

光电离速率影响大气压空气正流注分支的机理研究

涂靖怡 陈赦 汪枫

Influence of photoionization rates on positive streamer branching in atmospheric air

Tu Jing-Yi Chen She Wang Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 095202 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190060

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190060>

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

针-板空气间隙流注放电起始过程的三维PIC/MCC仿真研究

Three-dimensional PIC/MCC numerical study on the initial process of streamer discharge in a needle-plate electrode in atmospheric air

物理学报. 2018, 67(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172309>

大气压甲烷针-板放电等离子体中粒子密度和反应路径的数值模拟

Numerical simulation on particle density and reaction pathways in methane needle-plane discharge plasma at atmospheric pressure

物理学报. 2018, 67(8): 085202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172192>

流注放电低温等离子体中电子输运系数计算的蒙特卡罗模型

Monte Carlo simulations of electron transport coefficients in low temperature streamer discharge plasmas

物理学报. 2017, 66(19): 195101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.195101>

亚大气压六相交流电弧等离子体射流特性研究:实验测量

Characteristics of meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet: Experiments

物理学报. 2018, 67(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172556>

亚大气压六相交流电弧放电等离子体射流特性数值模拟

Numerical modelling for characteristics of the meso-pressure six-phase alternative current arc discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172557>

大气压管板结构纳秒脉冲放电中时域X射线研究

Properties of temporal X-ray in nanosecond-pulse discharges with a tube-to-plane gap at atmospheric pressure

物理学报. 2017, 66(10): 105204 <https://doi.org/10.7498/aps.66.105204>

# 光电离速率影响大气压空气正流注分支的机理研究\*

涂婧怡 陈赦<sup>†</sup> 汪飒

(湖南大学电气与信息工程学院, 长沙 410082)

(2019年1月11日收到; 2019年2月26日收到修改稿)

大气压空气中的流注放电有广泛的理论和应用研究价值, 包括雷电机理、输变电系统空气绝缘理论以及材料表面改性等. 流注是一个快速发展的强电离区域, 在传播过程中存在着一种重要的特点——分支现象. 光电离为正流注发展提供必要的自由电子, 且实验结果表明分支特征与流注头部的光电离速率密切相关. 本文基于新的流注分支判据, 采用了粒子网格单元与蒙特卡罗碰撞相结合 (PIC-MCC) 的三维放电模型 (Pamdi3D) 进行数值仿真验证. 为了研究光电离速率对正流注分支的影响, 仿真了毫米尺度间隙针-板电极正流注发展, 系统研究了不同光电离参数的影响. 当减小氮气-氧气比例、光子吸收截面或光电离效率系数后, 流注均更早地出现分支现象. 这些计算结果表明大气压空气中流注头部光电离速率的降低将导致其发生分支的概率更高.

**关键词:** 流注放电, 分支, 光电离, PIC-MCC, 大气压等离子体

**PACS:** 52.80.Hc, 52.65.-y, 51.50.+v, 31.15.-p

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190060

## 1 引言

流注是在气体、液体和固体中快速前进的强电离区域. 流注属于低温等离子体, 可以更有效率地产生化学活跃物质<sup>[1]</sup>. 因此, 流注放电已在工业中得到广泛应用, 如臭氧生成、气体和水净化、材料表面改性和消毒伤口等<sup>[2]</sup>. 流注也是长空气间隙放电起始阶段及发展过程中的关键<sup>[3]</sup>, 其放电特性和机理是研究高压输变电系统外绝缘的基础, 有助于高压输电工程的绝缘设计. 除了空气中放电, 变压器油广泛应用于高压电力设备与脉冲功率装置中, 油中流注放电研究对于揭示液体绝缘机理也很重要<sup>[4]</sup>. 此外, 雷云先导前方流注区域范围更大, 通常可达几十米, 雷电时常还伴随着大气层上方大规模的暂态发光现象, 如蓝色喷流以及红色精灵等放电

类型, 这些放电长度可达几千米, 具有与较短间隙流注相似的结构<sup>[5]</sup>.

流注整体形似手指状, 包括类似于皇冠状的流注头部以及流注等离子体通道构成, 其头部存在一个高度集中的空间电荷壳层, 这部分空间电荷会极大地提高其前方非电离区域的电场, 同时抑制其内部通道的电场. 流注在空气中较容易产生, 当高电压施加在一个尖电极上, 其附近电场会超过有效电离临界阈值, 自由电子将在高电场区域中加速并由于碰撞电离而产生更多电子<sup>[6]</sup>. 流注进一步发展的前提是前方有自由电子 (也称为种子电子) 存在, 它们有多种来源, 如激光等人工电离源、前序放电剩余的电离、或是流注头部的光电离作用等<sup>[7-10]</sup>. 研究表明空气中流注自身的光电离是最重要的自由电子来源机制, 流注头部活跃的电离区域会发出光辐射, 这种辐射主要源自激发态氮气, 导致其前

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51607061, 51677061) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 531107040929) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: chenshe@hnu.edu.cn

方氧气分子电离产生电子<sup>[11]</sup>. 这部分电子在朝流注头部运动的过程中由于碰撞电离产生二次电子崩, 支持流注继续发展.

