

## 氮气火花开关击穿机制的理论和数值研究

孙强 周前红 宋萌萌 杨薇 董烨

### Theoretical and numerical study on breakdown mechanism of nitrogen spark switch

Sun Qiang Zhou Qian-Hong Song Meng-Meng Yang Wei Dong Ye

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 015202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201206

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

金刚石氮-空位缺陷发光的温度依赖性

Temperature dependence of nitrogen-vacancy optical center in diamond

物理学报. 2020, 69(12): 127802 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200395>

基于自发瑞利-布里渊散射的氮气体黏滞系数的测量

Measurement of bulk viscosity of nitrogen based on spontaneous Rayleigh-Brillouin scattering

物理学报. 2018, 67(7): 077801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172438>

稍不均匀电场中低气压击穿的起始路径研究

Critical breakdown path under low-pressure and slightly uneven electric field gap

物理学报. 2019, 68(7): 070201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181999>

基于光学tamm态的声光开关的研究

Research on acousto-optic switch based on optical tamm state

物理学报. 2020, 69(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200396>

激光诱导氮气等离子体时间分辨光谱研究及温度和电子密度测量

Time-resolved spectra and measurements of temperature and electron density of laser induced nitrogen plasma

物理学报. 2017, 66(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.095201>

线性模式下GaAs光电导开关的时间抖动特性

Time jitter characteristics of GaAs photoconductive semiconductor switch in linear mode

物理学报. 2018, 67(18): 184207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180548>

# 氮气火花开关击穿机制的理论和数值研究<sup>\*</sup>

孙强<sup>1)</sup> 周前红<sup>1)†</sup> 宋萌萌<sup>1)2)</sup> 杨薇<sup>1)</sup> 董烨<sup>1)</sup>

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

(2020 年 7 月 28 日收到; 2020 年 8 月 24 日收到修改稿)

三电极气体火花开关带有触发极, 相比两电极开关, 其开关导通的可控性较高, 工作电压较低且抖动小, 所以气体火花开关中三电极开关的应用较为广泛. 本文针对大气压氮气环境下的两电极开关和三电极开关的击穿机制进行了理论与数值模拟研究. 通过理论和数值计算发现, 对于平板-平板的两电极开关来说, 低电压下 (小于 6.3 kV) 无法产生流注击穿, 高电压下 (大于 6.3 kV) 会先形成由阴极到阳极的负流注, 然后再形成由阳极向阴极的正流注. 而在三电极开关的击穿过程中, 首先会在触发极和绝缘体之间发生击穿, 然后这个通道不断向阴阳极扩展, 最终形成阴阳极之间的电弧通道. 在本文的计算工况下, 如果需要阴极-触发极、阳极-触发极同时击穿的话, 其阴极-触发极之间的外加电压需要大于 1.18 kV, 而阳极-触发极之间的外加电压需要大于 3 kV. 当考虑触发极的场致发射后, 该击穿阈值可以显著降低.

**关键词:** 气体火花开关, 流注击穿, 触发极, 氮气

**PACS:** 52.30.-q, 52.65.-y, 52.75.Kq

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201206

## 1 引言

两电极气体火花开关一般为自击穿开关, 开关不设触发极, 仅有两个主放电电极. 当两个电极间的电压差超过开关间隙的自击穿电压后开关就会自然击穿导通, 形成放电回路<sup>[1,2]</sup>. 这种开关结构简单且耐用, 但可控性较差. 三电极开关在两电极开关的基础上发展而来, 由于开关引入了触发电极, 当开关仅在主电极两端加载一定直流电压时并不会导通, 只有当触发极也加载一定的触发电压后开关才会导通<sup>[3]</sup>. 相比于两电极开关, 三电极开关导通的可控性较高, 工作电压较低且抖动小, 因此被广泛应用于脉冲功率技术<sup>[4-7]</sup>.

在过去的几年中, 已经有许多工作研究了影响气体开关工作特性的各种因素, 如空气压力对工作

电压范围的影响<sup>[8,9]</sup>, 极性对开关性能的影响<sup>[10]</sup>, 气体绝缘参数对触发特性的影响<sup>[11,12]</sup>等. 但是对于三电极气体开关, 除了少量文献使用数理模型对气体开关的击穿过程进行描述外<sup>[13-16]</sup>, 大量文献主要在实验上测量气体开关的导通延时抖动性及可重复性等方面<sup>[17-21]</sup>, 对气体开关的具体击穿过程还很难做到定量的理论描述, 相关击穿过程的细节也缺乏细致的理论研究.

气体开关放电过程属于高气压 (1 atm 或更高) 气体放电, 具有电子碰撞频率高 ( $10^{12}$  Hz)、平均自由程短 ( $10^{-6}$  m)、击穿发生的时间短 ( $10^{-9}$  s)、物理过程复杂 (包括极板二次电子发射、种子电子产生、电子雪崩过程空间电荷效应及电子与氮气分子的各种碰撞过程) 等特点<sup>[22]</sup>. 在三电极气体开关击穿过程中, 由于其结构更加复杂, 触发极与阴阳极都会发生击穿, 且还有可能产生触发极的场致电

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 11875094, 11775032) 和中国工程物理研究院院长基金 (批准号: YZJLX2019013) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [zhou\\_qianhong@qq.com](mailto:zhou_qianhong@qq.com)

子发射、绝缘体的电荷积累<sup>[23]</sup>. 这些都直接导致了三电极气体开关的数值模拟和理论研究较少, 而实验上关于开关导通时间及电压等的测量也主要是得到一些规律, 很难给出细节过程和物理机理解释.

针对上述情况, 本文详细讨论了两电极和三电极气体火花开关的放电形成机理和击穿电压, 使用流体模型对气体开关的击穿过程进行深入研究. 本研究的目的是比较两种开关的结果, 并获得不同情形下气体开关的流注击穿特性. 本文主要从数值模拟以及理论研究两方面进行, 第 2 部分详细介绍使用的物理模型; 第 3 部分对计算结果进行分析与讨论; 第 4 部分是总结与展望.

## 2 数值模型

### 2.1 控制方程

采用流体模型对开关电弧进行计算, 等离子体控制方程主要由泊松方程、粒子连续性方程以及电子能量守恒方程组成.

泊松方程用来求解等离子体内部的电场  $E$  与电势  $\varphi$ :

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi, \quad (1)$$

$$\nabla^2\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (2)$$

其中  $\rho = e(n_i - n_e)$  代表电荷密度,  $n_i$  为正离子数密度,  $n_e$  为电子数密度,  $\varepsilon_0$  为真空介电常数.

