

# 棒-板电极直流负电晕放电特里切尔脉冲的微观过程分析\*

伍飞飞<sup>1)</sup> 廖瑞金<sup>1)†</sup> 杨丽君<sup>1)</sup> 刘兴华<sup>2)</sup> 汪可<sup>1)</sup> 周之<sup>1)</sup>

1) (输配电装备及系统安全与新技术国家重点实验室(重庆大学), 重庆 400030)

2) (淄博供电公司, 山东省电力集团公司, 淄博 255000)

(2012年11月5日收到; 2012年12月12日收到修改稿)

本文基于流体动力学理论改进出一种新的棒-板电极负电晕放电混合数值模型, 模型中加入了 27 种主要碰撞反应, 并考虑了光电离和二次电子发射过程. 对棒-板间距 3.3 mm, 施加电压  $-5.0$  kV 情况下进行数值计算, 得到负电晕放电的特里切尔脉冲. 重点分析了单个特里切尔脉冲持续过程中 5 个关键时刻的微观特征量发展规律, 丰富并量化描述了特里切尔脉冲的微观过程, 主要结论如下: 随着放电时间的发展, 电场集中分布区域向阳极移动且幅值变小, 这对电子崩的发展非常不利. 大部分放电区域都是电中性的, 只有在阴极鞘和阳极鞘附近有带正电的等离子体特性, 带负电的离子云随着放电时间的发展缓慢向阳极发散式移动. 整个特里切尔脉冲持续过程中, 阴极鞘内电子密度几乎为 0; 特里切尔脉冲前期, 阴极鞘附近电子密度迅速增加至最大值并保持基本不变; 随着放电时间的增加, 放电间隙内电子密度整体增加, 并且向阳极发展. 在特里切尔脉冲后期, 电子的产生主要来自于  $N_2$  和  $O_2$  的碰撞电离, 电子的消失则主要由  $N_2^+$  的复合决定,  $O_4^+$  和  $O_2^-$  分别是数量最多的正离子和负离子.

**关键词:** 负电晕, 混合模型, 特里切尔脉冲, 微观特征量

**PACS:** 52.25.Dg, 52.65.-y, 52.80.Hc, 52.40.K

**DOI:** 10.7498/aps.62.115201

## 1 引言

电晕放电是一种非平衡态低温等离子体放电过程, 通常发生在曲率半径很大的尖端电极附近<sup>[1]</sup>. 随着我国电力工业的发展, 高压和超高压输电线路成为我国主要骨干网架并即将建立特高压线路, 电晕损失已不可忽视<sup>[2]</sup>. 同时, 电晕放电带来的可听噪声、电磁干扰、线路腐蚀、绝缘劣化以及扰民问题已日渐受到重视<sup>[3]</sup>, 此外, 电晕放电在静电除尘、污水处理、空气净化、表面处理等工业设备中起着核心作用<sup>[4,5]</sup>. 特里切尔脉冲对于解释电晕放电的众多现象发挥着至关重要的作用, 国内外虽开展了大量关于电晕产生机理的研究, 但至今未取得突破性进展. 对于电晕放电中特里切尔脉冲的形成机理, 自 1938 年 Trichel 发现了特里切尔脉冲以

来一直受到广大研究者的青睐<sup>[6]</sup>. 特里切尔脉冲是只在电负性气体中存在, 通常表现为迅速上升(小至 ns 级)和缓慢衰减(数十 ns)的一组规律脉冲电流信号<sup>[7,8]</sup>. Trichel 本人认为间隙中负空间电荷的形成和消散导致了脉冲电流的重复出现. Loeb 等的试验<sup>[9]</sup>表明规律的脉冲电流只存在于电负性气体之中, 同时 Loeb 提出了负直流电晕特里切尔脉冲空间电荷运动过程的物理模型<sup>[10]</sup>, 该模型考虑了电子崩过程, 但无法解释他试验中发现的 1.5 ns 快速上升沿. Zentner<sup>[7]</sup>开展了大量试验测量特里切尔脉冲的上升时间, 并且发现上升沿可小至 1.3 ns. Lama 和 Gallo<sup>[11]</sup>丰富了 Trichel 和 Loeb 提出的特里切尔脉冲的微观过程, 他们认为放电起始阶段棒尖端因汤森雪崩产生大量电子, 接着, 被中性分子吸附形成负离子使得运动速度减慢, 形成的负离子云将棒尖附近电场降低至临界值以下, 导致新的电

\* 国家重点基础研究发展计划(973 计划)(批准号: 2011CB209401)和国家自然科学基金创新研究群体科学基金(批准号: 51021005)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: rjliao@cqu.edu.cn

子崩无法形成,使得放电过程发生休克.只有当负离子云迁移到距离阴极足够远处,阴极附近场强恢复之后,新的特里切尔脉冲开始出现. Lama 和 Gallo 的研究无法对离子云内部的粒子成分进行分析,也无法对特里切尔脉冲过程中的其他重要微观特征量进行描述.

尽管国内外众多研究者开展了大量的试验研究,特里切尔脉冲的物理机理仍未明了.从试验方面推进空气放电机理的研究,需要花费大量的时间精力,耗资巨大,且目前缺乏有效的关于大气压下空气放电等离子体诊断手段<sup>[12]</sup>,放电过程中的很多特征量都还不能通过试验获得.与此同时,国内外的众多学者在利用数学手段开展特里切尔脉冲微观过程的研究中取得了大量成果. Kekez 等<sup>[13]</sup>采用了一种改进的电路方法去描述特里切尔脉冲的连续过程,然而他的模型无法对脉冲的形成机理进行解释. Tran 等<sup>[14]</sup>利用 Comsol Multiphysics 软件提出特里切尔脉冲的二维计算模型,然而他们的求解结果无法和相同电极结构的试验数据相容,脉冲周期减小到试验数据的 1/20. 考虑粒子之间化学反应和非平衡态的大气压空气放电成为未来进行科学研究的一个极其重要的方向<sup>[15]</sup>. Nahomy 等<sup>[16]</sup>在研究气体放电过程中考虑了 430 种化学反应过程,是目前考虑化学反应类型最多的研究,为后续科研工作者奠定了良好的基础. Pancheshnyi 等<sup>[17]</sup>在 Nahomy 基础上选取了 10 种主要粒子提出 N<sub>2</sub>:O<sub>2</sub>(9:1) 混合气体在压强为 760 Torr (1 Torr = 1.33322 × 10<sup>2</sup> Pa) 时流注放电二维物理模型,利用该模型对电场分布、带电粒子密度、反应系数等放电参数进行了详细分析并且和试验数据具有较好的一致性. 纵观目前的研究成果可知,能够全面反应电晕放电特里切尔脉冲过程的宏观及微观过程的物理模型尚欠缺,开展特里切尔脉冲的微观机理研究具有重要的理论和实际价值.

