

文章编号: 1003-1480(2024)02-0076-10

静电火花感度仪中针板电极间隙击穿过程的仿真与分析

石双慧, 贾文霄, 林庆华

(南京理工大学瞬态物理全国重点实验室, 江苏 南京, 210094)

摘要: 为了研究静电火花感度仪中针板电极间隙的击穿特性, 根据流注放电理论, 建立了流体动力学-化学反应混合模型, 对针板电极间隙的击穿放电过程进行了数值模拟。计算表明, 在不同的放电初始条件下, 流注头部电场强度、流注发展速度、电子平均能量等参数的时空演化表现出明显差异。击穿过程受针电极形状、针板间距、外加电压、气体压强等因素影响并呈现如下规律: 减小针电极直径、头部曲率半径或针板间距, 以及提高电压, 均能增大流注头部电场强度并加快流注发展; 增大气体压强, 会使流注头部电场强度增大, 电子平均能量减小, 流注发展减慢。研究结果可以为静电火花感度试验装置的设计提供一定的理论依据。

关键词: 静电感度; 流注放电; 针板电极; 数值模拟

中图分类号: TJ450.6 文献标识码: A DOI: 10.3969/j.issn.1003-1480.2024.02.014

Simulation and Analysis of Air Short Gap in Needle Plate Electrode Breakdown Process in Electrostatic Spark Sensitivity Instrument

SHI Shuang-hui, JIA Wen-xiao, LIN Qing-hua

(National Key Laboratory of Transient Physics in Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, 210094)

Abstract: In order to investigate the breakdown characteristics of the needle plate electrode gap in the electrostatic spark sensitivity instrument, a fluid dynamics-chemical reaction hybrid model was established based on the streamer discharge theory, and the breakdown discharge process of the needle plate electrode gap was numerically simulated. The results show that under different initial discharge conditions, the spatiotemporal evolution of parameters such as the electric field strength at the streamer head, the development speed of the streamer, and the average energy of electrons exhibit significant differences. The breakdown process is influenced by factors such as needle electrode shape, needle plate spacing, applied voltage and gas pressure, and follows the rules: reducing the needle electrode diameter, head curvature radius, or needle plate spacing, and increasing the applied voltage, the electric field strength of the streamer head can be enhanced and the development of the streamer can be accelerated; increasing the gas pressure will increase the electric field strength at the head of the streamer, reduce the average energy of electrons, and slow down the development of the streamer. The results can provide a theoretical basis for the design of the electrostatic spark sensitivity test device.

Key words: Electrostatic spark sensitivity; Streamer discharge; Needle plate electrode; Numerical simulation

静电放电是火炸药生产领域重点关注的一项安全风险和储运造成重大安全隐患^[1-3]。多年以来, 静电感度和最小点火能量被用来表征火炸药在静电放电火花全风险要素, 放电火花的引燃引爆效应对火炸药的生

收稿日期: 2023-11-01

作者简介: 石双慧(1999-), 女, 在读硕士研究生, 主要从事高电压技术研究。

通讯作者: 林庆华(1976-), 男, 副研究员, 主要从事电磁流体力学及其应用技术研究。

引用本文: 石双慧, 贾文霄, 林庆华. 静电火花感度仪中针板电极间隙击穿过程的仿真与分析[J]. 火工品, 2024(2): 76-85.

作用下发生燃烧或爆炸的难易程度^[4]。尽管国内外已制定了一系列标准来指导和规范火炸药静电火花感度的测定,对试验装置、试验流程和数据处理等方面提出了基本要求,但针对同一种药剂,不同仪器和操作人员获得的测定结果仍会有差别,这给火炸药静电安全特性的准确评估带来困难。导致这一问题的根本原因是静电放电火花与含能材料的作用机理非常复杂,放电过程受到试验装置、环境条件和药剂理化特性的多重影响,使得点火能量的直接测量结果带有随机特征。

为了提高静电火花感度测量的准确性、客观性和可信性,有必要对静电火花的产生过程和对含能药剂的作用过程进行深入研究,进一步厘清静电火花试验的影响因素,为静电火花感度仪的设计和改进行提供思路。Roux 等^[5]研究了静电火花与火炸药的相互作用,认为静电火花的电能转换成热能,使得火炸药温度升高到临界值时发生爆炸。李志敏等^[6]研究了火工品药剂的静电性能在不同测试条件下的差异,发现静电火花感度随温度的升高、湿度的降低、粒度的减小而增大。李志鹏^[7]研究了炸药密实程度对静电击穿的影响规律,提出了炸药静电放电作用过程的物理图像和机制,并对炸药静电击穿以及热传递过程进行了模拟。Huang 等^[8]通过实验研究了静电放电引起的冲击和等离子体对含能材料粉末的影响。范鑫辰等^[9]研究了气压、温度和气体种类对静电击穿特性的影响,认为静电火花主要通过焦耳热能对火炸药产生作用。Li 等^[10]研究了电极间隙、电极形状、压力和气体组分等参数对静电火花放电特性的影响,分析了火花放电过程中电压、电流、能量和功率的动态过程。目前,国内外已经对静电火花与火炸药相互作用的宏观现象进行了大量研究,但受到实验测量条件的限制,对瞬态和微观过程的了解有所不足。

对于火炸药静电感度的测定,目前国内外的普遍做法是将点火结果视作概率事件,通过对多次静电发火试验的数理统计得到静电放电能量与火炸药响应概率的关系。静电感度试验的随机性来源于放电装置、药剂、环境等多个方面。即使不考虑药剂的影响,静电放电过程本身的参数(击穿电压、电流、电场、磁