粒子的连续性方程用于求解等离子体中包含的各种粒子密度:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k = S_k, k = 1, 2, \dots, k_g. \quad (3)$$

漂移-扩散近似用于描述粒子的运动, 这种近似适用于大气压放电的高碰撞等离子体:

$$\mathbf{\Gamma}_k = -\mu_k n_k \nabla\varphi - D_k \nabla n_k, \quad (4)$$

其中  $n_k$  和  $\mathbf{\Gamma}_k$  分别表示粒子的数密度和数密度通量,  $S_k$  为粒子的净产生速率,  $\mu_k$  和  $D_k$  分别为粒子的迁移率和扩散系数. 对于中性粒子来说, 其不受电场影响, 迁移率为 0, 只考虑扩散.

电子温度由电子能量方程求得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_e k_B T_e \right) + \nabla \cdot \left( \frac{5}{2} k_B T_e \mathbf{\Gamma}_e \right) \\ = \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) - e \mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e - Q_e, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T_e$  为电子温度,  $\lambda_e$  为电导

率,  $Q_e$  为电子与其他粒子碰撞导致的能量损失 (弹性与非弹性).

### 2.2 等离子体化学反应

本文在模拟中考虑了电子与氮气分子的 25 个碰撞过程, 包括弹性碰撞、转动激发、振动激发、电子态激发、电离. 其中弹性碰撞、激发和电离的能量阈值如下:

- 1)  $e + N_2 \rightarrow e + N_2$ ,
- 2)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(\text{rot})$ ,  $E = 0.02 \text{ eV}$ ,
- 3)  $e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$ ,  $E = 15.6 \text{ eV}$ ,

振动激发过程:

- 4)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v0)$ ,  $E = 0.29 \text{ eV}$ ,
- 5)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v1)$ ,  $E = 0.291 \text{ eV}$ ,
- 6)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v2)$ ,  $E = 0.59 \text{ eV}$ ,
- 7)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v3)$ ,  $E = 0.88 \text{ eV}$ ,
- 8)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v4)$ ,  $E = 1.17 \text{ eV}$ ,
- 9)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v5)$ ,  $E = 1.47 \text{ eV}$ ,
- 10)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v6)$ ,  $E = 1.76 \text{ eV}$ ,
- 11)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v7)$ ,  $E = 2.06 \text{ eV}$ ,
- 12)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(v8)$ ,  $E = 2.35 \text{ eV}$ ,

电子态激发过程:

- 13)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(A3, V=0-4)$ ,  $E = 6.17 \text{ eV}$ ,
- 14)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(A3, V=5-9)$ ,  $E = 7.00 \text{ eV}$ ,
- 15)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(B3)$ ,  $E = 7.35 \text{ eV}$ ,
- 16)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(W3)$ ,  $E = 7.36 \text{ eV}$ ,
- 17)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(A3, V=10-)$ ,  $E = 7.80 \text{ eV}$ ,
- 18)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(B'3)$ ,  $E = 8.16 \text{ eV}$ ,
- 19)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(a'1)$ ,  $E = 8.40 \text{ eV}$ ,
- 20)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(a1)$ ,  $E = 8.55 \text{ eV}$ ,
- 21)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(W1)$ ,  $E = 8.89 \text{ eV}$ ,
- 22)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(C3)$ ,  $E = 11.03 \text{ eV}$ ,
- 23)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(E3)$ ,  $E = 11.87 \text{ eV}$ ,
- 24)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(a''1)$ ,  $E = 12.25 \text{ eV}$ ,
- 25)  $e + N_2 \leftrightarrow e + N_2(\text{SUM})$ ,  $E = 13.0 \text{ eV}$ .

具体的各反应电离速率系数可以由 Bolsig+ 得到<sup>[24]</sup>. 由于电子与氮气分子的碰撞过程很多, 使用流体方法计算全部的碰撞过程所需计算量非常大. 本文在模拟中不考虑各碰撞激发对氮气分子的影响.

### 2.3 计算域和边界条件

图 1 分别显示了两电极和三电极气体火花开

关的结构示意图. 两电极气体火花开关仅有两个主放电电极, 阴阳极间隙 1 mm. 三电极气体火花开关主要包括阴极、阳极以及与阴极同心的触发极三部分, 而阴极与触发极间通过绝缘介质隔开. 数值模拟使用的计算域未包括阴极和阳极以及触发极的固体区域, 阳极和触发极的间距为 0.8 mm, 触发极高度 0.2 mm, 宽度为 0.1 mm, 触发极与阴极的间距为 0.4 mm. 如图 1 所示, 两电极开关和三电极开关均为对称结构, 为了节省计算量, 采用二维轴对称结构来进行数值模拟.

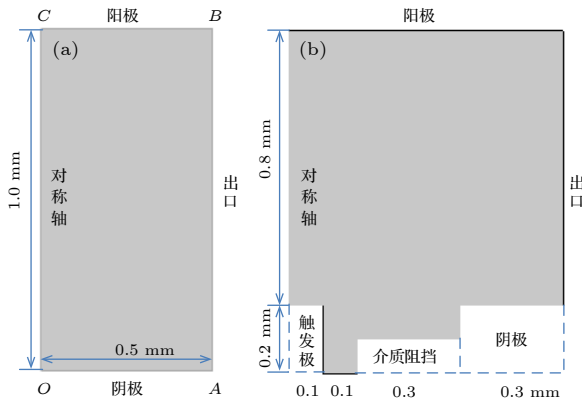


图 1 计算域示意图 (a) 两电极开关 (b) 三电极开关  
Fig. 1. Schematic diagram of the calculation domain: (a) Two-electrode switch; (b) three-electrode switch.

如图 1(a) 所示, 对于双电极开关来说, 为了研究流注形成过程, 使用最简单的平板电极模型, 在阴极前端的中心区域设置一个小区域的初始种子电子, 密度在  $10^{10}$ — $10^{12}$   $\text{m}^{-3}$  左右; 这里只研究流注的纳秒击穿过程, 不考虑外加电压脉冲波形变化对击穿过程的影响, 阴极接地, 阳极给一定的正电压, 出口为零电荷边界条件, 即电场在法向是连续的. 在阴阳极壁面处考虑二次电子发射,  $\gamma$  设为 0.02.