本文基于二维流体动力学模型,提出一种改进的负电晕放电混合数值模型.该模型加入了 12 种粒子及它们之间的 27 种碰撞反应,同时考虑光电离和二次电子发射作用.利用该模型对棒-板间距 3.3 mm,施加电压 -5.0 kV 情况下进行数值计算,得到负电晕放电的特里切尔脉冲.重点分析了 5 个关键时刻的微观特征量在特里切尔脉冲发展过程中的变化规律.

## 2 数值模型

### 2.1 控制方程

在流体动力学模型中考虑碰撞反应,并在混合数值模型中加入光电离项和二次电子发射过程来分析空气放电的物理过程,其实质就是将电子连续性方程、重粒子多组分扩散输运方程、重粒子动量方程、能量方程和泊松方程化为适当的偏微分方程组,再将偏微分方程组归一化后以离散的数值差分形式求解.

电子的连续控制方程<sup>[18]</sup>为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-\mu_e \cdot \nabla \phi)n_e - D_e \nabla n_e \\ = \alpha n_e |w_e| - \eta n_e |w_e| - R_{ei} n_e n_i \\ + v_{det} n_n + S_0 + S_{ph}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,  $n_e$ ,  $n_p$  和  $n_n$  分别为电子、正离子和负离子数密度.  $\phi$  为电势,等号右边是由于碰撞反应的产生净速率.  $D_e$  为电子扩散系数,  $\mu_e$  为电子迁移率,  $w_e$  是电子的漂移速率,  $\alpha$  是电离系数,  $\eta$  是附着系数,  $R_{ei}$  是电子与离子的复合系数,  $v_{det}$  是解离系数,这些系数都是局域场的函数.  $S_0$  是初始电子的出现速率,  $S_{ph}$  是光电离项,大气压下空气放电过程中电子与中性粒子之间的碰撞电离会辐射光子,这些光子按一定的概率被分子吸收,如光子能量达到电离能的水平,就会发生光电离.通常光电离制造的电子数量远小于碰撞电离,但是光电离过程在电子崩头部可以引发新的二次电子崩,促使放电向前发展,因此大气压下光电离过程对空气放电起着重要的作用. Zheleznyak 等<sup>[19]</sup>认为空气放电过程中光电离是由处在激发态的氮气分子 ( $b^1\Pi$ ,  $b^1\Sigma_u^+$  和  $c_4^1\Sigma_u^+$ ) 衰变成稳态 N<sub>2</sub>( $X^1\Sigma_g^+$ ) 时,释放出的光子被氧分子吸收而形成氧离子的过程.本文采用的光电离系数计算公式<sup>[20]</sup>为

$$\begin{aligned} S_{ph} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{P_q}{P + P_q} \int_V d^3r_1 \frac{S_{ion}(r_1)}{|r - r_1|^2} \\ \times \Psi(|r - r_1| \cdot P), \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\frac{1}{4\pi}$  是归一化常数,  $P$  是背景气压,  $P_q$  为激发态氮原子的湮没分压设为 30 Torr,  $\Psi(|r - r_1| \cdot P)$  为电离辐射吸收系数,  $r$  为光子辐射和吸收之间的距离.

为了能够更准确的描述空气放电中电子能量产生与损失机理,电子温度被考虑到模型中,完整的电子能量约束方程<sup>[21]</sup>表达如下:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial (k_B n_e T_e)}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{5}{2} k_B T_e \Gamma_e - \frac{5}{2} k_B n_e D_e \nabla T_e \right)$$

$$= j_e \cdot E - n_e \sum_k n_k \eta_k - 2n_e k_B \frac{m_e}{M_k} (T_e - T) v_{e,n}, \quad (3)$$

其中,  $T_e$  是电子温度,  $\Gamma_e$  是电子通量,  $n_k$  是粒子  $k$  的密度,  $\eta_k$  是电子与重粒子  $k$  碰撞的能量损失系数,  $m_e$  是电子质量,  $M_k$  是重粒子  $k$  质量,  $T$  是空气温度,  $v_{e,n}$  是电子动量传递碰撞频率. 方程 (3) 右边为源项:  $j_e \cdot E$  表示电子由于焦耳加热效应获得的能量, 最后两项分别表示非弹性碰撞和弹性碰撞的能量损失.

本模型中, 对于重粒子 (例如, 正离子、负离子和中性粒子), 多组分输运方程组 [22] 表示为

$$\rho \frac{\partial n_k}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) n_k = \nabla \cdot \mathbf{j}_k + R_k + S_{ph}, \quad (4)$$

其中,  $\rho$  为总的密度,  $\mathbf{u}$  平均流体速度矢量,  $R_k$  为粒子  $k$  由于化学反应的变化速率,  $\mathbf{j}_k$  为扩散通量矢量 [23],

$$\mathbf{j}_k = \rho n_k \left( \sum_{j=1}^N D_{kj} \mathbf{d}_k - \frac{D_k^T}{\rho n_k} \nabla \ln T \right), \quad (5)$$

其中,  $D_{kj}$  是多组分 Maxwell-Stefan [24] 扩散系数,  $D_k^T$  热扩散系数,  $T$  空气温度, 以及  $\mathbf{d}_k$  扩散驱动力, 而分子之间的相互作用力则采用空气分子的 Lennard-Jones(12-6) 势能参数,  $\Omega^{(1.1)*}$  由碰撞积分项计算得到.

重粒子的动量方程 [25] 表示为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n_k \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{u} \mathbf{u}) \\ & = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \sum_k n_k \mathbf{F}_k, \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $\mu$  动力黏性系数,  $p$  为重离子所有分压的总和. 其由以下方程 [26] 来决定:

$$\begin{aligned} \nabla p = \sum \left[ \frac{P_k}{M_k} \nabla (\bar{G}_k - \bar{G}_k^0) \right. \\ \left. + \frac{P_k}{M_k} (\bar{H}_k - \bar{H}_k^0) (\nabla \ln T) \right] = \sum \nabla p_k, \end{aligned} \quad (7)$$

其中,  $\rho_k$  是粒子  $k$  的质量浓度,  $\bar{G}_k$  是粒子  $k$  的摩尔吉布斯自由能,  $\bar{G}_k^0$  是基态的摩尔吉布斯自由能,  $\bar{H}_k$  是粒子  $k$  的摩尔焓,  $\bar{H}_k^0$  是粒子  $k$  的基态摩尔焓,  $P_k$  是粒子  $k$  的分压,  $\mathbf{F}_k$  是作用在粒子  $k$  上的体积力 [21], 对于带电粒子体积力与电场  $\mathbf{E}$  有关, 并且表示为

$$\mathbf{F}_k = Z_k f_c \mathbf{E}, \quad (8)$$

其中,  $Z_k$  是粒子  $k$  的电荷数,  $f_c$  是 Faraday 常数.