分支现象是流注在发展过程中最重要的一个特点, 典型分支图像如图 1 所示<sup>[12]</sup>. 流注发展 Lichtenberg 图第一次清晰地记录了其树枝状结构特征<sup>[13]</sup>. 从大量微秒级曝光时间的流注照片中可以发现其具有大量的分支的树形结构, 随着曝光时间减少到几纳秒, 流注在增强电荷耦合器件 (ICCD) 照片中呈现多个分散孤立的圆形斑<sup>[14]</sup>. 当一个流注头部分成了两个流注时, Chen 等<sup>[15,16]</sup> 通过多分幅 ICCD 相机捕捉流注分支的精细过程. 研究者提出了不同流注分支机理, 传统理论认为流注前方不同处光电离提供的种子电子往回发展的电子崩形成了新的流注分支<sup>[6]</sup>. Liu 和 Pasko<sup>[10]</sup> 提出了一个分支判据, 认为当光电离最小吸收距离小于流注半径时流注发生分支. 但是对于单个流注发生多次分支情况无法得到解释, 流注半径在分支后逐渐减小, 按照此判据分支临界半径不变. Pancheshnyi<sup>[8]</sup> 研究了光电离和背景预电离对种子电子的影响, 发现种子电子的随机分布可能是分支的原因. Luque 和 Ebert<sup>[17]</sup> 研究解释了流注头部电子密度的随机波动导致流注分支. 文献<sup>[18]</sup> 也提出了更为实用的正流注分支判据, 流注分支概率与流注头部区域光电离速率相关. 为了验证分支机理, 文献<sup>[12, 19—21]</sup> 研究了不同氮气氧气比例的混合气体中流注分支特性, 包括分支角度、分支前后的横截面积以及流注长度和直径之间的比率 (分支率). 研究发现在空气中分支率为  $11 \pm 4$ , 纯度为 99.9% 氮气中降至  $9 \pm 3$ <sup>[19]</sup>. 当氧浓度降低到 0.01% 时, 分支率急剧

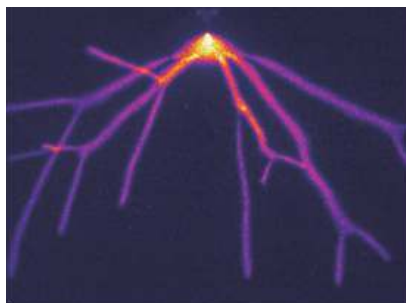


图 1 合成空气中流注放电分支图像 (气压 100 mbar (1 bar =  $10^5$  Pa), 16 cm 尖-板间隙, 脉冲电压幅值为 10 kV)<sup>[12]</sup>

Fig. 1. Branching structure of streamer discharges in synthetic air (the air pressure is 100 mbar; 16 cm point-plane gap, pulse voltage amplitude 10 kV)<sup>[12]</sup>.

下降<sup>[12]</sup>. 氮气-氧气比直接决定了流注头部光电离的种子电子产生速率, 间接反映了光电离速率和流注分支特性之间的关系. 由于该实验是新分支判据的间接证据, 暂缺乏直接实验证据来验证. 这是由于空气中直接用紫外波段激光进行照射会产生大量其他的粒子, 无法有效排除它们的影响; 并且光电离的极紫外光在较短距离内会被氧气分子吸收, 无法直接改变光电离速率进行实验. 因此我们利用数值模型来揭示流注分支的机理.

流注数值仿真模型随着计算机性能的增强以及先进算法的引入取得了重大的进步. 学者提出了三类基本流注放电模型: 流体力学模型、动力学模型和混合动力学-流体模型. 流注存在固有的三维空间结构, 文献<sup>[8, 22—25]</sup> 进行了三维模型仿真, 得到了背景电离、电极非对称布置和不同类型放电的不稳定性对流注分支的影响. 由于流体模型对带电粒子的效应进行了流体近似处理, 因此结果不如利用粒子网格单元与蒙特卡罗碰撞相结合 (PIC-MCC) 的三维模型计算准确. PIC-MCC 给出了空间电荷区域的粒子的动力学描述, 针对等离子体中多尺度问题, 特别是其中有小区域的大梯度系统尤其有效. Chanrion 和 Neubert<sup>[26]</sup> 实现了低气压下的流注放电动力学仿真, 该模型可以模拟从单个自由电子演变到电子雪崩及向流注过渡的整个物理过程, 暂未涉及流注分支现象. Teunissen 和 Ebert<sup>[27]</sup> 提出了一种使用  $k$ - $d$  树的新的粒子管理算法和并行计算, 实现了流注分支的快速仿真, 仿真了电离云迸发多个流注过程. 孙安邦等<sup>[28,29]</sup> 采用自适应可变网格以及粒子可变权重技术, 仿真了不同电压、气压和曲率半径电极上流注放电的起始以及分支过程, 讨论了分支结构和数目的变化情况. PIC-MCC 模型从等离子体物理的粒子性质的角度出发可考虑各种随机源项, 因此, 它是流注分支研究的理想选择.

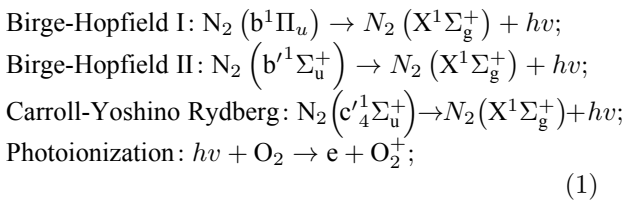
本文使用三维 PIC-MCC 模型研究大气压下氮气-氧气混合气体中流注分支机理, 仿真了毫米短间隙流注发展及分支的物理过程. 为了验证流注头部光电离速率和流注分支之间的关系, 弥补实验无法直接调控光电离速率的不足, 通过改变氮气-氧气比例、氧气吸收光子截面系数以及光电离效率系数来研究这些因素对流注分支的影响, 与实验结果对比分析, 揭示当光电离速率降低时空气中正流注分支呈现出更大概率的机理.

## 2 流注放电 PIC/MCC 模型

本文采用的 PIC-MCC 仿真模型是基于荷兰数学与计算机科学研究中心 Ebert 课题组开发的 Pamdi3D<sup>[30]</sup>. 其假设放电等离子体为弱电离区域, 离子和分子在考虑的区域内被认为静止不动, 且不考虑背景气体分子加热以及化学反应过程.