如图 1(b) 所示, 对于三电极开关来说, 阴极接地, 阳极加 1500 V 电压, 触发极接 -1500 V 电压, 出口为零电荷边界条件, 即电场在法向是连续的. 在阴阳极以及绝缘体壁面处考虑了由于离子碰撞导致的二次电子发射. 需要注意的是, 由于气体火花开关的导通时间很快 (纳秒量级), 电极和绝缘体表面的二次电子发射作用并不明显<sup>[16]</sup>, 因此, 为了简化计算, 本文假设电极和绝缘体的二次电子发射系数相同, 都取 0.02<sup>[25]</sup>. 同时, 在绝缘体表面考虑电荷累积, 当这些累积电荷达到一定值时会对其附近的电场产生影响, 绝缘体的介电常数取 9.0.

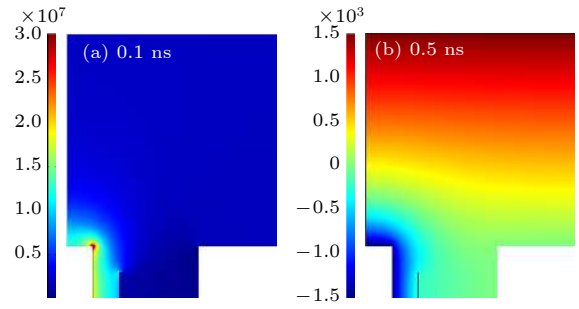


图 2 初始时刻 (a) 电场和 (b) 电势的分布  
Fig. 2. The initial distributions of (a) electric field and (b) potential.

此外, 通过初始时刻的静电场分布 (图 2), 可以发现当触发极接负高压时, 三电极气体火花开关结构的电场最大值在触发极顶部边缘附近, 其电场强度可以达到  $3 \times 10^7$  V/m 的量级. 同时由于触发极表面不会是完全光滑的, 其微观形貌会导致局部电场增加, 这最终可能会造成触发极顶部边缘附近的场致电子发射. 因此在三电极的数值模拟中考虑了触发极表面的场致电子发射对流注击穿的影响, 而两电极开关则没有考虑该效应, 其场致发射电流密度由 Fowler-Nordheim 定律得到<sup>[25]</sup>:

$$j_{\text{FE}} = \frac{A_{\text{FN}}(\beta E_s)^2}{E_\phi t^2(y)} \exp \left[ -\frac{B_{\text{FN}} E_\phi^{1.5} \nu(y)}{\beta E_s} \right], \quad (6)$$

其中  $\beta$  是触发极表面的场增强因子 (根据文献<sup>[15]</sup> 这里取 100),  $E_\phi$  是触发极表面的功函数 (取 4.5 eV), Fowler-Nordheim 常数  $A_{\text{FN}} = 1.541 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{eV} \cdot \text{V}^{-2}$ ,  $B_{\text{FN}} = 6.831 \times 10^9 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1.5}$ . 无量纲函数  $t^2(y)$ ,  $\nu(y)$  和  $y$  表示如下:

$$\begin{aligned} y &= 3.79 \times 10^{-5} \sqrt{\beta E_s} / E_\phi, \\ \nu(y) &= 1 - y^2 \left( 1 - \frac{1}{3} \ln(y) \right), \\ t^2(y) &= 1 + y^2 \left( 1 - \frac{1}{9} \ln(y) \right), \end{aligned} \quad (7)$$

根据 (6) 式计算可得此时场致发射的电流密度大约为  $4 \times 10^5$  A/m<sup>2</sup>, 若假定电子发射速度在  $10^4$  m/s 量级, 则热发射电子密度在  $10^{20}$  m<sup>-3</sup> 的量级. 根据以上的计算, 假定初始时刻电子密度分布为  $n_{e0} = 1 \times 10^{19} \cdot \exp[-(l/l_0)^2] + 1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ , (8) 式中  $l$  是到触发极边缘的距离,  $l_0$  取 10  $\mu\text{m}$ . 该初始分布同时考虑了空间中游离的种子电子以及触发极边缘由于场致发射导致的初始种子电子. 需要注意的是, 有限元方法在处理尖角时 (如图 1 触发



极) 会产生奇异性, 因此需要先使用相对粗化的网格来找出解, 然后将信息传递给包含更细化网格的子模型, 以此来避免奇异性.

### 3 结果与讨论

#### 3.1 两电极开关的流注击穿特性

图 3 显示了阳极外加电压为 6 kV 情况下, 不同时刻的电子密度分布图. 首先根据汤森击穿理论, 如果取二次电子发射  $\gamma = 0.02$ , 电极间隙  $d = 1$  mm,  $p$  为大气压, 则可得氮气的最小击穿电压约为 4.37 kV. 因此可以判断当外加电压为 6 kV 时, 是满足汤逊自持条件的, 但是其主要是靠电极表面的二次电子发射来维持自持放电, 此过程是非常缓慢的, 可能需要百纳秒量级以上才能产生足够多的二次电子, 进而达到击穿.

在开关击穿过程中, 我们希望能够形成流注, 加快击穿时间, 击穿时间最好能够缩减到纳秒量级. 从图 3 中可以看出当电压较低时, 电子增殖速

度很慢, 电子达到阳极时, 电子密度也只有  $10^{15} \text{ m}^{-3}$  的量级, 无法屏蔽电场, 流光头部和尾部的电场也不会增强, 即此时很难发生流注击穿.

图 4 和图 5 为外加电压 8 kV 情况下, 不同时刻的电子密度和电场分布图. 可以看出当外加电压较高时, 电子从电场中获得的能量很高, 电子增殖速度很快, 在流注到达阳极之前等离子体即能够屏蔽外加的电场, 同时由于尖端效应会导致流注的头部和尾部电场剧烈增加, 进一步加强电子碰撞电离. 此外还可以看出, 首先流注是从阴极向阳极发展的 (这是负流注), 当电离产生的等离子体能够屏蔽原有电场后, 流注会同时向阴阳极发展, 这是由于流注头部和尾部的电场都会剧烈升高.

通过计算结果可以看出, 当阳极电压较低时, 无法发生流注击穿. 下面通过气体击穿的流注理论, 分析流注击穿所需要的条件.