最后, 泊松方程为

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \nabla \phi) = -e(n_i - n_e - n_n), \quad (9)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (10)$$

其中,  $\epsilon_0$  是真空介电常数.

## 2.2 碰撞反应类型

空气放电的本质是带电粒子与中性空气分子 (原子)、分子 (原子) 团簇等基本粒子之间, 以及这些粒子与电极表面相互碰撞作用的结果 [27]. 该模型中主要考虑了 12 种主要粒子 ( $e$ ,  $O$ ,  $O_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$ ,  $O_2^-$ ,  $O^-$ ,  $N_2$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ ,  $N_2O_2^+$ ) 及它们之间的 27 种碰撞反应.

表 1 模型中考虑的主要碰撞反应

序号	反应	反应系数 [28,29]	$\Delta E/eV$
R <sub>1</sub>	$N_2 + e \rightarrow 2e + N_2^+$	$f(\epsilon)$	15.6
R <sub>2</sub>	$O_2 + e \rightarrow 2e + O_2^+$	$f(\epsilon)$	12.06
R <sub>3-4</sub>	$N_2^+ + N_2 + M \rightarrow N_4^+ + M$	$5 \times 10^{-11}$	
R <sub>5</sub>	$N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2N_2$	$2.5 \times 10^{-16}$	
R <sub>6</sub>	$N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$	$1.04 \times 10^{-15} T^{-0.5}$	
R <sub>7</sub>	$2N_2 + O_2^+ \rightarrow N_2O_2^+ + N_2$	$8.1 \times 10^{-38} T^{-2}$	
R <sub>8</sub>	$N_2O_2^+ + N_2 \rightarrow O_2^+ + 2N_2$	$14.67^{-5.3} \exp(-2357/T)$	
R <sub>9</sub>	$N_2O_2^+ + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$	$1 \times 10^{-15}$	
R <sub>10-11</sub>	$O_2^+ + O_2 + M \rightarrow O_4^+ + M$	$2.04 \times 10^{-34} T^{-32}$	
R <sub>12</sub>	$O_2^+ + e \rightarrow 2O_2$	$1.4 \times 10^{-12} (300/T_e)^{0.5}$	
R <sub>13</sub>	$O_2^+ + e \rightarrow 2O$	$2.42 \times 10^{-13} (300/T_e)$	
R <sub>14</sub>	$2O_2 + e \rightarrow O_2 + O_2^-$	$2 \times 10^{-41} (300/T_e)$	
R <sub>15</sub>	$O_2^+ + O_2^- \rightarrow 3O_2$	$1 \times 10^{-13}$	
R <sub>16-17</sub>	$O_2^+ + O_2^- + M \rightarrow 3O_2 + M$	$2 \times 10^{-37}$	
R <sub>18-19</sub>	$O_2^+ + O_2^- + M \rightarrow 2O_2 + M$	$2 \times 10^{-37}$	
R <sub>20-21</sub>	$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$	$2.5 \times 10^{-16}$	
R <sub>22</sub>	$e + N_2^+ + N_2 \rightarrow 2N_2$	$6.07 \times 10^{-34} T_e^{-2.5}$	
R <sub>23</sub>	$2e + N_2^+ \rightarrow N_2 + e$	$5.651 \times 10^{-27} T_e^{-0.8}$	
R <sub>24</sub>	$O_2^+ + O^- \rightarrow O + O_2$	$3.46 \times 10^{-12} T^{-0.5}$	
R <sub>25</sub>	$N_2 + e \rightarrow e + N_2$	$f(\epsilon)$	1.0
R <sub>26</sub>	$O_2 + e \rightarrow e + O_2$	$f(\epsilon)$	1.0
R <sub>27</sub>	$O_2 + e \rightarrow O + O^-$	$f(\epsilon)$	3.6

注: 单体反应速率常数单位:  $s^{-1}$ ; 二体碰撞的反应速率常数单位:  $m^3 \cdot s^{-1}$ ; 三体碰撞的反应速率常数的单位:  $m^6 \cdot s^{-1}$ ,  $T_e$  和  $T$  单位是 K,  $M = O_2, N_2$ .

## 2.3 边界条件

在混合模型中, 边界条件是数值计算过程非常重要的部分, 电子通量在阴极和阳极的边界条件 [30] 如下:

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} v_{th,e} n_e - \gamma \sum_i q_i \Gamma_i, \quad (11)$$

$$v_{th,e} = \left( \frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

其中,  $\Gamma_e$  和  $\Gamma_i$  分别是电子密度通量和离子密度通量,  $v_{th,e}$  是电子热速率,  $\gamma$  为二次电子发射系数, 在阴极设为 0.004, 在阳极设为 0.

离子的边界条件为

$$\Gamma_i = \frac{1}{4} v_{th,i} n_i + \alpha \mu_i E n_i, \quad (13)$$

$$v_{th,i} = \left( \frac{8k_B T}{\pi m_i} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

中性粒子的边界条件为

$$\Gamma_s = \frac{1}{4} v_{th,s} n_s, \quad (15)$$

$$v_{th,s} = \left( \frac{8k_B T}{\pi m_s} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

其中,  $v_{th,i}$  和  $v_{th,s}$  分别为离子和中性粒子的热速率系数.

图 1 所示为负电晕放电外电路及计算区域示意. 棒电极的曲率半径为 0.4 mm, 板电极半径为 5.0 cm, 棒 - 板间距 3.3 mm. 外电路是由 DC 源, 电容  $C$  和保护电阻  $R$  组成. 与直接连接 DC 电源相比, 外电路的作用就是为极板之间提供稳定放电电压. 在模型中, 直流电压取值范围为  $-5.0$  kV. 电容  $C$  设为 1.0 pF, 并且保护电阻  $R$  为 5.0 k $\Omega$ .