场、峰值、弧长、上升斜率等)也难以达到较高的重复性和一致性^[11]。

静电火花放电过程起始于电极间隙的击穿,与电场强度、电极结构、间隙距离和气压、温度等因素密切相关。目前,国内外对高压放电形成机制的研究主要基于 Millikan 提出的流光理论^[12]。Meek 等人在此基础上,对火花放电过程中的各种因素进行分析、归纳和总结,得到 Meek 理论^[13],认为放电间隙的强电场加速电子,形成主电子崩。该理论已被广泛用于电晕、火花、雷电等多种放电现象的分析和放电过程模拟。牛海清等^[14]研究了不同外加电压、针-板间隙距离、初始粒子数密度条件下的电晕放电特性。Plewa 等^[15]模拟了电晕放电的发展过程。张钊棋等^[16]研究了大气压下温度对针板空气间隙流注放电的影响。Shurenkov 等^[17]模拟了球形电极之间的空气火花放电。Chen 等^[18]研究了大气压空气中点到面的流注到火花的转变。韩梦婷^[19]研究了流注放电机制,模拟了大气压下的针-板短间隙流注放电过程。Ohsawa^[20]建立了大气压下静电火花放电的动力学模型,探讨了静电火花放电将静电能量转化为气体能量的能量传递机制。Dvonč 等^[21]为了阐明流注到火花转变的机制,对瞬态火花放电特性进行了建模和分析。这些工作为探究静电感度仪火花放电的瞬态和微观过程提供了思路。

由于静电火花放电过程涉及多种微观粒子的复杂反应,难以对其进行精细和全面的试验诊断,因此,通过流体动力学-化学反应混合模型来细致刻画静电火花的形成和发展过程,可以从理论层面建立起电极结构、放电参数等宏观参量与电子密度、电场强度、电子能量等微观参量间的联系,一方面可用于研究火花放电过程对相关参量的敏感程度,以寻找静电放电参数低重复性的原因;另一方面可获得静电火花物理参量的分布及时空演化,用于进一步研究静电火花与火炸药的相互作用机理。

本文以火炸药的静电火花感度评估为研究背景,采用有限元软件 COMSOL Multiphysics 建立了静电感度仪针板电极间隙的流注放电计算模型,模拟了火花放电通道的形成过程,得到了静电火花的时空尺度,以及放电条件对火花形成过程的影响规律,为静电感

度试验装置的设计与改进提供理论参考。

1 数学物理模型

1.1 基本假设

假设静电火花感度仪针板电极放电过程按如下方式进行：电极之间的间隙在强电场的作用下首先产生弱电离，形成电晕放电，随着电极两端的电压继续升高，电子崩增强并形成流注，使间隙击穿形成放电通道，放电形式变为火花放电。

建立的计算模型基于连续介质假设，将空气中的放电粒子等效为电子、正离子和负离子，并通过耦合粒子连续性方程、电子能量密度的漂移扩散方程与泊松方程来求解这些粒子以及空间电场的分布特性，模拟得到流注放电的发展过程^[22-24]。

另外，对计算模型提出如下假设：（1）忽略空间光电离的作用；（2）忽略正负离子和中性粒子的动量守恒方程；（3）电子能量分布函数服从麦克斯韦分布；（4）假设与系统中任何的宏观变化相比，粒子动量和能量的平衡时间相对较小；（5）考虑电子碰撞反应、体反应、表面反应；（6）忽略温度、压强等对非电子碰撞反应的影响，将反应速率系数近似认为是常数。

1.2 控制方程

1.2.1 粒子连续性方程

描述粒子运动的连续性方程为^[25]：

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_e \mu_e E - D_e \nabla n_e) = R_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_p \mu_p E - D_p \nabla n_p) = R_p \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_n \mu_n E - D_n \nabla n_n) = R_n \quad (3)$$

式（1）~（3）中： n_e 、 n_p 、 n_n 分别为电子密度、正离子密度、负离子密度； E 为电场强度； μ_e 、 μ_p 、 μ_n 分别为电子迁移率、正离子迁移率、负离子迁移率； D 为扩散系数； t 为时间； R_e 、 R_p 、 R_n 分别为电子源项、正离子源项和负离子源项。 R_e 为放电过程产生的新的电子源：

$$R_e = \sum_{j=1}^M x_j k_j N_n n_e \quad (4)$$

式（4）中： M 为所有包含电子产生和减少的化学反应数之和； x_j 为生成物质的摩尔分数； N_n 为所有中性粒子的密度之和； k_j 为反应速率系数，通过计算反应横截面数据，得到：

$$k_j = \gamma \int_0^{\infty} \varepsilon \sigma_j(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (5)$$

式（5）中： ε 为电子能量； σ 为电子碰撞反应横截面； f 为麦克斯韦电子能量分布函数。

1.2.2 电子能量密度的漂移扩散方程

电子能量密度随时间和空间的变化用漂移扩散方程描述：

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_\varepsilon \mu_\varepsilon E - D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon) = S_{en} \quad (6)$$

式（6）中： n_ε 为电子能量密度； D_ε 为电子能量扩散系数； μ_ε 为电子能量迁移率； S_{en} 为电子能量损耗，即所有化学反应的碰撞能量损耗之和：

$$S_{en} = \sum_{j=1}^P x_j k_j N_n n_e \Delta \varepsilon_j \quad (7)$$

式（7）中： P 为所有包含电子能量损耗的化学反应数之和； $\Delta \varepsilon_j$ 为反应 j 能量损耗的大小。

1.2.3 泊松方程

空间电场分布用泊松方程描述。将粒子连续性方程与泊松方程耦合，可以得到空间粒子分布对场强的影响。

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla^2 \varphi = -e(n_p - n_e - n_n) \quad (8)$$

$$E = -\nabla \varphi \quad (9)$$

式（8）~（9）中： ε_0 为真空介电常数； ε_r 为空气相对介电常数； e 为电子元电荷； φ 为电势。

1.3 化学反应模型

空气等离子体化学反应模型用于描述空气中等离子体化学反应动力学和能量转移。空气中的组分复杂，仿真的局限性使其难以包含空气中所有粒子的反应^[26]。因此，只考虑空气中占比较高的氮气和氧气，即80%的 N_2 和20%的 O_2 ，采用Pancheshnyi提出的简化空气流注放电化学反应模型^[27]，模型中考虑电子与重粒子之间的碰撞反应以及粒子与粒子之间的反应，如表1所示。