电子数为  $N_e$  的电子云在其周围产生的场强为:

$$E_r = \frac{eN_e}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (9)$$

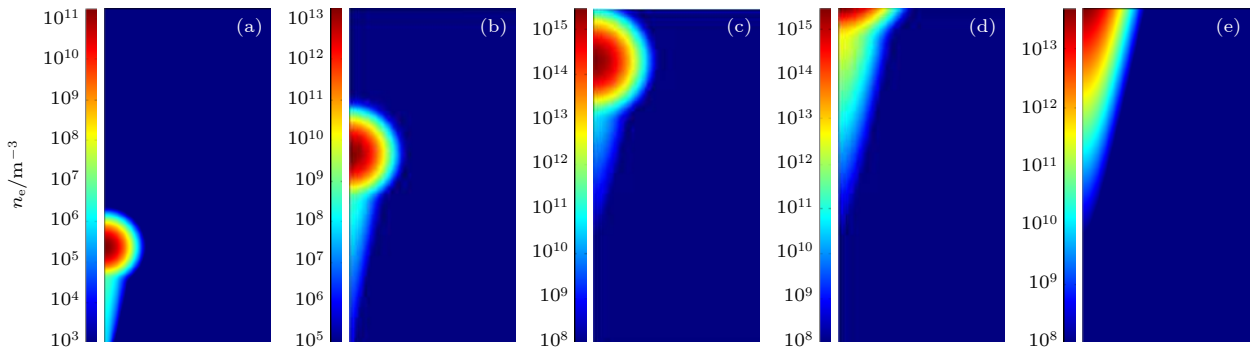


图 3 不同时刻的电子密度分布 (外加电压 6 kV) (a) 1 ns; (b) 2 ns; (c) 3 ns; (d) 4 ns; (e) 5 ns

Fig. 3. The electron density distribution at different times (applied voltage 6 kV): (a) 1 ns; (b) 2 ns; (c) 3 ns; (d) 4 ns; (e) 5 ns.

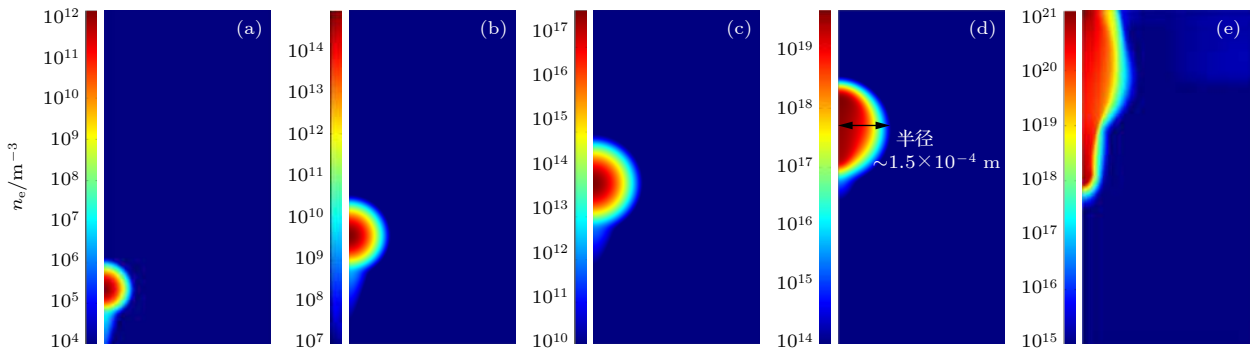


图 4 不同时刻的电子密度分布 (外加电压 8 kV) (a) 0.1 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.2 ns; (d) 1.6 ns; (e) 2 ns

Fig. 4. The electron density distribution at different times (applied voltage 8 kV): (a) 0.1 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.2 ns; (d) 1.6 ns; (e) 2 ns.

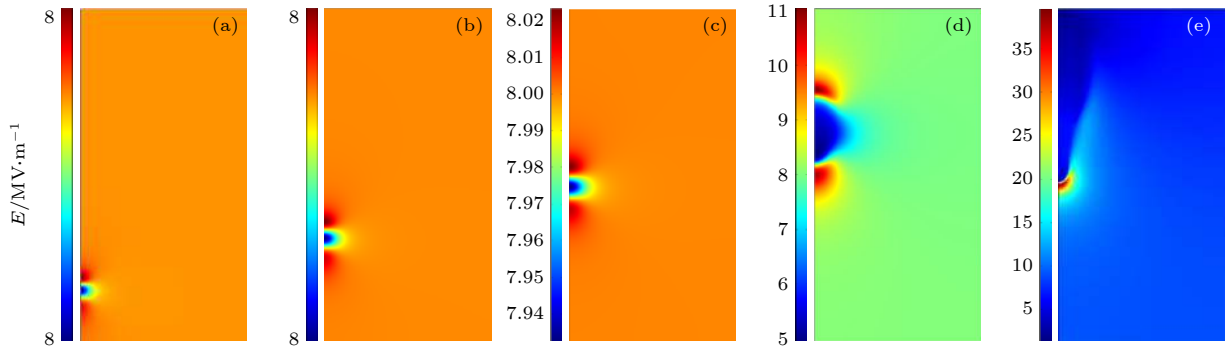


图 5 不同时刻的电场分布 (外加电压 8 kV) (a) 0.4 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.2 ns; (d) 1.6 ns; (e) 2 ns

Fig. 5. The electric field distribution at different times (applied voltage 8 kV): (a) 0.4 ns; (b) 0.8 ns; (c) 1.2 ns; (d) 1.6 ns; (e) 2 ns.

一般发生流注击穿的判据为  $E_r = E_0$  ( $E_r$  和  $E_0$  分别为空间电荷场和背景电场), 从数值模拟的结果 (图 4) 可以发现, 一般发生击穿时, 等离子体区域半径约为  $1.5 \times 10^{-4}$  m. 因此, 发生流注击穿时的电子数为

$$N_e = E_0 (4\pi\epsilon_0 r^2)/e$$

$$= \frac{8 \times 10^6 \times (4 \times 3.14 \times 8.85 \times 10^{-12} \times 2.25 \times 10^{-8})}{1.6 \times 10^{-19}}$$

$$= 1.25 \times 10^8, \quad (10)$$

得到的电子数满足 Raether–Meek 判据. 假定该电子数是由初始的一个电子电离得到, 则可得:

$$e^{\alpha d} = 1.25 \times 10^8, \quad (11)$$

$$\alpha d \approx 18.6, \quad (12)$$

其中  $\alpha$  为氮气的电离系数,  $d$  为间隙距离. 在这里取  $d = 1$  mm, 根据  $\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E}}$  可得两电极氮气开关的最小流注击穿电压为

$$V_s \approx 6.3 \text{ kV}. \quad (13)$$

可以发现, 对于极板间距为 1 mm 的大气压氮气开关来说, 其发生流注击穿的电压需要大于 6.3 kV. 当两电极开关外加电压大于 6.3 kV 时就可以发生流注击穿 (如图 4 和图 5), 而小于 6.3 kV 则无法发生流注击穿 (如图 3).