随着计算机硬件的高速发展以及并行计算的应用, Pamdi3D 优化以往常规的数值程序框架, 发挥了并行计算优势, 大大缩短了仿真时间. 由于计算机内存的限制, 无法存储大量电子 ( $10^8$ — $10^9$ ) 的状态. 为了进一步提高计算效率, Pamdi3D 采用了自适应粒子管理算法. 一方面可以在不大幅降低精确性的前提下对相似状态的粒子数合并成超粒子 (super particle), 每个粒子代表许多粒子的集合, 保证合并前后粒子的总质量、动量和能量守恒; 另一方面重新划分粒子分布区域可以使得较高计算精度的区域粒子数减小, 而较低计算精度区域粒子数增多, 平衡整个网格粒子计算负载.

Zheleznyak 等<sup>[1]</sup>研究了氮气-氧气中光电离机制, 光子来源主要是激发态的氮气向基态转变时辐射出的光子, 并使氧气电离, 具体反应途径如 (1) 式所示:



其中前三个反应辐射的光子能量分别为 12.8, 13.1 和 14.3 eV, 氧气的电离能为 12.5 eV.

在 Zheleznyak 的光电离模型中, 电离氧气分子的光子产生速率与氮气电离速率成正比. 相对速率  $\psi$  为单次碰撞电离产生的氧气分子电离数:

$$\psi = q\gamma^*\eta, \tag{2}$$

其中  $q$  为激发态氮气的猝灭因子,  $\gamma^*$  为产生有足够能量光子激发态氮气分子占总电离氮气分子的比例,  $\eta$  是单个氧分子吸收光子时发生电离的概率.

在本模型引入了随机光电离源项, 并非以往确定性的模型, 每个网格点所在粒子以一定概率发生光电离. 文献 [26] 中首次建立了一个随机粒子版本光电离模型, 本文模型与其区别在于修正了光电离效率系数关于约化场强的取值. 当随机数  $R_1 < \psi$

时, 即认为氮气分子电离时产生了一个光子. 可以使氧气分子电离的光子频率在  $\nu_1 = 2.93 \times 10^{15}$  Hz 和  $\nu_2 = 3.06 \times 10^{15}$  Hz 之间, 光子频率也决定了光子的平均自由程. 由随机数  $R_2$  可以确定光子频率:

$$\nu = \nu_1 + R_2 \cdot (\nu_2 - \nu_1), \tag{3}$$

此光子在电离氧气分子之前的吸收系数为

$$k_f = k_1(k_2/k_1)^{\frac{\nu-\nu_1}{\nu_2-\nu_1}}, \tag{4}$$

式中,  $k_1 = \chi_{\min}p_{O_2}$ ,  $k_2 = \chi_{\max}p_{O_2}$ , 其中  $\chi_{\min}$  和  $\chi_{\max}$  分别是氧气最小和最大吸收截面系数,  $\chi_{\min} = 0.035 \text{ Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ,  $\chi_{\max} = 2 \text{ Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ,  $p_{O_2}$  为氧气分压.

本次模拟的基本条件为: 一个大气压, 温度为 293 K, 气体组分为一定比例的氮气和氧气的混合气体. 为了模拟干燥空气, 氮气和氧气的浓度分别为 80% 和 20%. 整个仿真空间为  $8.32 \text{ mm} \times 8.32 \text{ mm} \times 8.32 \text{ mm}$  立方体区域. 在此区域中, 杆电极安装有尖端, 尖端为圆锥, 高 0.5 mm, 底面直径 0.5 mm, 端部曲率半径为 0.05 mm, 仿真间隙布置如图 2 所示.

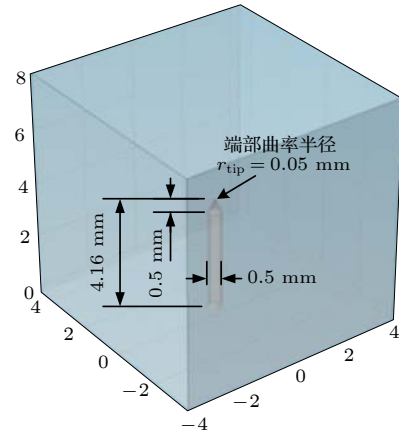


图 2 间隙布置示意图

Fig. 2. Schematic diagram of electrode arrangement.

网格长度  $\Delta x$  的选取应该与 Debye 长度  $\lambda_D$  数量级一致, Debye 长度反映了等离子体的电荷屏蔽效应, 当 Debye 长度小于网格尺寸时, 可认为等离子体呈电中性.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e q_e^2}}, \tag{5}$$

$$\Delta x \leq 0.5\lambda_D, \tag{6}$$

其中  $\epsilon_0$  为真空电介质常数,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $q_e$

为单位电荷量,  $T_e$  为平均电子温度,  $n_e$  为平均的电子数密度.

对于时间步长  $\Delta t$  的选取也应满足 Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) 收敛条件:

$$\Delta t \leq 0.4 \Delta x / \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}, \quad (7)$$

其中  $m_e$  为电子质量.

电极上施加 + 3.5 kV, 周围边界的电势均为零. 初始尖端附近有一团电子-正离子对, 在尖端为中点呈三维高斯分布, 标准差  $\sigma$  为 100  $\mu\text{m}$ , 电子初始能量为 0.1 eV, 仿真时间步长为最短为  $10^{-3}$  ns. 在服务器 (CPU 为 12 核主频 2.2 GHz 英特尔至强 E5-2430, 内存为 32 GB) 上进行计算, 综合考虑流注分支情况与仿真耗时后总时长取为 10 ns 左右, 完成单次计算约需 6 d.

### 3 仿真结果

改变三个重要的光电离参数, 包括氮气-氧气比例、氧气吸收光电离截面系数以及光电离效率系数, 研究它们对流注分支时间和分支距离的影响, 从而分析光电离速率对于分支影响.