表1中R1~R6为电子碰撞反应，包括弹性碰撞、电离和激发反应，反应系数 $f(\varepsilon)$ 通过BOLSIG+软件计

算得到；R7~R17为电荷在粒子间的转移、正负粒子的复合以及中性粒子之间的反应，反应速率常数来自文献[27]，其中二体和三体反应的反应速率单位分别为 $\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ 、 $\text{m}^6\cdot\text{s}^{-1}$ 。

表1 空气流注放电化学反应模型

序号	反应表达式	反应系数	$\Delta\varepsilon/\text{eV}$
R1	$\text{N}_2+\text{e}\Rightarrow\text{N}_2^++2\text{e}$	$f(\varepsilon)$	15.6
R2	$\text{N}_2+\text{e}\Rightarrow\text{N}_2+\text{e}$	$f(\varepsilon)$	0.02
R3	$\text{N}_2+\text{e}\Rightarrow\text{N}_2+\text{e}$	$f(\varepsilon)$	-
R4	$\text{O}_2+\text{e}\Rightarrow\text{O}_2^++2\text{e}$	$f(\varepsilon)$	12.06
R5	$\text{O}_2+\text{e}\Rightarrow\text{O}_2+\text{e}$	$f(\varepsilon)$	0
R6	$\text{O}_2+\text{e}\Rightarrow\text{O}_2+\text{e}$	$f(\varepsilon)$	-
R7	$\text{N}_2^++\text{N}_2+\text{O}_2\Rightarrow\text{N}_4^++\text{O}_2$	5×10^{41}	-
R8	$\text{N}_2^++\text{N}_2+\text{N}_2\Rightarrow\text{N}_4^++\text{N}_2$	5×10^{41}	-
R9	$\text{N}_4^++\text{O}_2\Rightarrow\text{O}_2^++\text{N}_2+\text{N}_2$	2.5×10^{16}	-
R10	$\text{N}_2^++\text{O}_2\Rightarrow\text{O}_2^++\text{N}_2$	6.0×10^{17}	-
R11	$\text{O}_2^++\text{O}_2+\text{N}_2\Rightarrow\text{O}_4^++\text{N}_2$	2.4×10^{42}	-
R12	$\text{O}_2^++\text{O}_2+\text{O}_2\Rightarrow\text{O}_4^++\text{O}_2$	2.4×10^{42}	-
R13	$\text{O}_2+\text{O}_4^+\Rightarrow 3\text{O}_2$	1×10^{13}	-
R14	$\text{O}_2+\text{O}_4^++\text{O}_2\Rightarrow 3\text{O}_2+\text{O}_2$	2×10^{37}	-
R15	$\text{O}_2+\text{O}_4^++\text{N}_2\Rightarrow 3\text{O}_2+\text{N}_2$	2×10^{37}	-
R16	$\text{O}_2+\text{O}_2^++\text{N}_2\Rightarrow 2\text{O}_2+\text{N}_2$	2×10^{37}	-
R17	$\text{O}_2+\text{O}_2^++\text{O}_2\Rightarrow 2\text{O}_2+\text{O}_2$	2×10^{37}	-

1.4 边界条件

等离子体内的电子运动到负极板表面上时，存在电子损耗，因此在计算时考虑阴极上的热通量以及阴极表面的二次电子发射过程。电子在阴极上满足的通量边界条件为：

$$\Gamma_e \cdot n = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left(\frac{1}{2} v_{e,th} n_e \right) - [\sum_j \gamma_j (\Gamma_j \cdot n) + \Gamma_i \cdot n] \quad (10)$$

以及电子能量通量方程：

$$\Gamma_\varepsilon \cdot n = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left(\frac{5}{6} v_{e,th} n_e \right) - [\sum_j \gamma_j (\Gamma_j \cdot n) + \varepsilon_j \cdot (\Gamma_i \cdot n)] \quad (11)$$

式(10)~(11)中： Γ_e 为边界上的电子通量； Γ_ε 为边界上的电子能量通量； r_e 为经典二次电子反射系数； γ_j 为二次电子发射系数； ε_j 为二次电子平均能量； Γ_j 为离子在边界上的通量； Γ_i 为热场辐射电子通量； n 为边界通量单位法向量； $v_{e,th}$ 为电子热运动速度，即：

$$v_{e,th} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (12)$$

式(12)中： k_B 为 Boltzmann 常数； T_e 为电子温度； m_e 为电子质量。

电子在阳极处的边界条件仅考虑热电子通量：

$$\Gamma_e \cdot n = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left(\frac{1}{2} v_{e,th} n_e \right) \quad (13)$$

以及电子能量通量方程：

$$\Gamma_\varepsilon \cdot n = \frac{1-r_e}{1+r_e} \left(\frac{5}{6} v_{e,th} n_e \right) \quad (14)$$