在棒尖端, 假设空气放电前存在的粒子 (种电子和正离子) 是最大值为  $10^{16} \text{ m}^{-3}$  的高斯分布 [14]:

$$N_{e,i} = N_{\max} \times \exp\left( -\frac{(r-r_0)^2}{2s_0^2} - \frac{(z-z_0)^2}{2s_0^2} \right), \quad (17)$$

其中,  $N_{\max} = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ,  $r_0 = 0 \mu\text{m}$ ,  $z_0$  为棒尖的位置,  $s_0 = 25 \mu\text{m}$ . 初始条件已经被证明仅仅会加快脉冲的形成, 不会改变放电特性 [31].

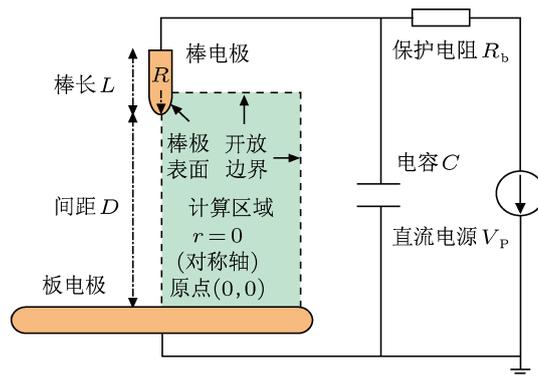


图 1 负电晕放电外电路及计算区域示意图

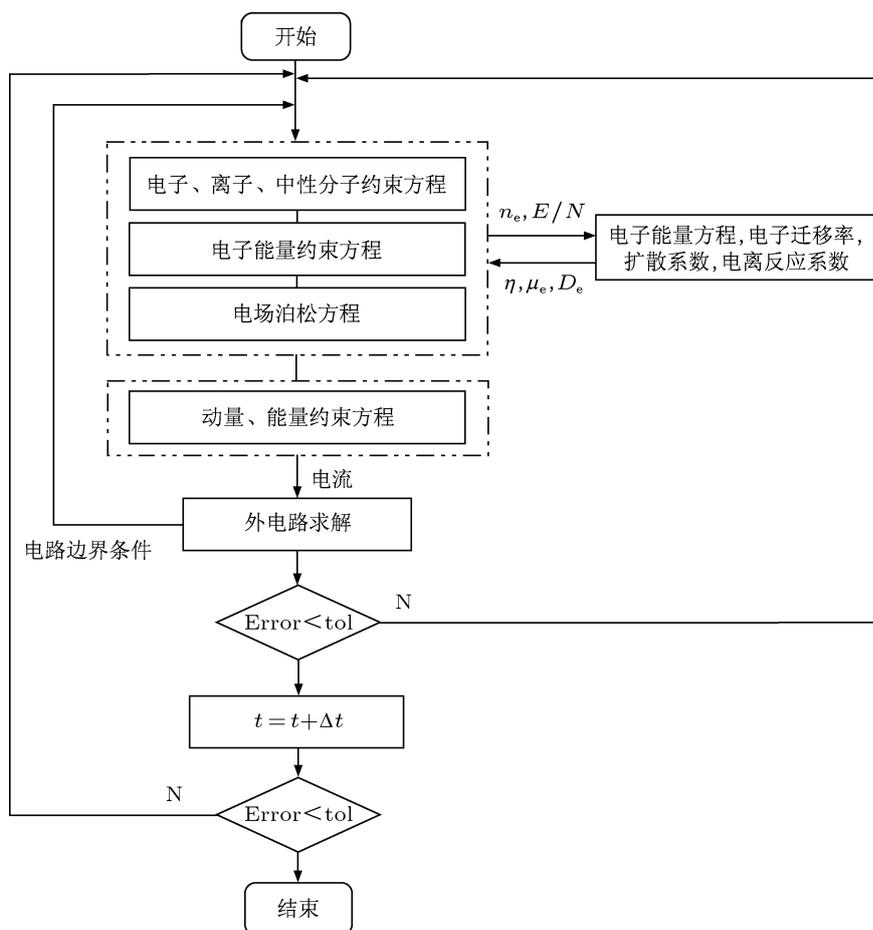


图 2 计算流程图

## 2.4 计算实现

电晕放电物理计算模型通过轴对称旋转简化为二维棒-板结构(图1虚线框内部分),该混合模型是通过基于有限元方法的 Comsol Multiphysics 软件的等离子体模块来求解实现的. 环境条件设置为 300 K 和 1.0 atm ( $1\text{atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ ), 计算网格总共划分为 244884 个单元. 计算流程图如图 2 所示.

## 3 数值计算结果

### 3.1 特里切尔脉冲波形

图 3 所示为特里切尔脉冲波形. 结果表明: 电流在  $t_1-t_2$  过程迅速上升到 0.195 A, 随后开始缓慢下降, 经过 60 ns 的衰减之后维持在大约 1 mA, 波形特性与 Zentner 和 Soria<sup>[7,8]</sup> 的试验结果符合较好. 本文选取特里切尔脉冲持续过程中的 5 个时间点 ( $t_1-t_5$ ) 来分析负电晕特里切尔脉冲的微观发展过程.

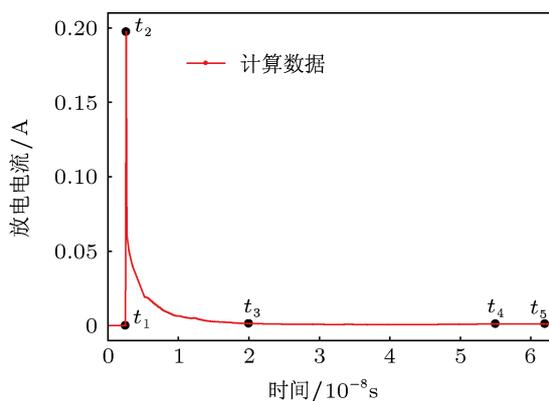


图 3 特里切尔脉冲波形

### 3.2 电场分布特性

在一个特里切尔脉冲持续过程中, 电场强度分布对于分析放电的微观物理过程具有相当重要的意义. 图 4 表明了电场强度轴向分布的发展规律. 在特里切尔脉冲起始阶段, 电场强度主要集中在阴极鞘附近, 且迅速增大至最大值. 随着放电时间的发展, 电场集中分布区域向阳极移动且幅值变小. 在特里切尔脉冲后期则电场分布重新集中至阴极附近. 这是由于电子崩向阳极发展的过程中, 因为碰撞和吸附反应产生大量带电离子, 离子云和电子形成的内部场导致了棒-板间的电场畸变, 当负离子云迁移至阳极, 间隙重新恢复电中性, 一个特里切尔脉冲过程结束. 阳极鞘附近的电场随着放电时

间的发展有略微变大的趋势, 这是因为达到阳极鞘的电子数量逐渐变多, 阳极和鞘层电子的内部场加强了阳极鞘附近的电场. 由图 4 可以发现, 电子崩的发展方向就是电场变弱的方向, 对电子崩的发展变得非常不利, 这就是同样棒-板结构情况下, 棒极为负极性时的击穿电压大于正极性的原因.