### 3.2 触发等离子体的影响

对于三电极开关来说, 快击穿模式通常是在阳极和触发极两端加很高的电压, 使得阳极和触发极快速导通. 但此时触发电极需要不断承受幅值较高的触发脉冲信号, 因此烧蚀会比较严重. 而在慢击穿模式中, 加在触发极和阳极上的电压差较低, 通常并不能直接导致触发极和阳极的击穿; 但触发极

和绝缘体之间的短间隙击穿产生了大量等离子体, 在这些触发产生的等离子体作用下, 触发极和阳极之间的长间隙也能击穿.

因此, 在模拟三电极击穿过程之前先来分析一下触发产生的等离子体对击穿过程的影响. 对于考虑触发等离子体的情况, 计算域仍为平板-平板电极, 与图 1(a) 相同. 初始时刻在阴极附近给一个高斯分布的电子密度 (假定为触发产生的等离子体):

$$n_{e0} = 1 \times 10^{22} \cdot \exp \left[ - \left( \frac{z - 4e - 5}{z_0} \right)^2 \right]$$

$$\times \exp \left[ - (r/r_0)^2 \right] + 1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}, \quad (14)$$

其中  $z$  为轴向距离,  $r$  为径向距离. 对于阳极外加电压为 2 和 4 kV 的情况下,  $z_0$  取  $2 \times 10^{-5}$ ,  $r_0$  取  $1 \times 10^{-4}$ , 初始时刻的电子密度分布如图 6(a) 和图 6(b) 所示.

图 6 分别显示了不同外加电压下, 电子密度在不同时刻的分布图. 可以看出, 触发产生的等离子体能够有效降低气体击穿电压, 即使在很小的阳极电压情况下 (如 2 kV), 最终也能达到击穿的效果, 只是击穿时间需要百纳秒量级. 在低电压情况下 (2 kV), 其主导作用是触发等离子体的漂移和扩散作用, 因此击穿时间也是很长的, 如图 6(a) 所示. 而在高电压情况下, 阴极附近的电子向阳极漂移-扩散的过程中, 通过电离作用电子不断增殖, 当电子流到达阳极后即可产生击穿, 击穿时间很快, 如图 6(b).

下面通过流注击穿理论来分析初始触发等离子体的作用. 对初始的电子数密度进行空间积分 (图 6(a) 和图 6(b)), 可以得到初始的总电子数为

$$N_{e0} = \iiint n_{e0} dV = 1.1 \times 10^{10}. \quad (15)$$

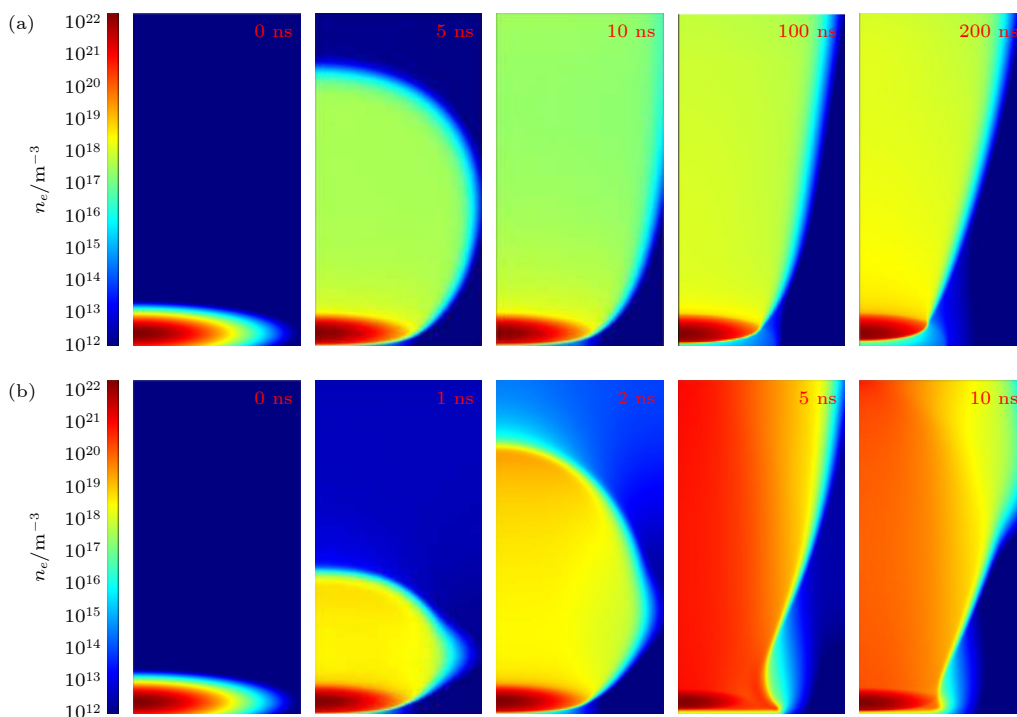


图6 不同时刻电子密度分布图 (a) 外加电压 2 kV; (b) 外加电压 4 kV

Fig. 6. The electron density distribution at different times: (a) Applied voltage 2 kV; (b) applied voltage 4 kV.

当外加电压为 4 kV 时, 根据 3.1 节的数值计算和理论分析可知, 若没有触发等离子体的存在, 此时是无法发生流注击穿的. 但是存在触发等离子体的情况下, 由图 6(b) 可以看出是可以发生流注击穿的, 其流注击穿时电子云半径大概为 0.4 mm. 根据 (10) 式可得流注击穿时所需要的电子数为

$$N_e = \frac{4 \times 10^6 \times (4 \times 3.14 \times 8.85 \times 10^{-12} \times 16 \times 10^{-8})}{1.6 \times 10^{-19}} \approx 4.5 \times 10^8. \quad (16)$$

从 (15) 式和 (16) 式可以看出, 初始时刻的触发等离子体已经能够满足流注击穿条件, 即此时开关已经处于击穿状态, 后续的过程是放电的进一步发展. 因此即使在很低的外加电压下, 仍然能够发生流注击穿.