电极处的离子通量可设置为：

$$\Gamma_j \cdot n = \frac{1}{4} v_{j,th} n_j \quad (15)$$

式(15)中： Γ_j 为正、负离子在边界上的通量； n_j 为离子数密度； $v_{j,th}$ 为离子的热运动速度，即：

$$v_{j,th} = \sqrt{\frac{8k_B T_j}{\pi m_j}} \quad (16)$$

中性粒子的边界通量条件为：

$$\Gamma_n \cdot n = \frac{1}{4} v_{n,th} n_n \quad (17)$$

式(17)中： Γ_n 为中性粒子在边界上的通量； n_n 为中性粒子数密度； $v_{n,th}$ 为中性粒子的热运动速度，即：

$$v_{n,th} = \sqrt{\frac{8k_B T_n}{\pi m_n}} \quad (18)$$

在求解域的开放边界，使用零电荷边界条件：

$$-n \cdot D = 0 \quad (19)$$

以及绝缘边界条件：

$$-n \cdot \Gamma_e = 0 \quad (20)$$

$$-n \cdot \Gamma_\varepsilon = 0 \quad (21)$$

2 仿真模型

2.1 计算区域

针板电极短空气隙放电的物理模型如图1所示。

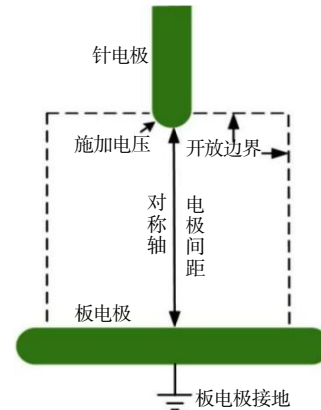


图1 针板电极短空气隙放电物理模型
Fig.1 Physical model of short air gap discharge of needle plate electrodes

2.2 网格划分

火花放电等离子体的模拟涉及很小的时空尺度以及大量的化学反应，网格划分既要考虑物理约束，又要考虑数值约束，包括：(1) 德拜长度——等离子体电中性条件成立的最小空间尺度^[28]；(2) 电子平均自由程——电子发生一次碰撞所经历的平均路程；(3) CFL 准则——电子单步时间内运动的距离。网格尺寸应小于德拜长度，大于电子平均自由程和 CFL 准则^[29]。

已有的研究表明，针板电极间隙中的流注放电主要发生在沿轴向很小的范围之内^[30]，此区域内的电子密度和电场强度的变化速度极快，需要使用加密网格的方式提高计算精度。

为了保证计算的准确度并提高计算效率，本文采用试探法进行网格划分，即选取一定的网格进行细化，当两次计算结果相差 0.5% 时停止细化。轴对称模型的网格划分如图 2 所示。

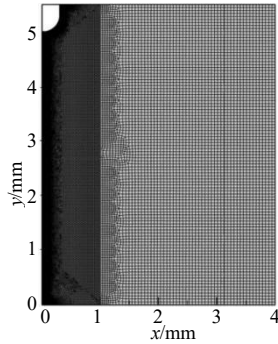


图2 网格划分图
Fig.2 Grid plot

对流注放电区域采用自由三角形细网格，最大单元大小为 0.03 mm，三角形网格单元数目为 56 426；边界最大单元大小为 0.004 mm，边单元网格数目为 1 724；开放区域则采用自由四边形粗网格，最大单元大小为 0.055 mm，四边形网格单元数目为 6 373。

3 模型验证

流注发展过程非常迅速，通常在几纳秒到几十纳秒完成^[31]，图 3 为日本学者 Ryo Ono 利用高速摄像系统拍摄的 5 mm 针板电极间隙流注放电过程的图像^[32]。本文使用和 Ryo Ono 相同的条件进行仿真，针尖半径为 0.3 mm，板电极半径为 4 mm，电极间距为 5 mm，

给针电极施加电压幅值为 24 kV 的双指数电压波，板电极接地，环境温度为 300 K，气体压强为 101 325 Pa (1 atm)，根据研究和观测数据，地球表面空气标准状态下的初始电子浓度为 10^{12} m^{-3} ，初始正、负离子浓度为 10^{11} m^{-3} ，中性粒子 N_2 的初始摩尔分数为 0.8， O_2 的初始摩尔分数设置为来自质量约束。得到的流注发展的电子密度时空分布如图 4 (a) 所示；电场强度时空分布如图 4 (b) 所示。

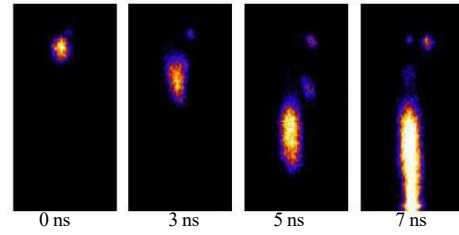
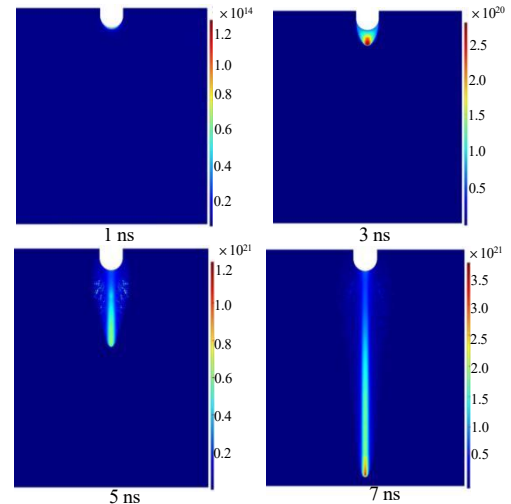
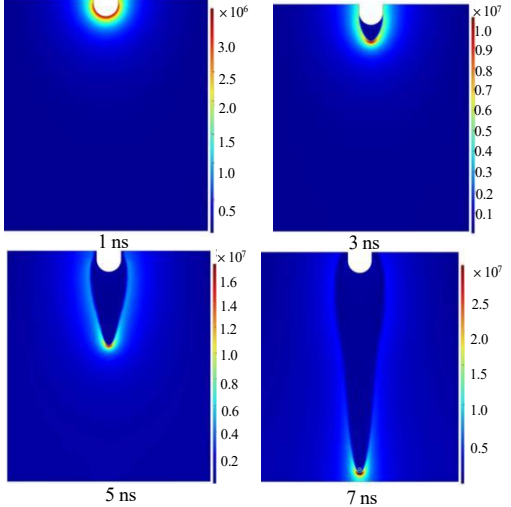