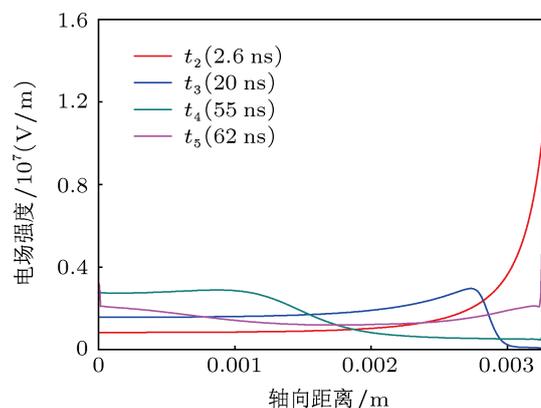


图 4 电场强度轴向分布

### 3.3 净空间电荷分布发展规律

图 5 是一个特里切尔脉冲过程中 5 个不同时间的净电荷分布. 由图可知, 在整个棒-板间隙, 大部分放电区域都是电中性的, 只有在阴极鞘和阳极鞘附近有带正电的等离子体特性. 在特里切尔脉冲起始阶段, 离子云集中在阴极附近, 电荷密度因强场电离和电子碰撞反应迅速增加, 快速增加的正离子电荷被棒极吸收而使得放电电流具有快速的上升沿. 随着时间的发展, 带负电性的离子云, 向阳极发散似移动, 当离子云发展至阳极时, 间隙的带电粒子迅速被吸收, 间隙重新恢复电中性.

### 3.4 电子密度分布特性

电子和空气中中性分子的碰撞电离是空气放电过程中最为主要的电离过程, 此外, 电子是外加电场与重离子之间传递能量的主要载体, 因此研究特里切尔脉冲过程中电子密度分布规律对于进一步揭示电晕放电的微观物理机理具有重要意义. 图 6 为一个特里切尔脉冲过程中 5 个不同时刻的轴向电子密度分布. 由图可以发现, 在阴极鞘内, 电子密度近似为 0, 这是因为电子被排斥无法进入阴极<sup>[32]</sup>. 电子密度在阴极鞘外层具有最大值, 这主要是由于棒极端附近电场最为集中, 场致发射效应最强. 随着时间增加, 体等离子体内电子密度继续增大. 这是因为朝向阳极的基本电子崩建立起来, 激励反应和电离反应也迅速增强的缘故.

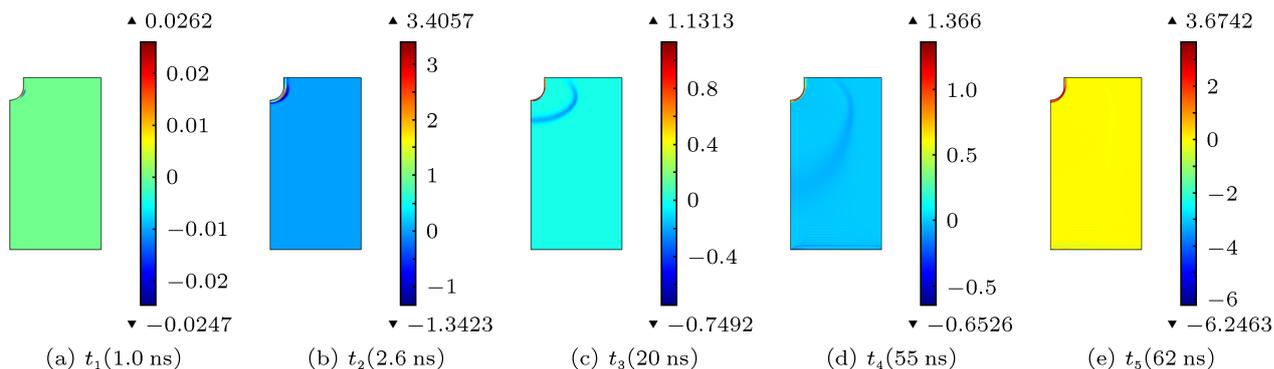


图5 净电荷密度二维分布 ( $C/m^3$ ) (a)  $t_1$  (1.0 ns); (b)  $t_2$  (2.6 ns); (c)  $t_3$  (20 ns); (d)  $t_4$  (55 ns); (e)  $t_5$  (62 ns)

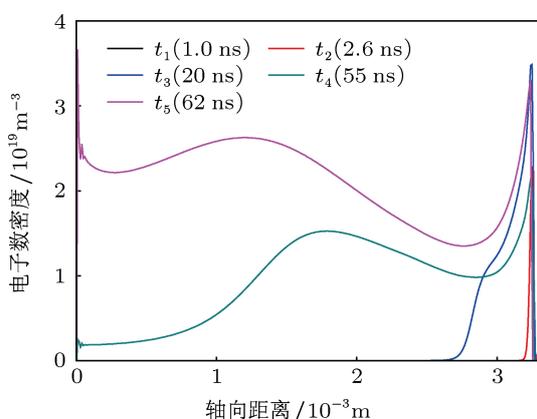


图6 轴向电子密度分布

从  $t_5$  时刻的电子密度可以看出, 靠近阳极时电子密度迅速增大, 这种现象是因为带电粒子撞击阳极表面发生二次电子发射导致的, 此时电晕放电转入自持阶段<sup>[33]</sup>. 阴极鞘附近的电子在阴极强电场下开始加速并达到空气分子的激发能, 此时和中性粒子发生碰撞形成激发态, 而处于激发态的粒子因容易发生辐射复合而使得电子密度有个减少的过程. 随后, 电子在电场加速下能量达到电离能, 使得电离程度大大提高, 电子密度逐渐升高. 此时电子主要有两类, 一类是快电子, 这部分电子从阴极表面产生后, 一直被电场加速到该处, 另一类是慢电子, 这部分电子从阴极表面发射出来后虽然经过电场加速, 但是同时经历了多次非弹性碰撞, 电子能量小于电离能 (接近激发能), 所以这个分布带具有强烈的电离和激发过程. 62 ns 时刻整个放电区域内电场强度变化不大, 且低于大气压空气电离强度, 高能电子的能量以弹性碰撞和非弹性碰撞的形式消耗掉, 电离作用减弱, 所以靠近阳极表面电子密度会出现一个下降过程. 随后电子又重新获得加速, 使得电离过程变强, 且电子崩通过阳极发生中和反

应, 使得阳极附近的电子密度在整个放电区域是最大的. 空气放电过程中通常会伴随着大量发光辐射现象, 发光强度取决于电子和其他粒子间碰撞能量转移过程. 图7所示为  $t_5$  时刻电子密度分布的二维分布图, 和 Antao 等<sup>[34]</sup> 所得到的负电晕放电成像图片有着极其相近的分布.