同时为了进一步验证初始电子密度的作用, 对外加电压为 4 kV 的情况进行进一步计算, 将初始的触发等离子体密度降低为

$$n_{e0} = 1 \times 10^{18} \cdot \exp\left(-\left(\frac{z - 4e - 5}{z_0}\right)^2\right) \times \exp\left(-\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right) + 1 \times 10^8. \quad (17)$$

图 7 显示了该种情况下不同时刻电子的密度

分布图. 可以看出, 将初始时刻的触发等离子体密度大幅降低之后, 无法发生流注击穿. 对初始的电子密度 ((17) 式) 进行空间积分, 可得电子数为  $1.1 \times 10^7$ , 到达阳极后电子数为  $1.1 \times 10^7 \cdot e^{\alpha d} = 1.05 \times 10^8$ . 可以看出电子崩从阴极到达阳极时, 总电子数仍然低于流注击穿的临界值, 因此无法发生流注击穿.

### 3.3 三电极开关的流注击穿特性

通过上述的研究可以发现, 触发过程产生的等离子体对开关击穿过程的影响是非常大的. 下面将通过数值模拟和理论研究来分析三电极击穿过程. 从图 8 中可以看出, 电子密度最大值出现在触发极边缘位置, 主要是由于该处存在极高的电场 (如图 2 所示), 会导致场致发射, 形成很高的电子密度. 模拟结果表明, 气体首先在触发极和绝缘体之间发生击穿, 然后这个通道不断向阴阳极扩展, 最后形成一个大的主弧导通.

刚开始电子云呈球形往外膨胀, 当电子云膨胀到与绝缘体比较接近的位置时 (如图 8(b)), 由于空间电荷场的作用, 电子云内部电场被屏蔽, 而电子云与电介质绝缘体之间的电场则会明显增加 (如图 9(a) 所示). 因此等离子体会在触发极和绝缘体

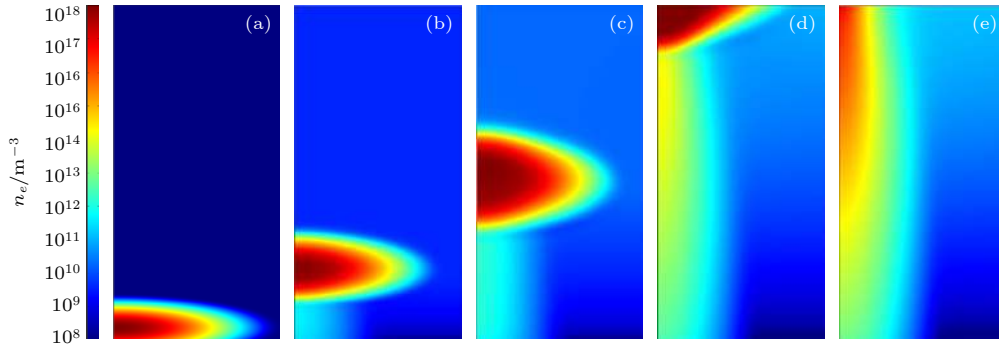


图 7 不同时刻的电子密度分布图 (a) 0 ns; (b) 1 ns; (c) 2 ns; (d) 5 ns; (e) 10 ns

Fig. 7. The distributions of electron density at different times: (a) 0 ns; (b) 1 ns; (c) 2 ns; (d) 5 ns; (e) 10 ns.

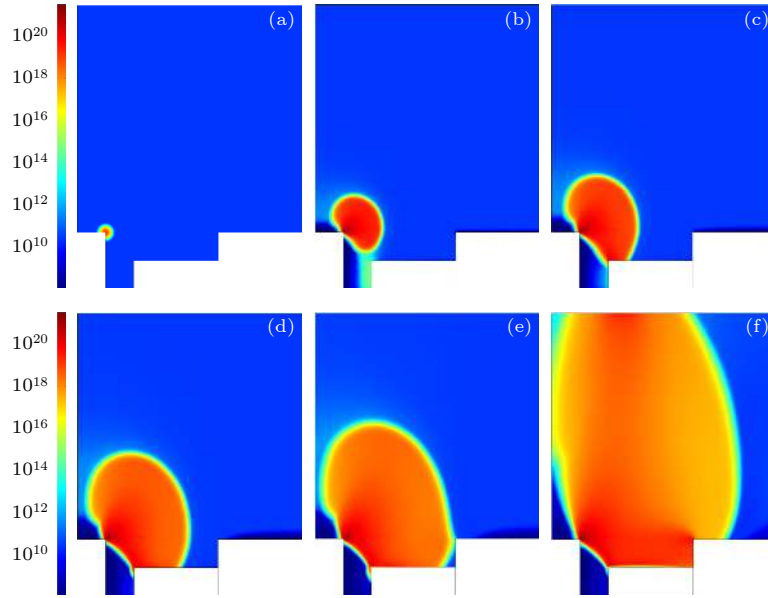


图 8 不同时刻的电子密度分布图 (a) 0 ns; (b) 0.1 ns; (c) 0.22 ns; (d) 0.5 ns; (e) 0.8 ns; (f) 2.5 ns

Fig. 8. The distributions of electron density at different times: (a) 0 ns; (b) 0.1 ns; (c) 0.22 ns; (d) 0.5 ns; (e) 0.8 ns; (f) 2.5 ns.

之间首先发生击穿,如图 8(c) 所示. 对图 8(b) 和图 8(c) 时刻的电子密度进行空间积分,可以求得 0.1 ns 时刻的电子数为  $1.12 \times 10^9$ , 0.25 ns 时刻的电子数为  $1.89 \times 10^9$ . 0.25 ns 时刻的电子云半径在 0.2 mm 左右,根据 (11) 式可得流注击穿时所需要的电子数约为  $10^8$ ,因此可以看出,此时的等离子体已经能够满足流注击穿条件.

当流注进一步发展到靠近阴极位置的时候(图 8(d)),电子云与阴极之间的电场则会明显增加(如图 9(b) 所示),这会进一步加快阴极与触发极的导通过程,最终在 0.8 ns 时刻阴极与触发极之间发生击穿. 当阴极和触发极之间发生击穿后,其形成的等离子体通道不断向阳极扩散,最后使得阳极发生击穿. 阳极的击穿过程与 3.2 节类似,这里就不再详细描述.