图3 Ryo Ono 流注放电图像照片

Fig.3 Ryo Ono streamer discharge image photo



(a) 电子密度时空分布 (单位: m^{-3})



(b) 电场强度时空分布 (单位: $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$)

图4 流注过程仿真结果

Fig.4 Simulation results of the streamer process

由图4的仿真结果可知,流注放电的过程可分为3个阶段:起始-发展-贯穿。由图4可见,1 ns时,针电极附近的电子密度增加,空间电场发生畸变,电极之间的间隙产生弱电离,形成电晕放电。3 ns时,电子密度急剧增加,电场强度大于击穿电场时,大量的正离子和负离子形成等离子体,即形成流注通道。3~7 ns时,电子密度进一步增加,在空间畸变电场和外加电场的作用下,流注头部的正离子向阴极移动,使流注通道进一步向负极板发展,直至贯穿整个间隙。

为验证计算结果的合理性,综合比较:(1)流注半径;(2)流注发展速度;(3)电子密度;(4)电场强度。

对于流注半径,文献[33]给出了定义流注通道半径的方法,即将最大电子密度的10%定义为流注通道边界的电子密度值。由图4(a)可知,7 ns时,流注头部的电子密度即最大电子密度值为 $3.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$,因此流注通道边界的电子密度值为 $3.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$,取此值画等值线,得到流注通道如图5所示。

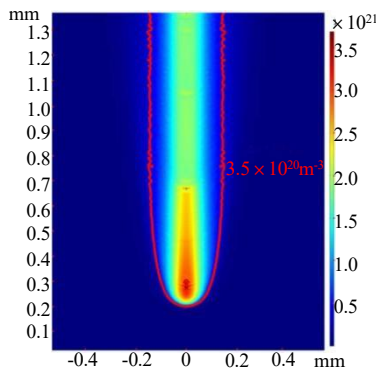


图5 $t=7\text{ns}$ 时流注通道

Fig.5 Discharge channel of streamer when $t = 7 \text{ ns}$

由图5可知,仿真得到的流注通道半径约为0.2 mm,与图3中Ryo Ono实验得到的流注通道半径0.2 mm保持一致。

对于流注发展速度,仿真得到的不同阶段的流注发展平均速度如表2所示,可以看到,随着流注与板电极不断接近,流注发展速度不断增大。

表2 不同阶段的流注发展平均速度

Tab.2 Average speed of streamer development at different time periods

时间段 /ns	流注发展距离 /mm	流注平均速度 $\times 10^5 /(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$
0~3	0.5	1.67
3~6	2.3	7.67
6~7	2.2	22.00
0~7	5.0	7.14

从表2可见,随着流注的不断发展,相同时间内流注发展的长度增加,即流注发展速度随着流注头部与板电极的距离的减小而增大。流注发展速度的发展规律与Ryo Ono的实验结果相符,且流注贯穿整个间隙的时间为7 ns,与Ryo Ono实验得到的7 ns保持一致。

文献[25]、[33]和[34]为验证流注放电的有限元-通量校正传输(FE-FCT)算法,曾针对Ryo Ono的实验进行过数值模拟。

对于电子密度,由图4(a)可见,流注头部的电子密度最大,并且在流注向阴极发展的过程中逐渐增大,电子密度的发展规律与文献[33]相符;流注头部在到达板电极时,本文计算的电子密度为 $3.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$,与文献[34]给出的 $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 基本一致。

对于电场强度,图6为沿针板电极间隙轴线的电场强度时空分布,其中横坐标 d 为流注头部与负极板的距离。

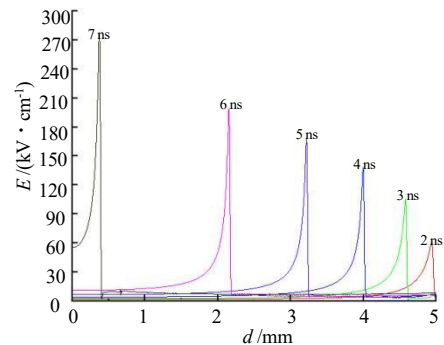


图6 不同时刻轴向电场强度分布

Fig.6 Axial electric field intensity distribution at different times

从图6中可见,流注头部的电场强度最大,并且在流注向负极板发展的过程中逐渐增大,针板电极轴线上的任意一点,在流注头部通过后,场强快速减小。电场强度的发展规律与文献[25]相符,而且流注头部场强在接近板电极时约为 $275 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$,与文献[25]给出的 $250 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 基本一致。

4 仿真结果分析

根据GJB 5891.27-2006 火工品药剂试验方法第27部分:静电火花感度试验[35],采用前面所述的模型,将电压改为10 kV,针板间隙为4 mm,针电极半径为

0.5 mm, 得到针板间隙轴线上的电场强度时空分布, 如图 7 所示。电场强度在流注到达负极板时达到 $220 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 需要 11.8 ns 贯穿整个间隙, 流注发展的平均速度为 $3.39 \times 10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。以此为基准, 研究电压、电极间隙、电极形状和电极间距对流注发展速度、场强分布的影响。