#### 3.1 氮气-氧气比例对流注分支的影响

首先改变氮气和氧气的比例, 光电离速率随着氮氧气体比例变化而改变. 当氧气浓度由 20% 减少至 1% 时, 氮气浓度变化不大, 被光子电离产生电子的氧气浓度减小了一个数量级, 因此光电离速率减小; 相似地, 当氧气浓度由 20% 增大至 99% 时, 由于氮气浓度变化了一个数量级, 提供电离的光子数大幅减小, 光电离速率也减小. 综上分析, 仿真研究了氮气-氧气比例分别为 80% : 20%,

99% : 1% 以及 1% : 99% 下流注发展情况.  $t = 9$  ns 时不同的氮气-氧气比例下流注电子密度的三维仿真结果见图 3. 图中大于  $2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  的电子密度区域是不透明的, 并且当密度降低时其显示的透明度增加. 在三种条件下, 所有流注都呈现有分支现象, 尤其在 1% : 99% 的氮气-氧气中特别清楚.

图 4 为三种情况下通过针尖对称轴平面上的电子数密度和电场强度在不同时刻的变化趋势. 图 4(a) 中流注最大场强位置离尖端 1.4 mm, 流注头部电荷层在 9 ns 开始出现断续情况, 代表流注此时将要发展出分支; 而对于另外两种氮气-氧气比例, 图 4(b) 和图 4(c) 流注在 6.0 ns 时刻已经开始分支, 并且对于氮气-氧气比例 1% 和 99% 情况, 流注头部出现多个分支, 而不是像氮气-氧气比例 99% 和 1% 情况仅有两个分支. 由上述仿真结果可知, 改变氮气-氧气浓度间接地影响光电离的效率, 降低氧气浓度后会更早引发流注分支, 也进一步证实分支机理, 减小光电离速率会加速分支.

#### 3.2 氧气吸收光子电离截面系数的影响

根据氧气中光电离的光谱研究, 电离氧气的最大辐射光波长为 1025  $\text{\AA}$ . 增大光电离碰撞截面系数, 等效于减小光电离吸收平均自由程, 理论上可以增大流注头部同等距离区域内光电离产生电子数量, Zheleznyak 光电离模型中最小氧气吸收光电离截面系数  $\chi_{\min} = 0.035 \text{ Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  ( $1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$ ), 人为地将此截面系数减小 1/10 以及放大 20 倍, 取  $\chi_{\min} = 0.0035 \text{ Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  和  $0.7 \text{ Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ , 对比两种情况下流注发展情况, 图 5 为通过针尖对称轴平面上的电子数密度和电场强度在不同时刻的变化趋势.

当  $\chi_{\min} = 0.0035 \text{ Torr}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  时, 图 5(a) 中流

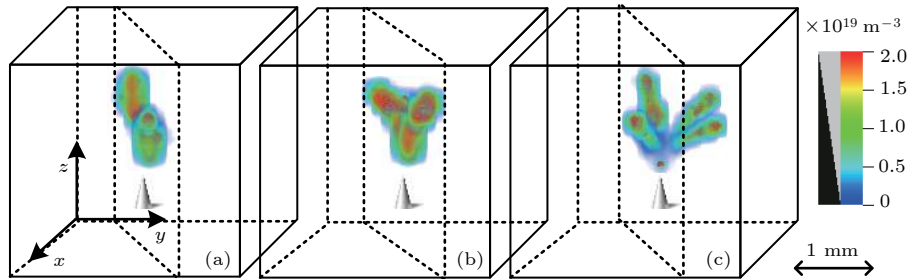


图 3 不同氮气-氧气比例下流注电子密度三维仿真结果 ( $t = 9$  ns) (a) 80% : 20%; (b) 99% : 1%; (c) 1% : 99%

Fig. 3. Three-dimensional simulation results of electron density at  $t = 9$  ns for different nitrogen-oxygen ratio: (a) 80% : 20%; (b) 99% : 1%; (c) 1% : 99%.