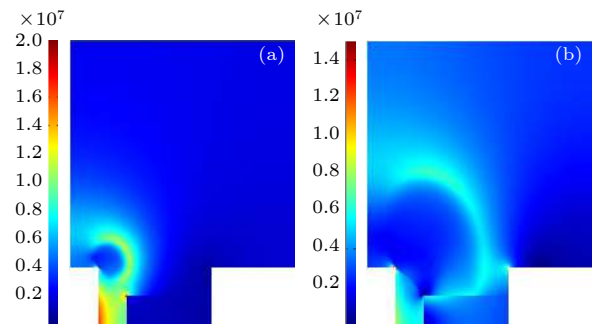


图 9 电场分布图 (a) 0.1 ns; (b) 0.5 ns

Fig. 9. The distributions of electric field: (a) 0.1 ns; (b) 0.5 ns.

下面通过流注击穿理论来分析三电极开关的击穿过程. 从图 2 中可以看出,由于电介质绝缘体的存在,使得阴极与触发极之间的外加电压主要集中在触发极与绝缘体之间,因此触发极与绝缘体之



间的电场是非常高的. 绝缘体与触发极之间的距离为 0.1 mm, 而触发极外加电压为 -1.5 kV, 此时触发极与绝缘体之间的平均电场在  $1.5 \times 10^7$  V/m 左右.

以均匀电场为例, 间隙 0.1 mm 的大气压氮气放电, 其流注击穿的阈值应满足

$$\alpha d \approx 18. \quad (18)$$

由 (18) 式可求得相应的击穿电压大概在 1180 V, 击穿场强在  $1.18 \times 10^7$  V/m 左右. 可以看出我们的外加电场明显高于流注击穿所需要的电场, 因此流注击穿非常容易发生. 需要注意的是绝缘体与触发极之间的电场并不均匀, 因此其击穿阈值会进一步降低, 更容易产生击穿, 因此实际所需的电压应该比 1.18 kV 稍低.

下面来分析一下触发极和阳极之间击穿所需要的条件. 以均匀电场为例, 间隙 0.8 mm 的大气压氮气放电, 其流注击穿的阈值应满足 (14) 式, 因此可以求得相应的流注击穿电压大概在 4.9 kV 左右, 击穿场强在  $6.13 \times 10^6$  V/m. 可以看出目前在触发极和阳极之间的外加电压降只有 3 kV, 无法满足流注击穿条件. 同时从计算的结果也可以看出, 首先触发极和绝缘体之间会发生击穿, 然后这个通道不断向阴阳极扩展, 最后形成一个大的主弧导通. 因此目前工况下阳极的击穿过程主要是触发等离子体的作用, 如 3.2 节所述.

上述的理论分析可以看出, 在阴极接地, 阳极加 1500 V 电压, 触发极接 -1500 V 电压的情况下, 阳极和触发极无法直接发生流注击穿, 而是首先在触发极和绝缘体之间发生击穿, 然后这个通道不断向阴阳极扩展, 最终形成阴阳极之间的电弧通道, 该理论分析与数值模拟一致.

最后, 需要注意的是, 由于触发极边缘场致电子发射的存在, 初始的种子电子数是比较多的, 这可以降低击穿阈值. 上面的计算表明触发极场致发射的电子密度在  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  的量级, 半径在微米量级, 在这里取  $5 \text{ }\mu\text{m}$  来估算场致电子发射数目. 场致电子发射区域为  $1/4$  的球形, 因此可得其初始时刻的电子数目在  $1.31 \times 10^4$  左右. 以均匀电场为例, 流注击穿的阈值应近似满足 (11) 式:

$$N_e \approx 1.25 \times 10^8, \quad (19)$$

即

$$1.31 \times 10^4 \cdot e^{\alpha d} \approx 1.25 \times 10^8. \quad (20)$$

最后可以分别求得, 阳极-触发极的流注击穿

电压为 4.24 kV, 击穿电场在  $5.3 \times 10^6$  V/m 左右; 阴极-触发极的流注击穿电压约为 900 V, 假设阴极-触发极之间电场均匀, 则击穿电场在  $9 \times 10^6$  V/m 左右. 需要注意的是阴极与触发极之间的电场并不均匀, 因此其击穿阈值会进一步降低, 更容易产生击穿 [26–28]. 可以发现, 当考虑触发极的场致发射后, 该击穿阈值可以显著降低.

## 4 结 论

本文针对大气压氮气环境下的两电极开关和三电极开关的击穿机制进行了理论与数值模拟研究. 通过理论和数值计算, 可以发现:

1) 对于间隙在 1 mm 的平板-平板的两电极开关来说, 低电压下 (小于 6.3 kV) 无法产生流注击穿, 高电压下 (大于 6.3 kV) 会先形成由阴极到阳极的负流注, 然后再形成由阳极向阴极的正流注.

2) 触发产生的等离子体能够有效降低击穿电压. 在有触发等离子体 (高密度) 的情况下, 当负流注到达阳极后, 即能产生击穿; 而触发等离子体密度较低时, 仍然需要一定的击穿电压.

3) 在三电极开关的击穿过程中, 首先会在触发极和绝缘体之间发生击穿, 然后这个通道不断向阴阳极扩展, 最终形成阴阳极之间的电弧通道.

4) 三电极开关中, 如果需要阴极-触发极、阳极-触发极同时击穿的话, 其阴极-触发极之间的外加电压需要大于 1.18 kV, 而阳极-触发极之间的外加电压需要大于 4.9 kV. 当考虑触发极的场致发射后, 该击穿阈值可以显著降低 (分别为 900 V 和 4.24 kV).

最后, 需要注意的是, 本文没有对离子能量进行自洽求解, 而是假定其与背景气体温度相同. 在气体火花开关的初始阶段, 电子密度较小, 高能电子和离子的影响很小; 但是在流注击穿发生后, 气体火花开关内电子密度可达到  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  量级, 此时在高电压和电子密度下, 可能存在部分高能离子, 后续的研究中需要进一步考虑这些高能离子的影响.

感谢中国工程物理研究院电子工程研究所徐翱副研究员的讨论.