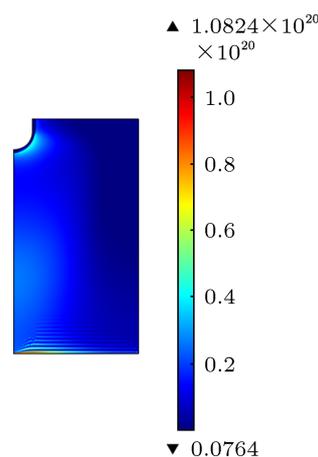


图7  $t_5$  (62 ns) 时的电子密度二维分布

### 3.5 特里切尔脉冲后期的带电粒子特性

图8和图9分别是负电晕放电过程中特里切尔脉冲后期电子的产生和消失速率, 该模型中考虑的和电子产生和消失有关的反应有8种. 从图中可以发现, 对于电子产生速率影响最大的两种碰撞反应是  $R_1$  和  $R_2$ .  $R_1$  和  $R_2$  分别为与  $N_2$  和  $O_2$  有关的碰撞电离反应, 两者分布曲线大致相同, 但由于  $O_2$  的电离阈值能量 (12.06 eV) 比  $N_2$  的电离阈值能量 (15.6 eV) 要低, 使得放电间隙内  $R_2$  的反应速率略大于  $R_1$ . 电子消失的主要反应包括  $R_{12}$ ,  $R_{13}$ ,  $R_{14}$ ,  $R_{22}$ ,  $R_{23}$  和  $R_{27}$ , 其中  $R_{22}$  是涉及  $N_2$  和  $N_2^+$  和电子的三体复合反应, 在电子消失过程中占绝对优势.  $R_{12}$ ,  $R_{13}$ ,  $R_{14}$ ,  $R_{23}$  和  $R_{27}$  对电子消失的作用很小.

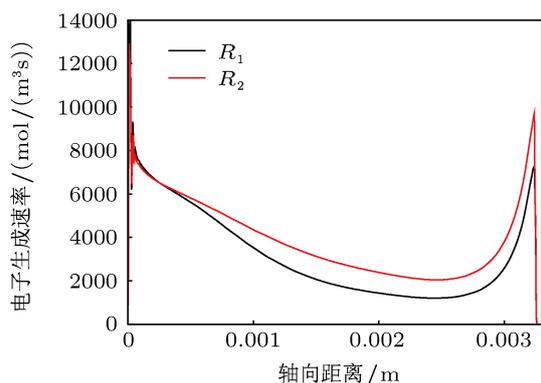


图8 电子的产生速率

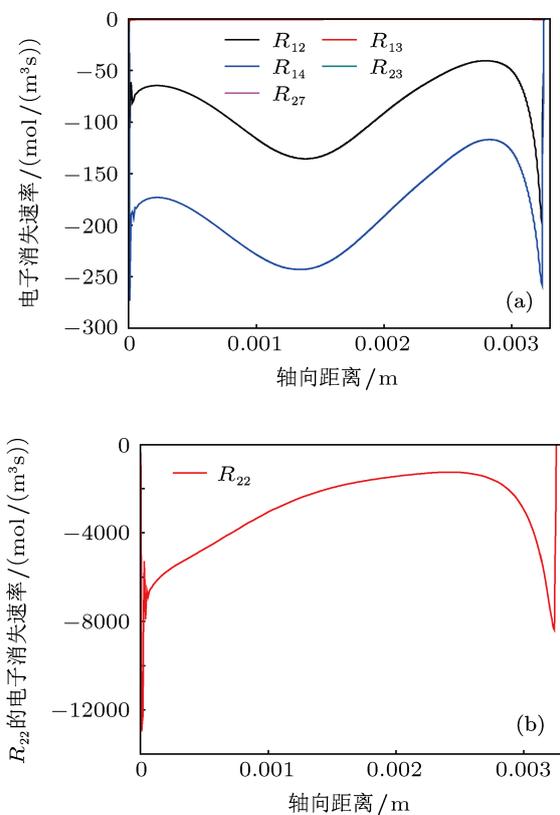


图9 电子的消失速率

图9是特里切尔脉冲后期正负离子密度轴向分布曲线.由图中可以发现,正离子密度分布曲线与电子密度分布曲线类似,这是因为正离子主要是由电子的碰撞电离产生.与正离子密度相比,负离子密度的明显特征是从阳极到阴极过程中缓慢增加,这是因为负离子主要是由电子和中性分子(原子)的附着反应而产生,在靠近阴极鞘的区域电子密度较大,另外由于在阴极鞘内存在较大电场强度的缘故,使得负离子快速向阳极运动,使得阴极附近密度较低.由图示坐标可以发现,负离子密度比阳离子且整体要小1个数量级左右.这是因为在强

场作用下,主要发生的是电离反应,产生大量正离子; $O_2$ 分子难以捕捉到运动速度很快的电子发生吸附反应形成负离子;同时,负离子容易和周围大量的正离子之间发生碰撞反应而形成中性粒子而降低负离子密度.