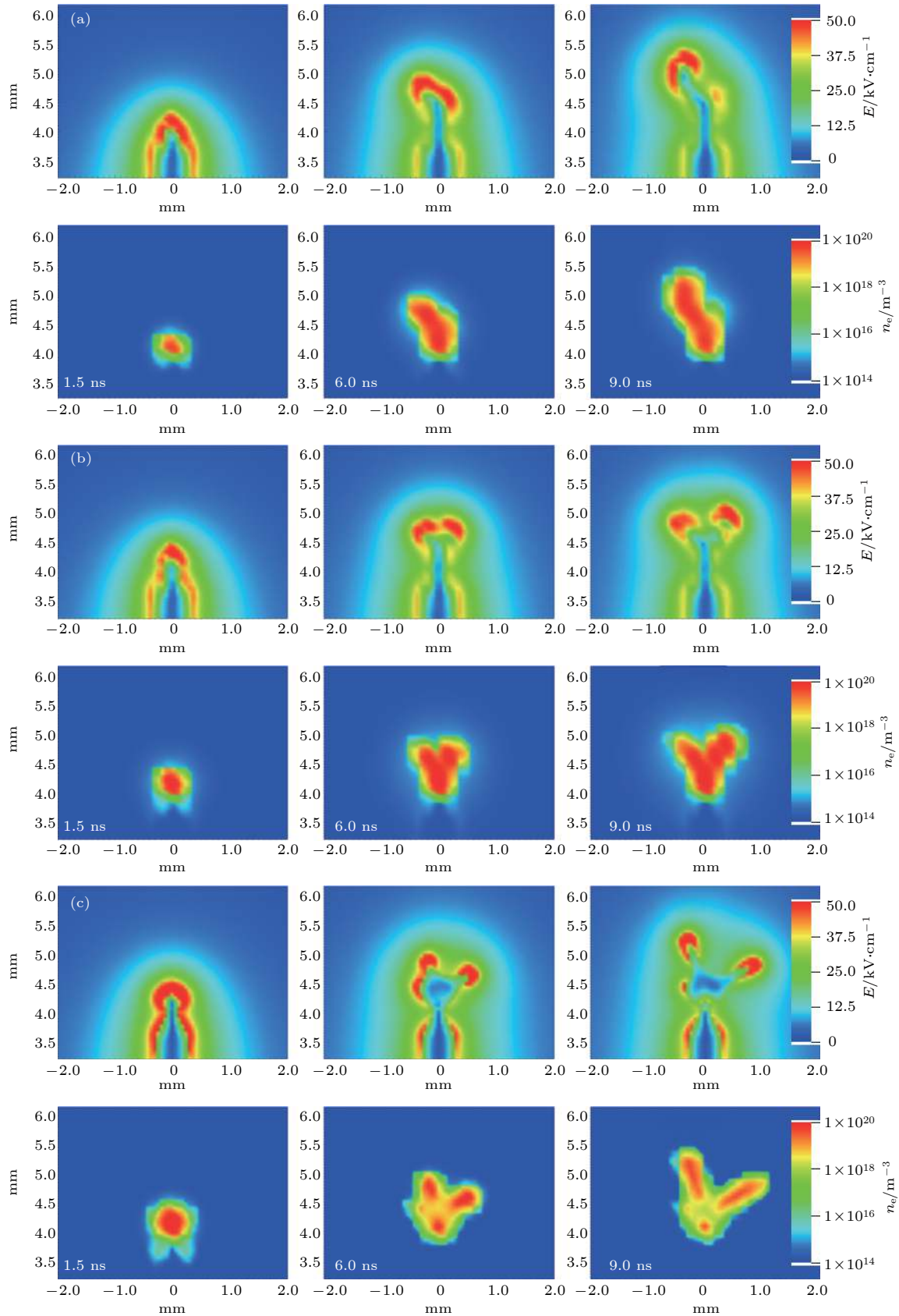


图 4 不同氮气-氧气比例下流注发展仿真结果对比 (a) 80% : 20%; (b) 99% : 1%; (c) 1% : 99%

Fig. 4. Electron density and electric field in simulated region at different moments. It shows the comparison of streamer branching results for different nitrogen-oxygen ratio: (a) 80% : 20%; (b) 99% : 1%; (c) 1% : 99%.

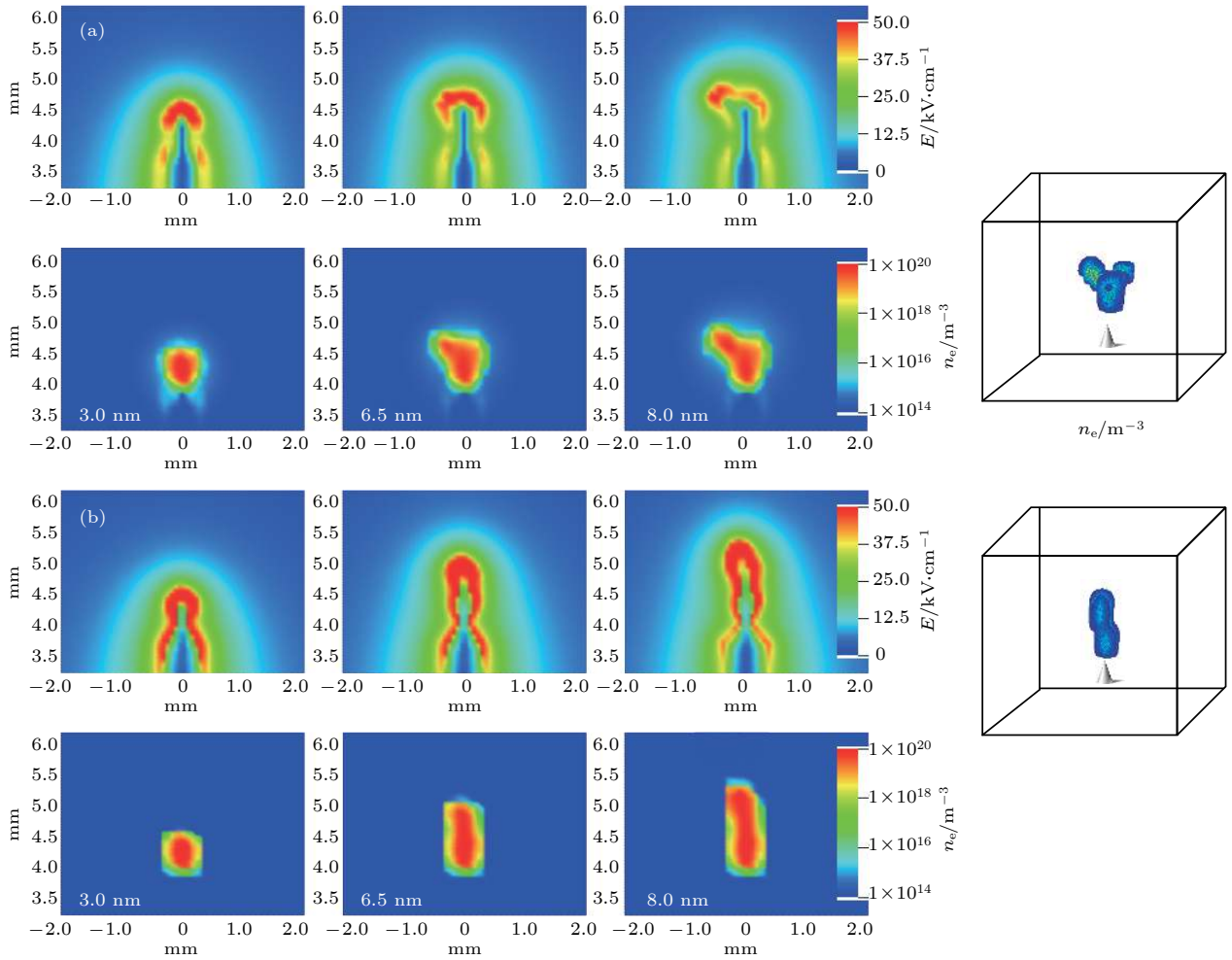


图 5 不同氧气吸收光子电离截面下流注发展 (a)  $\chi_{\min} = 0.0035 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ; (b)  $\chi_{\min} = 0.7 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$