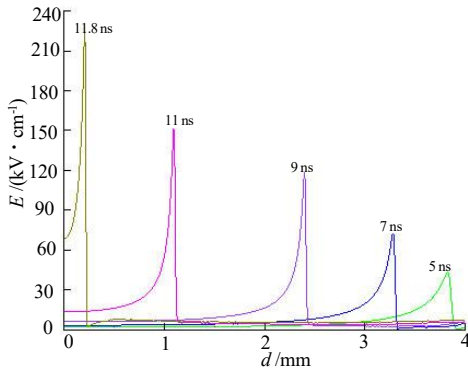


图 7 不同时刻轴向电场强度分布

Fig.7 Axial electric field intensity distribution at different times

4.1 外加电压的影响

电压 10, 15 kV, 针板间隙为 4 mm, 针电极半径为 0.5 mm, 计算得到的针板间隙轴线上的电场强度时空分布如图 8 所示。

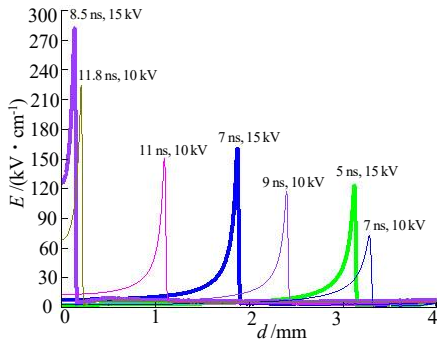


图 8 不同外加电压下不同时刻轴向电场强度分布

Fig.8 Axial electric field intensity distribution at different times under different applied voltages

由图 8 可知, 增大外加电压的幅值, 电场强度增大。电压幅值为 15 kV 时, 流注头部到达板电极时的电场强度约为 $280 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 比电压幅值为 10 kV 时大 $60 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。导致场强增大的原因是: 增大外加电压, 使电场强度增大, 空气中的粒子发生电离的强度增加, 会电离出更多的电子, 空间电场随空间电荷数的增加而进一步发生畸变, 从而导致流注头部电场强度增大。

当施加 15 kV 电压时, 只需要 8.5 ns 即可贯穿整个间隙, 流注发展的平均速度为 $4.71 \times 10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 远大于 10 kV 电压时的发展速度。这是由于当外加电压

增大时, 电场强度也增大, 电子在电场力的作用下会更快地从阴极运动到阳极, 且增大外加电压使电子平均能量增大, 与气体分子碰撞时更容易发生电离, 从而产生更多的自由电子, 加快电子密度的增加速度, 进而加快流注的发展速度。同时, 增大外加电压可以提供更大的电场力, 加快正离子的运动速度, 增强电子与正离子的分离效应, 加快畸变电场的形成, 进一步促进流注发展的速度。

4.2 电极形状的影响

4.2.1 针电极半径的影响

电压为 10 kV, 针板间隙 4 mm, 针电极半径为 0.5, 0.7 mm, 仿真得到的针板间隙轴线上的电场强度时空分布如图 9 所示。

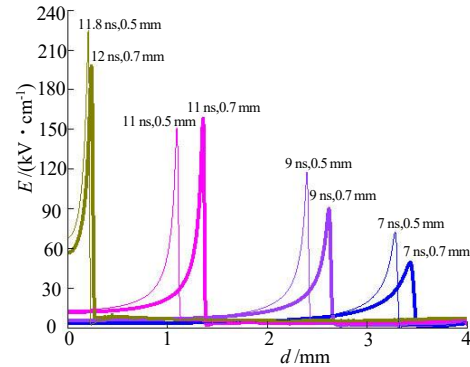


图 9 不同针电极直径下不同时刻轴向电场强度分布

Fig.9 Axial electric field intensity distribution at different times with different needle electrode diameters

由图 9 中可见, 针电极半径为 0.7 mm 时, 流注头部到达负极板时电场强度为 $200 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 比针电极半径为 0.5 mm 时小 $20 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。增加针电极的半径使得流注头部的电场强度减小, 电离强度减小, 电离出的电子数减少, 更少的空间电荷引起更小的空间电场畸变, 减小的电场强度又会进一步减弱流注头部的电离强度, 从而导致电子密度的增加速度降低。由于这种循环效应的存在, 随着针电极半径的增大, 流注头部到达负极板时的电场强度减小。

针电极半径为 0.7 mm 时需要 12 ns 贯穿整个间隙, 流注发展的平均速度为 $3.48 \times 10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 比针电极半径为 0.5 mm 时偏慢。针电极半径的增加会导致电场在针电极附近分布更为均匀, 电场强度减小, 电场力对电子的驱动作用减弱, 从而使电子运动速度减慢, 电子能量降低, 与气体分子碰撞引起电离的几率降低。电离强度减小, 电子密度的增加速度降低, 导致流注

发展速度比小针电极半径时偏慢。

4.2.2 针电极曲率半径的影响

将针电极改为椭圆形式, 针尖曲率半径为 0.125 mm, 仿真得到的针板间隙轴线上的电场强度时空分布如图 10 所示。

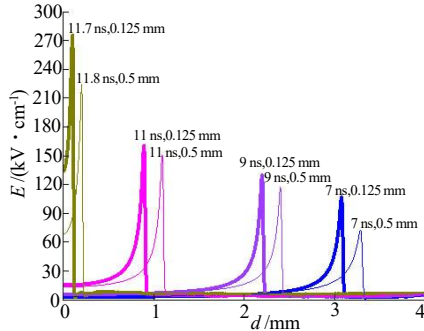


图 10 不同针电极头部曲率半径下不同时刻轴向电场强度分布

Fig.10 Axial electric field intensity distribution at different times with different head curvature radiuses of needle electrode

由图 10 可见, 当针尖曲率半径为 0.125 mm 时, 在流注到达负极板时电场强度达到 $275 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 比针尖曲率半径为 0.5 mm 时大 $55 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。这是因为较小的曲率半径导致电场更加集中, 针电极头部电场强度增加, 电离强度增加, 产生的电子数比大曲率半径时多, 由这些电荷导致的空间畸变电场也增大, 而电场的增大又会导致流注头部电离强度增大, 从而增大电子密度, 如此循环使得减小针尖曲率半径时流注头部电子密度和电场强度均增大。