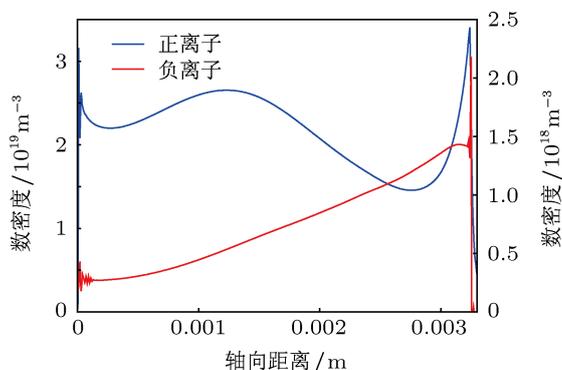


图10 正负离子密度轴向分布规律

由图11可以发现,与其他正离子相比, $O_4^+$ 和 $O_2^+$ 离子是放电间隙中数量最多的正离子. $N_2^+$ 参与 $N_2$ 和电子的三体复合反应 $R_{22}$ 具有相当高的反应速率,在电子消失过程中占绝对优势,该过程大量消耗了 $N_2^+$ ,此外 $N_4^+$ 和 $N_2^+$ 易发生电荷转移和消散反应,所以 $O_2^+$ 离子的二次电子发射系数对本文所采用的混合模型具有非常重要的作用.除此之外,在放电过程中仅仅发现有 $O_2^-$ 和 $O^-$ 负离子, $O_2^-$ 离子是主要的负离子, $O_2^-$ 离子密度要比 $O^-$ 离子密度大2个数量级左右.这是因为 $O^-$ 离子是通过分离附着反应 $R_{27}$ 产生, $O_2^-$ 则是通过三体反应 $R_{14}$ 产生,而且 $R_{27}$ 反应速率要比 $R_{14}$ 反应速率小的缘故.如果是在低气压的空气放电过程中, $O^-$ 离子密度与 $O_2^-$ 离子密度基本相等或者比 $O_2^-$ 离子密度大<sup>[35]</sup>.图11中负离子的曲线就是 $O_2^-$ 和 $O^-$ 负离子两者的综合表现.

## 4 结论

本文详细介绍了一种基于流体动力学理论改进得到的适用于棒-板电极负电晕放电微观过程研究的混合数值模型.利用该模型,本文对棒-板间距3.3 mm,施加电压-5.0 kV进行数值计算,得到负电晕放电的特里切尔脉冲.通过分析一个特里切尔脉冲持续过程中5个时间点的电场分布、净空间电荷分布、电子密度分布及特里切尔脉冲后期的带电粒子等特征量描述特里切尔脉冲微观发展过程.

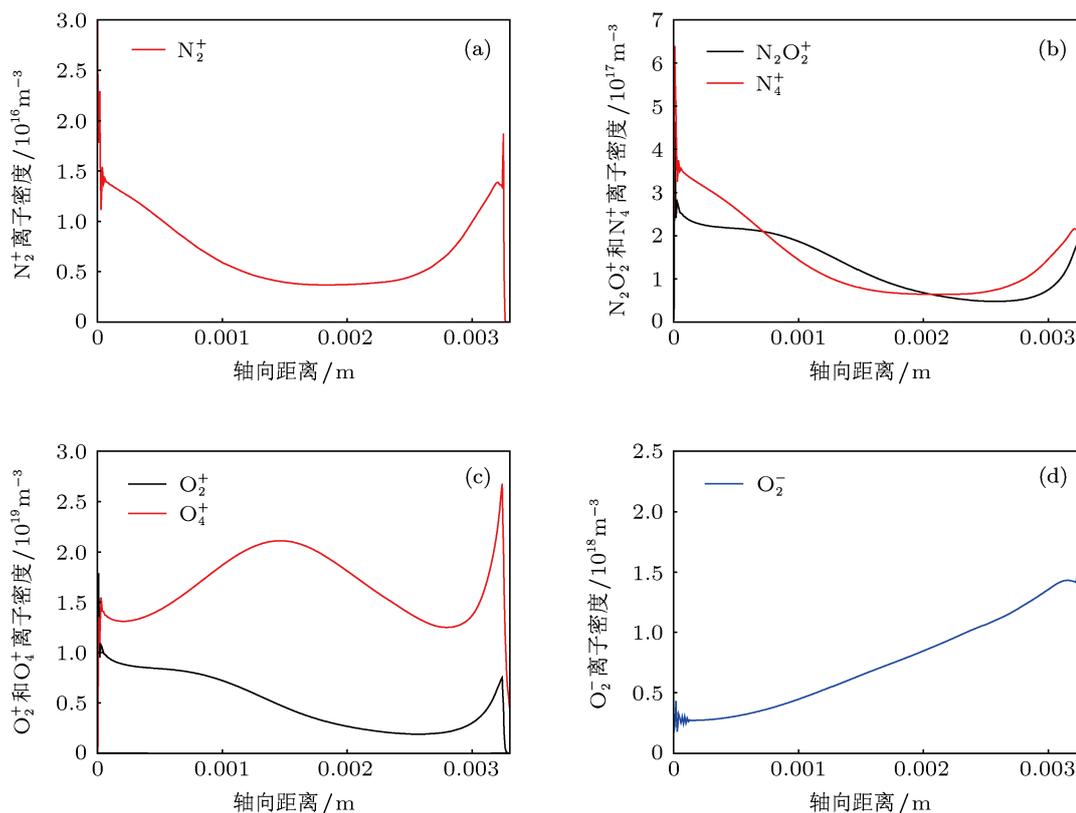


图 11 带电离子密度轴向分布

主要结论如下:

1. 丰富并量化描述了 Lama 和 Gallo 提出的特里切尔脉冲的重复机理: 放电起始阶段棒尖端因汤森雪崩产生大量电子和正离子, 正离子在从阴极迅速吸收电子恢复中性, 这个过程导致了特里切尔脉冲的快速上升沿; 电子在电场力作用下向阳极移动时, 被中性分子吸附变成负离子, 负离子云降低了棒尖附近电场至临界值以下, 导致新的电子崩无法形成, 使得放电过程发生休克; 雪崩产生的电子向阳极移动的过程中不断发生碰撞反应和吸附反应, 当负离子云缓慢迁移到阳极过程中间隙电流随之缓慢衰减, 当负离子云迁移至阳极时, 阴极附近场强恢复至放电起始阶段, 新的特里切尔脉冲开始.

2. 在一个特里切尔脉冲持续时间内, 随着放电时间的增加, 电场集中分布区域向阳极发展, 幅值逐渐减小. 电子崩的发展方向就是电场变弱的方向, 对电子崩的发展非常不利.

3. 在特里切尔脉冲持续过程中, 大部分放电区域都是电中性的, 只有在阴极鞘和阳极鞘附近有带正电的等离子体特性, 带负电的离子云随着放电时间的发展缓慢向阳极发散式移动.

4. 在一个特里切尔脉冲持续时间内, 阴极鞘内电子密度几乎为 0; 特里切尔脉冲起始阶段阴极鞘附近电子密度迅速增加至最大值并保持基本不变; 随着时间增加, 放电间隙内电子密度整体增加, 并且有往阳极发展的趋势; 当电子崩发展至阳极, 阳极鞘内, 电子密度出现最大值, 此时放电间隙迅速恢复电中性.