Fig. 5. Electron density and electric field in simulated region at different moments. It shows the comparison of streamer-branching results for different absorption cross sections: (a)  $\chi_{\min} = 0.0035 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ; (b)  $\chi_{\min} = 0.7 \text{ Torr}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ .

注在 6.5 ns 时仍没有显著流注分支生成, 直到 8 ns 时流注头部在两个地方有局部强场区域, 且其中一个为主要分支发展方向, 开始发生分支; 但是增大  $\chi_{\min}$  后, 如图 5(b) 所示, 到 8 ns 时流注头部离尖端 1.5 mm, 流注发展稳定还未发生分支, 流注发展的速度在增大光吸收截面系数后也有所增快. 对比两个仿真结果, 可知当增大氧气吸收光子电离截面系数后, 流注更难发生分支, 这也从侧面印证了分支机理的猜想.

### 3.3 光电离效率系数的影响

以上两小节均是通过间接改变光电离参数探寻光电离速率对于分支的影响, 本小节直接改变光电离效率系数来研究其影响. 光电离效率的系数  $PI_{\text{eff}}$  表达式如 (8) 式所示, 它的物理含义为不考虑激发态氮气分子猝灭 (quenching) 情况下, 激发态

氮气分子中能辐射有效电离光电子的效率.

$$PI_{\text{eff}} = \xi v_* / v_i, \quad (8)$$

其中  $v_*$  为氮气有效激发系数,  $v_i$  为总电离频率系数,  $\xi$  为波长 980—1025 Å 光子中平均光电离效率. Zheleznyak 光电离模型和试验中提供了  $PI_{\text{eff}}$  取值表 [11,31], 为约化电场的函数, 如图 6 所示. 此效率系数直接决定光电离速率的大小.

我们仿真对比了 1/10 和 2 倍  $PI_{\text{eff}}$  下流注发展情况, 图 7 为两种情况下电子数密度和电场强度在不同时刻的变化趋势. 增大光电离效率系数如图 7(a) 所示, 流注的头部强电场区域变大, 到 7 ns 时仍远离尖电极朝外扩散发展; 但当减小光电离效率系数后, 流注头部更为紧凑发展, 7 ns 后强场区域出现不连续情况 (见图 7(b)), 代表此时开始发生分支. 仿真结果说明, 当增大光电离效率系数后, 流注头部更稳定, 更难发生分支, 也直接验证了减

小光电离速率会更早引发分支.

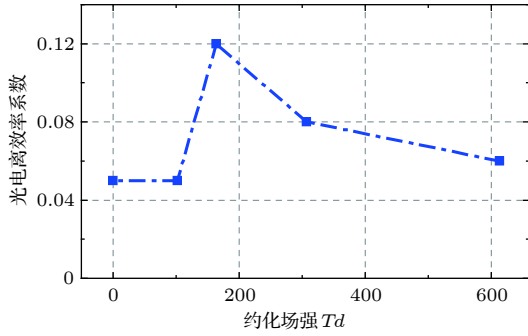


图 6 光电离效率系数关于约化场强的取值

Fig. 6. Photoionization efficiency coefficient as a function of reduced electric field.

#### 4 流注分支机理讨论

光电离是正流注头部非局部区域产生种子电子的最关键机制, 激发态的氮气分子退激产生极紫

外光子会电离氧分子产生电子, 这些电子朝正流注头部回流的过程中促使流注的生成与发展. 上述仿真结果证明, 减小氧气浓度、光子吸收截面或后光电离效率系数后, 均减小了单位体积内光电子生成速率 (即光电离速率) 的大小, 流注均更早地发生了分支现象.

在单个流注发展的过程中, 非均匀电场下流注头部强场区域的光电离活动会逐渐减弱. 当光电离产生较多光电子时不容易受内在分布随机波动的影响, 但是当光电离速率减小时就容易引发某个局部的电子崩随机占优发展, 从而产生较强的空间电荷场, 造成流注头部本来存在的狭窄的空间电荷区域不稳定而出现新的流注分支. 本研究通过直接改变光电离速率揭示了此分支机理. 当流注发展中人为增大光电离加速种子电子产生后, 流注分支情况被抑制. 上述分支机理是从数值试验推理得到的,

