J P, Pirwins H G 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255001
 [11] Wang Y H, Wang D Z 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1694 (in Chinese) [王艳辉、王德真 2003 物理学报 **52** 1694]
 [12] Wang Y H, Wang D Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1295 (in Chinese) [王艳辉、王德真 2005 物理学报 **54** 1295]
 [13] Zhang Y, Gu B, Wang W C, Peng X W, Wang D Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5532 (in Chinese) [张 燕、顾 彪、王文春、彭许文、王德真 2009 物理学报 **58** 5532]

- [14] Zhang H Y, Wang D Z, Wang X G 2007 *Chin. Phys.* **16** 1089
- [15] Li X C, Liu Z H, Jia P Y, Li L C, Yin Z Q, Dong L F 2007 *Chin. Phys.* **16** 3016
- [16] Yin Z Q, Chai Z F, Dong L F, Li X C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 925 (in Chinese) [尹增谦、柴志方、董丽芳、李雪辰 2003 物理学报 **52** 925]
- [17] Li X C, Jia P Y, Liu Z H, Li L C, Dong L F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1001 (in Chinese) [李雪辰、贾鹏英、刘志辉、李立春、董丽芳 2008 物理学报 **57** 1001]
- [18] Eliasson B, Kogelschatz U 1988 *Appl. Phys. B* **46** 299
- [19] Mildren R P, Carman R J 2001 *J. Phys. D* **34** L1
- [20] Oda A, Sakai Y, Akashi H, Sugawara H 1999 *J. Phys. D* **32** 2726
- [21] Xu Y L, Xu X J 2000 *Phys. Scr.* **62** 76
- [22] Cook. D C, Haydon S C 1984 *IEE Proc. Sci. Meas. Tech.* **131** 145
- [23] Cook D C, Haydon S C 1984 *IEE Proc. Sci. Meas. Tech.* **131** 153
- [24] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Source Sci. Tech.* **14** 722
- [25] Hagelaar G J M 2000 *Ph. D. Dissertation* (Eindhoven: Eindhoven University of Technology)
- [26] McDaniel E W, Mason E A 1973 *The Mobility and Diffusion of Ions in Gases* (New York: Wiley Press) p344
- [27] Morrow R, Sato N 1999 *J. Phys. D* **32** L20
- [28] Hagelaar G J M, de Hoog F J, Kroesen G M W 2000 *Phys. Rev. E* **62** 1452
- [29] Feng C Z, Ma X K 2000 *An Introduction to Engineering Electromagnetic Field* (Beijing: Higher Education Press) pp21, 22 (in Chinese) [冯慈彰、马西奎 2000 工程电磁场导论 (北京:高等教育出版社)第21,22页]
- [30] Codina R 1998 *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* **156** 185

One-dimensional simulation of low pressure xenon dielectric barrier discharge*

Shao Xian-Jun Ma Yue Li Ya-Xi Zhang Guan-Jun[†]

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

(Received 4 February 2010; revised manuscript received 1 July 2010)

Abstract

A self-consistent one-dimensional fluid coupled model is built to describe the low pressure xenon dielectric barrier discharge (DBD). And the finite-element method is employed to investigate gas voltages, discharge currents and the time evolutions of surface charges on dielectric barrier under different applied voltage amplitudes and frequencies. The spatial and temporal distributions of electrons, ions, excited, resonance, metastable particles and spatial electrical field are also achieved. The simulation results show that the surface charges accumulated on the dielectric barriers play a key role in the ignition and the extinguishment of the discharge. And based on the variation of gas voltage, the surface charging can be divided into six stages in one discharge cycle. With the increase of applied voltage amplitude, the gas gap breakdown moves ahead of the zero-crossing point of applied voltage gradually, and the discharge becomes more and more intense. Furthermore, with the increase of applied voltage frequency, the gas voltage decreases gradually, gas gap tends to breakdown, and discharge becomes uniform. Finally, spatiotemporal distributions of particles and electric field indicate that the xenon DBD is a typical glow discharge.

Keywords: dielectric barrier discharge, fluid model, numerical computation, low temperature plasma

PACC: 5280H, 5150

* Project supported by the Foundation for the Author of National Excellent Doctoral Dissertation of China (Grant No. 200338).

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