当针尖曲率半径为 0.125 mm 时, 流注需要 11.7 ns 贯穿整个间隙, 流注发展的平均速度为 $3.42 \times 10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 比针电极直径为 0.5 mm 时略微偏快。较小的曲率半径使电场在针尖附近更为集中, 使得电场强度增大, 电场力对电子的作用增强, 从而加速了电子运动, 使电子具有更高的能量, 与气体分子碰撞引起电离的几率增大, 产生的自由电子数增多, 电子密度增加的速度更大, 从而导致流注发展速度相比大曲率半径时偏快。

4.3 气体压强的影响

将气体压强调整为 $151\,987.5 \text{ Pa}$ (1.5 atm), 仿真得到的针板间隙上的电场强度时空分布如图 11 所示。由图 11 可见, 当气体压强为 $151\,987.5 \text{ Pa}$ (1.5 atm) 时, 流注头部到达板电极时的电场强度约为 $260 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 比气体压强为 $101\,325 \text{ Pa}$ (1.0 atm) 时大 40

$\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。这是由于增大压强会使单位体积的气体分子数增加, 电子的平均自由程和电子迁移率减小, 电子碰撞的几率增加, 进而促进了气体放电, 使电场强度增加。

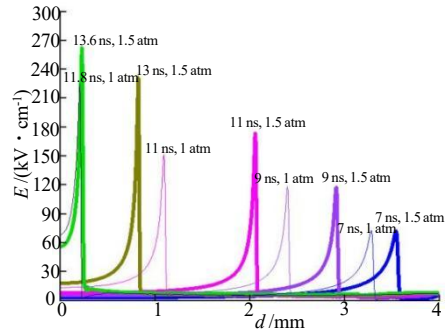


图 11 不同气体压强下不同时刻轴向电场强度分布
Fig.11 Axial electric field intensity distribution at different times under different gas pressures

在 $151\,987.5 \text{ Pa}$ (1.5 atm) 下, 流注需要 13.6 ns 贯穿整个间隙, 流注发展的平均速度为 $2.94 \times 10^5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 比 $101\,325 \text{ Pa}$ (1.0 atm) 时偏慢。这是由于增大气体压强使得电子迁移率减小, 电子的运动速度减慢, 单位时间内电子与分子的碰撞次数增多, 即碰撞频率增加, 电子运动过程中的能量损失增大, 与气体分子碰撞引起电离的几率减小, 产生的自由电子数减少, 从而使流注发展速度减慢。

两种压强下的轴向电子平均能量分布如图 12 所示。

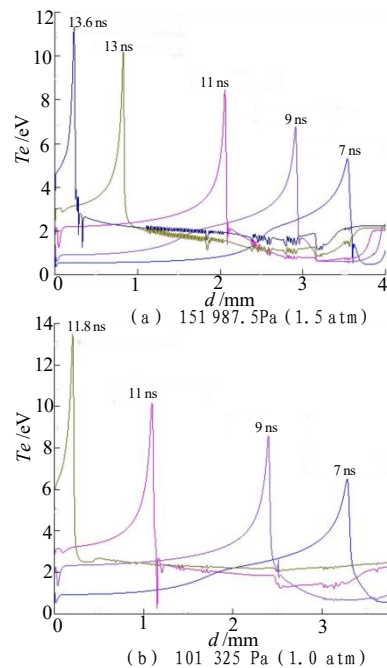


图 12 两种气体压强下不同时刻轴向电子平均能量分布
Fig.12 Average axial electron average energy distribution at different times under two gas pressures

对比图 12 (a) 和 12 (b), 可见 151 987.5 Pa (1.5 atm) 下的电子平均能量比 101 325 Pa (1.0 atm) 下的低。这是由于当气体压强增大时, 气体分子浓度增加, 电子与气体分子之间的碰撞频率增加, 导致电子的平均自由程减小。同时, 电子迁移率是气体压强的函数, 增大气体压强, 会导致电子迁移率减小。受这两种因素的共同作用, 电子在运动过程中的能量损失增大, 因此电子的平均能量减小。

4.4 针板电极间距的影响

改变针板电极的间距, 研究电极间距对流注发展速度的影响。不同电极间距下流注头部发展到 2 mm 时所需要的时间, 以及流注发展的平均速度如表 3 所示。

表 3 不同电极间距的流注发展平均速度
Tab.3 Average speed of streamer development with different electrode gaps

电极间距/mm	流注发展时间/ns	流注平均速度 $\times 10^5 / (\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$
2	7.8	2.56
3	8.9	2.25
4	9.7	2.06

由表 3 可见, 随着电极间距的增加, 流注头部到达 2 mm 处的时间逐渐增加, 流注发展的平均速度减小。这是因为当电极间距增大时, 相同的电压差分布在更大的距离上, 导致流注头部的电场强度减小, 电离强度减弱, 需要更长的时间才能电离出足够畸变空间电场的电荷, 从而导致流注发展的速度减小。

5 结论

通过本文建立的流体动力学-化学反应混合模型, 可以模拟出流注放电的发展过程, 得到针板电极间隙击穿的时间尺度和空间尺度, 以及不同时刻的电场强度分布、电子密度分布以及流注发展速度等结果。通过计算, 得到各种因素对击穿过程的影响规律如下:

- (1) 增大外加电压, 流注头部电场强度增大, 流注的发展速度增大;
- (2) 增大针电极半径, 流注头部电场强度减小, 流注的发展速度减小;
- (3) 减小针电极曲率半径, 流注头部电场强度增大, 流注的发展速度增大;
- (4) 增大气体压强, 电场强度增大, 电子平均能量减小, 流注发展速度减小;

- (5) 增大电极间距, 流注发展速度减小。

针板间隙的击穿过程比较复杂, 受到很多因素的影响, 本文只考虑了其中一些主要部分, 未来可尝试考虑更多因素, 建立更精确、更全面的理论模型, 以深入理解流注放电的形成机制和特性。