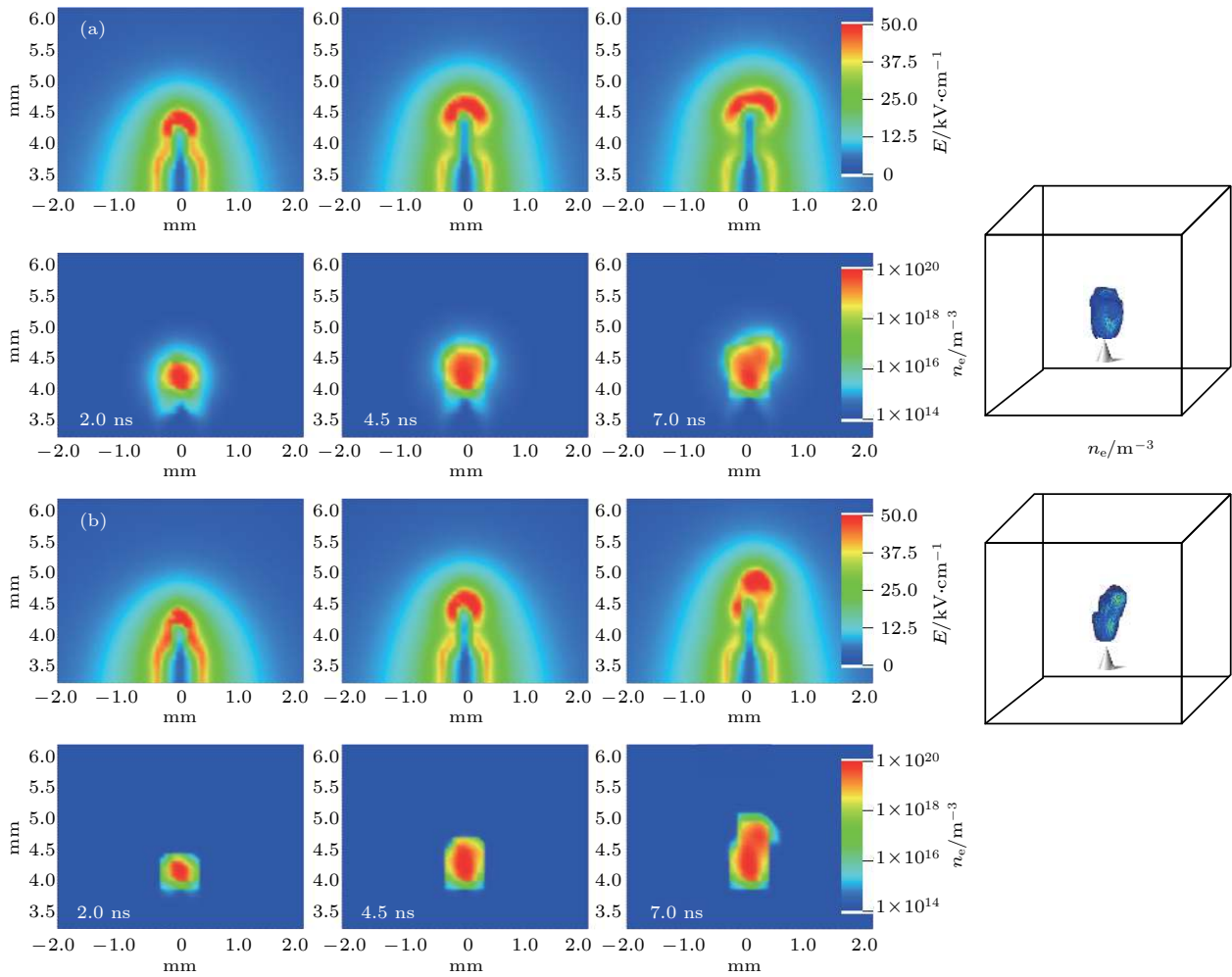


图 7 不同光电离效率系数下流注发展仿真结果对比 (a)  $2PI_{\text{eff}}$ ; (b)  $0.1PI_{\text{eff}}$

Fig. 7. Electron density and electric field in simulated region at different moments. It shows the comparison of streamer branching results for different photoionization efficiency coefficient: (a)  $2PI_{\text{eff}}$ ; (b)  $0.1PI_{\text{eff}}$ .



还有试验从侧面进一步说明流注头部附近的自由电子分布会影响分支的产生. Nijdam 等<sup>[7]</sup>利用 KrF 激光源局部照射氩气中发展的正流注, 研究激光产生的背景电离如何影响流注特性. 当局部区域激光产生的背景电子数密度达到约  $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$  时, 流注的分支被抑制, 且此区域随着激光照射位置的移动而变化. 这个试验现象直接说明了流注发展时其头部前方自由电子数密度越大, 越容易抑制流注发生分支.

结合以往的流注分支理论和本文仿真结果, 无论是由光电离产生种子电子还是预先存在背景电离中的电子, 当电子数密度大于某个阈值时, 流注较难发生分支. 当不考虑背景电离因素而只考虑流注本身光电离作用时, 可以推导出当流注头部区域光电离速率低于某个阈值时, 越容易引发流注发生分支.

这个机制可以较好地定性文献<sup>[18]</sup>的试验结果. 非均匀电场中, 当流注朝远处发展时, 头部附近的场强会逐渐减弱, 与此同时光电离速率也随之减小, 当其减弱到一定程度时, 随机波动导致局部种子电子数密度分布不均匀, 导致某个区域电子崩发展到一定数量影响流注头部空间电荷层, 从而造成此区域发生不稳定, 流注发生分支; 分支以后, 由于流注的直径减小, 流注发展一段时间后其头部的电场再次得到增大, 因此光电离速率也随之升高, 直至进一步在弱电场中发展导致其光电离速率下降而引发下一次分支.

## 5 结 论

本文主要通过 PIC-MCC 模型研究光电离速率对于空气中流注分支的影响机理, 同时对以往实验提出的正流注分支判据进行了验证. 新分支判据认为当光电离速率变小, 即流注头部种子电子数密度减小时, 流注头部越容易发生不稳定, 流注分支概率会增大. 为了验证这一分支判据, 通过改变相关的光电离参数, 在一个大气压下的氮气-氧气混合气体中研究正流注的分支现象, 利用引入随机光电离的三维仿真模型数值揭示了分支机理, 数值仿真结果证明当减小氧气浓度、光子电离截面系数或者光电离效率系数时, 流注均更早地发生分支. 这三种变化都会降低光电离率, 这正是正流注分支判

据的有效证据.