## 参考文献

- [1] He M B, Li J 2000 *High Voltage Engineering* 4 33 (in Chinese) [何孟兵, 李劲 2000 高电压技术 4 33]

- [2] Golnabi H 1992 *Rev. Sci. Instrum.* **63** 5804
- [3] Golnabi H, Samimi H 1994 *Rev. Sci. Instrum.* **65** 3030
- [4] Mesyats G A 2005 *Pulsed Power* (New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers) pp29–32
- [5] Golnabi H 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 413
- [6] Yalandin M I, Sharypov K A, Shpak V G, Shunailov S A, Mesyats G A 2010 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* **17** 34
- [7] Shao T, Zhang C, Wang R X 2016 *High Voltage Engineering* **42** 685 (in Chinese) [邵涛, 章程, 王瑞雪 2016 高电压技术 **42** 685]
- [8] Peterkin F E, Williams P F 1989 *Proceedings of the 7th Pulsed Power Conference* Monterey, USA, June 11–14, 1989 p559
- [9] Macgregor S J, Tuema F A, Turnbull S M, Farish O 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 118
- [10] Osmokrovic P, Arsic N, Lazarevic Z, Kartalovic N 1996 *IEEE Trans. Power Delivery* **11** 858
- [11] Arsic N, Osmokrovic P 1996 *Proceedings of 17th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum* Berkeley, USA, July 21–26, 1996 p77
- [12] Mcphee A J 1995 *Proceedings of the 10th IEEE International Pulsed Power Conference* Albuquerque, USA, July 3–6, 1995 p781
- [13] Li L, Li C, Xiangdong Q, Fuchang L, Yuan P 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 4163
- [14] Thoma C, Welch D R, Rose D V, Zimmerman W R, Woodworth J R 2013 *19th IEEE Pulsed Power Conference* San Francisco, USA, June 16–21, 2013 p1
- [15] Xu A, Yang L, Shang S H, Jin D Z, Du T, Tan X H 2016 *High Power Laser and Particle Beams* **28** 055004 (in Chinese) [徐翱, 杨林, 尚绍环, 金大志, 杜涛, 谈效华 2016 强激光与粒子束 **28** 055004]
- [16] Xu A, Yang L, Zhong W, Liu Y L, Shang S H, Jin D Z 2018 *High Voltage Engineering* **44** 1922 (in Chinese) [徐翱, 杨林, 钟伟, 刘云龙, 尚绍环, 金大志 2018 高电压技术 **44** 1922]
- [17] Sun X, Su J C, Zhang X B, Wang L M, Li R 2012 *High Power Laser and Particle Beams* 2012 **24** 843 (in Chinese) [孙旭, 苏建仓, 张喜波, 王利民, 李锐 2012 强激光与粒子束 **24** 843]
- [18] Larsson A 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 243
- [19] Asiunin V I, Davydov S G, Dolgov A N, Pshenichniy A A, Yakubov R 2015 *Instrum. Exp. Tech.* **58** 70
- [20] Tang T F, Yi J H, Sun F J, Wang Z G, Jiang X F, Zeng J T 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 065004 (in Chinese) [党腾飞, 尹佳辉, 孙凤举, 王志国, 姜晓峰, 曾江涛 2015 强激光与粒子束 **27** 065004]
- [21] Huang D, Yang L J, Huo P, Ma J B, Liu S, Wang W, Yao S L 2016 *Phys. Plasmas* **23** 4014
- [22] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer) pp324–326
- [23] Cheng X B, Liu J L, Chen Z, Yin Y, Feng J H 2009 *High Voltage Engineering* **35** 1689 (in Chinese) [程新兵, 刘金亮, 陈蒸, 殷毅, 冯加怀 2009 高电压技术 **35** 1689]
- [24] Hagelaar G, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [25] Levko D, Arslanbekov R R, Kolobov V I 2020 *J. Appl. Phys.* **127** 043301
- [26] Go D B, Pohlman D A 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 69
- [27] Fu Y, Krek J, Zhang P, Verboncoeur J P 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 095014
- [28] Fu Y, Yang S, Zou X, Luo H, Wang X 2016 *Phys. Plasmas* **23** 093509

# Theoretical and numerical study on breakdown mechanism of nitrogen spark switch\*

Sun Qiang<sup>1)</sup>   Zhou Qian-Hong<sup>1)†</sup>   Song Meng-Meng<sup>1)2)</sup>  
 Yang Wei<sup>1)</sup>   Dong Ye<sup>1)</sup>

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

( Received 28 July 2020; revised manuscript received 24 August 2020 )

## Abstract

Compared with the two-electrode gas spark switch, the three-electrode gas spark switch has high controllability, low working voltage and small jitter, so the three-electrode gas spark switch is widely used in pulse power technology. The discharge of gas spark switch is high pressure gas discharge, which is characterized by high electron collision frequency ( $10^{12}$  Hz), small mean free path ( $10^{-6}$  m), short breakdown time ( $10^{-9}$  s), and complex physical process (including the secondary electron emission, the generation of seed electrons, the space charge effect and various collision processes between electrons and nitrogen molecules, etc). At present, it is difficult to quantitatively describe the breakdown process of the three-electrode gas switch, and the detailed theoretical research is lacking. Therefore, the breakdown mechanism of atmospheric pressure nitrogen spark switch, including two-electrode and three-electrode, is studied theoretically and numerically in this paper. The purpose of this study is to compare the simulation results of the two different gas spark switches, and obtain the characteristics of stream breakdown in different gas spark switches. Firstly, the numerical simulation and theoretical analysis of two-electrode gas spark switch are carried out. According to theoretical and numerical calculation, it can be found that for the plate-plate two-electrode switch, the stream breakdown cannot be generated under low voltage (less than 6.3 kV), while under high voltage (more than 6.3 kV), first the anode-directed streamer is formed, and then the cathode-directed streamer is created. In addition, the simulation results show that the plasma generated by the trigger can effectively reduce the breakdown voltage. Finally, the three-electrode gas spark switch is studied theoretically and numerically. It can be seen that in the breakdown process of the three-electrode gas spark switch, the breakdown first occurs between the trigger and the insulator, and then this plasma channel expands to the anode and cathode, finally forming the arc channel between the anode and the cathode. Under the calculation conditions in this paper, if the cathode-trigger and the anode-trigger are required to break down simultaneously, the applied voltage between the cathode-trigger should be greater than 1.18 kV, while the applied voltage between the anode-trigger should be greater than 3 KV. When the field emission of the trigger is considered, the breakdown threshold can be significantly reduced.

**Keywords:** gas spark switch, stream breakdown, trigger, nitrogen

**PACS:** 52.30.-q, 52.65.-y, 52.75.Kq

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201206

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875094, 11775032) and the Foundation of President of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No. YZJLX2019013).

† Corresponding author. E-mail: [zhou\\_qianhong@qq.com](mailto:zhou_qianhong@qq.com)