参考文献:

- [1] 孙铭泽, 王艳平, 罗太明, 等. 火炸药静电感度试验数理统计方法分析与优化[J]. 火炸药学报, 2023, 46(3): 266-274.
- [2] 李瑞, 李明, 解煜晨, 等. 火工药剂静电火花试验仪校准方法研究[J]. 火工品, 2021(4): 56-60.
- [3] Korytchenko K, Tomashevskiy R, Varshamova I, et al. Challenges of energy measurements of low-energy spark discharges[C]//2020 IEEE KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek). IEEE, 2020: 421-424.
- [4] 马峰. 火炸药生产中的静电危害及其防护[J]. 安防科技: 安全经理人, 2004(5): 44-45.
- [5] Auzanneau M, Roux M. Electric spark and ESD sensitivity of reactive solids (primary or secondary explosive, propellant, pyrotechnics). part II: energy transfer mechanisms and comprehensive study on E_{50} [J]. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1995, 20(2): 96-101.
- [6] 李志敏, 周铭锐, 张同来, 等. 斯蒂芬酸铅的静电危险性研究[J]. 兵工学报, 2013, 34(8): 958-964.
- [7] 李志鹏. 低密实 PETN 炸药静电放电响应特性及机制研究[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2018.
- [8] Huang C, Schoenitz M, Dreizin E L. Ignition of zirconium powders placed near an electrostatic discharge[J]. Combustion and Flame, 2021(226): 1-13.
- [9] 范鑫辰, 罗志龙, 徐浩铭, 等. 静电防护用典型气体的放电特性及其机理[J]. 西安交通大学学报, 2021, 55(6): 77-83.
- [10] Li X, Bi M, Zhang Z, et al. Experimental study on electrostatic spark discharge under different electrode parameters, pressure and gas component[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2023(82): 105 001.
- [11] 孟洋, 阮方鸣, 庄宁. 静电放电参数低重复特性分析[J]. 贵州师范大学学报(自然科学版), 2013, 31(1): 67-71.

- [12] Loeb L B. Statistical factors in spark discharge mechanisms[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1948, 20(1): 151-160.
- [13] Meek J M. A theory of spark discharge[J]. *Physical Review*, 1940, 57(8): 722-728.
- [14] 牛海清, 徐乐平, 李小潇, 等. SF₆ 气体正极性电晕放电特性仿真研究[J]. *高电压技术*, 2021, 47(11): 4 063-4 071.
- [15] Plewa J M, Eichwald O, Ducasse O, et al. 3D streamers simulation in a pin to plane configuration using massively parallel computing[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2018, 51(9): 095 206.
- [16] 张钊棋, 宋辉, 代杰杰, 等. 大气压下温度对针板空气间隙流注放电影响的仿真研究[J]. *中国电机工程学报*, 2021, 41(8): 2 929-2 939.
- [17] Shkurenkov I, Adamovich I V. Energy balance in nanosecond pulse discharges in nitrogen and air[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2016, 25(1): 015 021.
- [18] Chen X, Zhu Y, Wu Y. Modeling of streamer-to-spark transitions in the first pulse and the post discharge stage[J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2020, 29(9): 095 006.
- [19] 韩梦婷. 基于数值模拟的流注放电机制研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2022.
- [20] Ohsawa A. A kinetic model for the electrostatic spark discharge in atmospheric-pressure air[C]//*Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, 2019, 1 322(1): 012 010.
- [21] Dvonč L, Janda M. Study of transient spark discharge properties using kinetic modeling[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2015, 43(8): 2 562-2 570.
- [22] 宗丽君. 纳秒脉冲放电等离子体能源小分子转化的实验与数值模拟研究[D]. 济南: 山东师范大学, 2023.
- [23] 蔡普申, 吕玉祥, 王启银, 等. 正负极性棒-板间隙放电流注特性的研究[J]. *数学的实践与认识*, 2015, 45(13): 146-152.
- [24] 王成江, 涂鸣麟, 方洋洋, 等. 初始种子电子团对短空气间隙流注放电行为的影响[J]. *绝缘材料*, 2019, 52(1): 57-62.
- [25] Georghiou G E, Papadakis A P, MORROW R, et al. Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production[J]. *Journal of Physics D*, 2005, 38(20): R303-R328.
- [26] 程鹤. 基于流体模型的大气压非热等离子体应用基础研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2019.
- [27] Pancheshnyi S, Nudnova M, Starikovskii A. Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation[J]. *Physical Review E*, 2005, 71(1): 016 407.
- [28] 黄文同. 大气压毛细管内等离子体射流特性及应用研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2009.
- [29] 赵志航. 低温次大气压典型电场分布下的空气放电特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨理工大学, 2023.
- [30] 赵志航, 魏新劳, 姚远航, 等. 低温次大气压不均匀电场空气流注放电特性研究[J]. *中国电机工程学报*, 2023, 43(10): 4 034-4 045.
- [31] 赵一帆, 涂鸣麟, 梅侣松, 等. 棒极外形对SF₆棒-板短间隙流注放电特性的影响[J]. *绝缘材料*, 2020, 53(2): 84-90.
- [32] Ono R, Oda T. Ozone production process in pulsed positive dielectric barrier discharge[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2006, 40(1): 176-182.
- [33] 张赞, 曾嵘, 黎小林, 等. 大气中短空气间隙流注放电过程数值仿真[J]. *中国电机工程学报*, 2008, 28(28): 6-12.
- [34] 彭庆军, 司马文霞, 杨庆, 等. 初始电子浓度对空气中针板间隙正极性流注放电的影响[J]. *高电压技术*, 2013, 39(1): 37-43.
- [35] GJB 5891.27-2006 火工药剂试验方法[S]. 国防科学技术工业委员会, 2006.