## 参考文献

- [1] Chang J, Lawless P A, Yamamoto T 1991 *Plasma Sci. IEEE Trans.* **19** 1152
- [2] Shao T, Wang R, Zhang C, Yan P 2016 *High Voltage* **3** 14
- [3] Gallimberti I, Bacchiega G, Bondiou-Clergerie A, Lalande P 2002 *Compt. Rendus Phys.* **3** 1335
- [4] Li Y, Mu H B, Deng J B, Zhang G J, Wang S H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124703 (in Chinese) [李元, 穆海宝, 邓军波, 张冠军, 王曙鸿 2013 *物理学报* **62** 124703]
- [5] Pasko V P, Stanley M A, Mathews J D, Inan U S, Wood T G 2002 *Nature* **416** 152
- [6] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag) pp334–337
- [7] Nijdam S, Takahashi E, Teunissen J, Ebert U 2014 *New J. Phys.* **16** 103038
- [8] Pancheshnyi S 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 645
- [9] Nijdam S, Wormeester G, van Veldhuizen E M, Ebert U 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 455201
- [10] Liu N, Pasko V P 2004 *J. Geophys. Res.: Space Phys.* **109** A4
- [11] Zhelezniak M B, Mnatsakanian A K, Sizykh S V 1982 *High Temperat. Sci.* **20** 423
- [12] Chen S, Wang F, Sun Q, Zeng R 2018 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **25** 1128
- [13] Nasser E, Loeb L B 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 3340
- [14] van Veldhuizen E M, Rutgers W R 2002 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **35** 2169
- [15] Chen S, Zeng R, Zhuang C 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 375203
- [16] Zeng R, Chen S 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 485201
- [17] Luque A, Ebert U 2011 *Phys. Rev. E* **84** 046411
- [18] Chen S, Wang F, Sun Q, Zeng R 2018 *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insulat.* **25** 2112
- [19] Ono R, Oda T 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1952
- [20] Briels T M P, van Veldhuizen E M, Ebert U 2008 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41** 234008
- [21] Heijmans L C J, Nijdam S, van Veldhuizen E M, Ebert U 2013 *Europhys. Lett.* **103** 25002
- [22] Papageorgiou L, Metaxas A C, Georghiou G E 2011 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39** 2224
- [23] Arrayás M, Fontelos M A, Kindelán U 2012 *Phys. Rev. E* **86** 066407
- [24] Xiong Z, Kushner M J 2014 *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 065041
- [25] Zhuang C, Huang M, Zeng R 2018 *Commun. Computat. Phys.* **24** 1259
- [26] Chanrion O, Neubert T 2008 *J. Computat. Phys.* **227** 7222
- [27] Teunissen J, Ebert U 2014 *J. Computat. Phys.* **259** 318
- [28] Sun A B, Li H W, Xu P, Zhang G J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 195101 (in Chinese) [孙安邦, 李晗蔚, 许鹏, 张冠军 2017 *物理学报* **66** 195101]
- [29] Li H W, Sun A B, Zhang X, Yao C W, Chang Z S, Zhang G J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 045101 (in Chinese) [李晗蔚, 孙安邦, 张幸, 姚聪伟, 常正实, 张冠军 2018 *物理学报* **67** 045101]
- [30] Teunissen J, Ebert U 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 044005
- [31] Penney G W, Hummert G T 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 572

# Influence of photoionization rates on positive streamer branching in atmospheric air\*

Tu Jing-Yi    Chen She<sup>†</sup>    Wang Feng

(College of Electrical and Information Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China)

( Received 11 January 2019; revised manuscript received 26 February 2019 )

## Abstract

Streamer is a strong ionizing region which advances very quickly in gases, liquids and solids. Streamer is a low-temperature plasma, which produces a variety of chemically reactive substances efficiently. So, streamer discharge has been widely adopted in industry. Furthermore, streamer is the initial stage of electric breakdown in long air gap. Studying the streamer discharge characteristics and its mechanism is the basis of external insulation in power transmission systems.

Streamer branching is a significant characteristic during its development. Lichtenberg figure is the first clear recording of the filamentary structure of streamers. One of acceptable explanations is that the random fluctuations of the electron density ahead of streamer trigger branching. Furthermore, photoionization provides the necessary free electrons for the development of positive streamers. The experimental results show that the branching characteristics are closely related to the photoionization rate in streamer head. The streamer shows higher possibility of branching if the photoionization rate decreases. Since previous experiment is indirect evidence of this deduction, we turn to numerical models to study the influence of photoionization rates on positive streamer branching in atmospheric air. A three-dimensional particle-in-cell model with Monte Carlo collision (PIC-MCC) scheme called Pamdi3D (Teunissen J, Ebert U 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 044005) is employed in this paper. The development and branching of positive streamers in a millimeter-scale needle-plane gap are simulated at atmospheric pressure. Different streamer branching behaviors are investigated by artificially changing the nitrogen-oxygen ratio, the absorption cross section of oxygen, and the photoionization efficiency coefficient.

The effects of different photoionization parameters are systematically studied. When the nitrogen-oxygen ratio, photon absorption cross section or photoionization efficiency coefficient are reduced, the streamer branching occurs earlier in three cases after reducing the photoionization rate. These results imply that the streamer shows higher possibility of branching if the photoionization rate decreases. When the streamer propagates in a non-uniform electric field region and the photoionization rate decreases to a certain value, it is believed that the seed electron distribution is more susceptible to random fluctuations. It will lead to instability in the space charge layer of streamer, thus causing the streamer to branch. Hence it is proposed that streamer branch will be triggered more easily if the photoionization rate in the streamer head decreases, in the case without considering other seed electron sources.

**Keywords:** streamer discharge, branching, photoionization, PIC-MCC, atmospheric pressure plasma

**PACS:** 52.80.Hc, 52.65.-y, 51.50.+v, 31.15.-p

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190060

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51607061, 51677061) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 531107040929).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [chenshe@hnu.edu.cn](mailto:chenshe@hnu.edu.cn)