5. 特里切尔脉冲后期, 电子的产生主要来自于  $N_2$  和  $O_2$  的碰撞电离, 电子的消失则主要由  $N_2^+$  的复合决定;  $O_4^+$  和  $O_2^-$  分别是数量最多的正离子和负离子, 在电场畸变和阻碍电子崩发展中起着主要作用.

[1] Liu Z Y 2005 *Ultra-hig grid* (Beijing: China Economic Publishig) (in Chinese) [刘振亚 2005 特高压电网 (北京: 中国经济出版社)]  
 [2] Shu Y B, Hu Y 2007 *Proceedings of the CSEE* 27 1 (in Chinese) [舒印

彪, 胡毅 2007 中国电机工程学报 27 1]  
 [3] Zheng Y S, He J L, Zhang B 2011 *High Voltage Engineering* 37 752 (in Chinese) [郑跃胜, 何金良, 张波 2011 高电压技术 37 752]

- [4] In L, WU B, Zhang P, Wang Y Q 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1993
- [5] Stoffels E, Flikweert A J, Stoffels W W and Kroesen G M W 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 383
- [6] G W Trichel 1938 *Phys. Rev.* **54** 1078
- [7] Zentner R 1970 *Z. Angew. Physik* **29** 294
- [8] Soria H C, Pontiga F, Castellanos A 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 4552
- [9] Loeb L B, Kip A F, Hudson G G 1941 *Phys. Rev.* **60** 714
- [10] Loeb L B 1965 *Electrical coronas: their basic physical mechanisms* (Berkeley: University of California Press) p226–230
- [11] Lama W L, Gallo C F 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 103–13
- [12] Michael A L, Allan J L 2007 *Plasma discharge principle and materials processing* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [迈克尔 A 力伯曼, 阿伦 J 里登伯格 2007 等离子体放电原理与材料处理 (北京: 科学出版社)]
- [13] Kekez M M, Savic P, Loughheed G D 1982 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15** 1963
- [14] Tran T N, Golosnov I O, Levin P L, Georghiou G E 2009 *IEEE Conf. on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP '09* (Virginia Beach, VA, 18–21 October 2009) p 592–5
- [15] Agostino R D, Favia P, Oehr C, Wertheimer M R 2005 *Plasma Processes and Polymers* **2** 7
- [16] Nahomy J, Ferreira C M, Gordiets B, Pagnon D, Touzeau M, Vialle M, 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **107** 093304
- [17] Pancheshnyi S V, Starikovskii A Y 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 268
- [18] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [19] Zheleznyak M D, Mnattskanyan A K 1977 *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki* **47** 2497
- [20] Yu V S, Larsson A, Gubanski S M, Akyuz M 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 614
- [21] Liu X H, He W, Yang F, Wang H Y, Liao R J, Xiao H G 2012 *Chin. Phys. B* **21** 75201
- [22] Philip D N, Janzen A R, Aziz R A 1972 *J. Chem. Phys.* **57** 1100
- [23] Brokaw R S 1969 *Ind. Eng. Chem. Process Des.* **8** 240
- [24] Bird R B, Stewart W E, Lightfoot E N 1960 *Transport Phenomena* (Madison: Madison Press)
- [25] Farouk T, Farouk B, Gutsol A, Fridman A 2008 *Plasma Sources Sci. Technol.* **17** 035015
- [26] Curtiss C F, Bird R B 1999 *Ind. Eng. Chem. Res.* **38** 2515
- [27] Xu X J, Zhu D C 1996 *Air discharge physical* (Shanghai: Fudan University Press) (in Chinese) [徐学基, 诸定昌 1996 空气放电物理 (上海: 复旦大学出版社)]
- [28] Liu X H, He W, Yang F, Xiao H G, Ma J 2011 *High Voltage Engineering* **37** 1614 (in Chinese) [刘兴华, 何为, 杨帆, 肖汉光, 马俊 2011 高压技术 **37** 1614]
- [29] Du H L, He L M, Lan Y u, Wang F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 115201 (in Chinese) [杜宏亮, 何立明, 兰宇丹, 王峰 2011 物理学报 **60** 115201]
- [30] He W, Liu X H, Yang F, Wang H u, Liao R J, Xiao H G 2012 *Jpn. J. Appl. Phys.* **51** 026001
- [31] Tran T N, Golosnoy I O, Lewin P L, Georghiou G E 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 015203
- [32] Yu D R, Qing S W, Yan G J, Duan P 2011 *Chin. Phys. B* **20** 65204
- [33] Wang P X, Fan F G, Zirilli F, Chen J H 2012 *IEEE T. Plasma Sci.* **40** 421
- [34] Antao D S, Staack D A, Fridman A, Farouk B 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 035016
- [35] Mahadev S, Raja L L 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 093304

# Numerical simulation of Trichel pulse characteristics in bar-plate DC negative corona discharge\*

Wu Fei-Fei<sup>1)</sup> Liao Rui-Jin<sup>1)†</sup> Yang Li-Jun<sup>1)</sup> Liu Xing-Hua<sup>2)</sup>  
Wang Ke<sup>1)</sup> Zhou Zhi<sup>1)</sup>

1) (State Key Laboratory of Power Transmission Equipment & System Security and New Technology, Chongqing 400044, China)

2) (Zibo Power Supply Company, Shandong Electric Power Corporation, Zibo 255000, China)

(Received 5 November 2012; revised manuscript received 12 December 2012)

## Abstract

An improved multi-component two-dimensional hybrid model is presented for the simulation of Trichel pulse corona discharge. The model is based on the plasma hydrodynamics and chemical models, including 12 species and 27 reactions. In addition, the photoionization and secondary electron emission effects are taken into account. Simulation is carried out on a bar-plate electrode configuration with an inter-electrode gap of 3.3 mm, the positive potential applied to the bar being 5.0 kV, the pressure in air discharge being fixed at 1.0 atm, and the gas temperature assumed to be a constant (300 K). In this paper, some key microscopic characteristics such as electric field distribution, net charge density distribution, electron density distribution at 5 different instants during a Trichel pulse are analyzed emphatically. Further more, the electron generation and disappearing rates, positive and negative ion distribution characteristics along the axis of symmetry are also investigated in detail in the later Trichel pulse cycle. The results can give valuable insights into the physical mechanism of negative corona discharge.

**Keywords:** negative corona discharge, hybrid model, Trichel pulse, microscopic characteristics

**PACS:** 52.25.Dg, 52.65.-y, 52.80.Hc, 52.40.K

**DOI:** 10.7498/aps.62.115201

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB209401), and the Science Fund for Creative Research Groups of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51021005).

† Corresponding author. E-mail: rjliao@cqu.edu.cn