

大气压下均匀场氮气间隙纳秒脉冲放电过程的三维 PIC/MCC 仿真研究

王永亮¹, 李俊娜¹, 史浩良¹, 李好¹, 蒋铭², 邱爱慈¹

(1. 西安交通大学电工材料电气绝缘全国重点实验室, 西安 710049;

2. 西安交通大学电子物理与器件教育部重点实验室, 西安 710049)

摘要: 为研究几十纳秒脉冲电压下放电参数对气体火花开关间隙放电过程的影响机理, 基于场致发射假设, 采用三维粒子仿真模型模拟了大气压下均匀场氮气间隙在不同条件下的纳秒脉冲放电通道的形成和发展过程。通过调整脉冲电压上升时间、种子电子数密度和场增强因子等参数, 研究了放电参数对电子崩和流注形态结构的影响。模拟结果表明: 电子崩向阳极发展, 流注向阳极和阴极同时发展, 流注通道存在明显分叉现象, 放电参数不同时, 流注通道传播速度和形态结构存在差异; 种子电子数密度一定时, 脉冲电压上升时间越大, 流注通道传播速度越小, 分叉现象越严重。脉冲电压上升时间一定时, 高种子电子数密度可以促进流注的形成和发展, 减弱流注通道的分叉现象; 高场增强因子可实现显著的预电离效果, 有效促进流注通道的形成和发展, 最大程度地减弱流注通道的分叉现象。

关键词: 纳秒脉冲放电; 三维粒子模拟; 均匀场氮气间隙; 气体火花开关; 流注通道分叉

Three-dimensional PIC/MCC Simulation Study of Nanosecond Pulsed Discharge Processes of Homogenous Electric Field Nitrogen Gap at Atmospheric Pressure

WANG Yongliang¹, LI Junna¹, SHI Haoliang¹, LI Hao¹, JIANG Ming², QIU Aici¹

(1. State Key Laboratory of Electric Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China; 2. Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: The paper aims to study the mechanisms of the influence of discharge parameters on the discharge processes of gas spark switches under the pulse voltages with rise time of tens of nanosecond. On the basis of the field emission assumption, we numerically simulated the formation and development processes of nanosecond pulsed discharge channels of the homogenous electric field nitrogen gap at atmospheric pressure using a three-dimensional particle-in-cell, Monte Carlo-collision model for different discharge parameters. The effects of discharge parameters on the morphology and structure of the electron avalanche and streamer are analyzed by adjusting the parameters such as pulse voltage rise time, initial electrons density, and field-enhancement factor. The simulation results indicate that the electron avalanche propagates towards the anode, while the streamer simultaneously develops towards both the anode and cathode. The streamer channel exhibits obvious branches. There are differences in the propagation speed and morphology and structure of streamer channel for different discharge parameters. For the same initial electron density, the discharge propagation speed decreases, and the bifurcations of streamer channel become more obvious with the increase of pulse voltage rise time. For the same pulse voltage rise time, initial electrons with higher density can promote the formation and development of streamer, and weaken the bifurcations of streamer channel. The pre-ionization effect can be realized with a higher field-enhancement factor to effectively promote the steady generation and propagation of streamer, while minimizing the bifurcation phenomenon of streamer channel to the maximum extent.

Key words: nanosecond pulsed discharge; three-dimensional PIC-MCC simulation; homogenous electric field nitrogen gap; gas spark switch; streamer channel bifurcations

0 引言

大型电磁脉冲模拟装置用于模拟高空电磁脉冲场, 须经过一级或两级脉冲压缩电路实现前沿 <3 ns、持续时间为几十至百纳秒的兆伏级快脉冲输出^[1-2]。脉冲气体开关作为电磁脉冲模拟装置的核心部件, 其击穿特性很大程度上决定着装置的输出稳定性。为优化脉冲气体开关的击穿特性, 国内外机构采用激光触发^[3-4]、电触发^[5]和紫外预电离^[6-7]等技术降低开关击穿抖动, 并采用多级串联技术^[8]提高开关击穿电压。然而, 装置快前沿输出要求输出开关结构简单以实现极低电感, 同时输出开关通常安装在装置后端, 外触发电压引入困难, 因此输出开关一般采用自击穿开关或自触发开关^[9]。

在过去的几年中, 国内外机构研究了影响气体开关工作特性的各种因素, 比如电极材料^[10]、间隙气压^[11]、间隙距离^[12]、电极表面粗糙度^[12-14]以及脉冲电压上升时间^[15-17]等。西北核技术研究所分析了不同时间尺度下自触发开关击穿特性, 得出自触发开关击穿时延抖动与承受脉电压前沿相关, 抖动可达脉冲前沿时间 1%左右^[16]。ZENG 等研究了电极表面粗糙度对自击穿开关击穿特性的影响, 表明增加电极表面粗糙度可大大提高开关击穿稳定性^[14]。M.M.Pejović 等研究了电极材料发射性能对开关击穿特性的研究, 指出铜因其功函数较大而有最大击穿时延^[18]。但是目前研究工作主要集中在开关击穿特性数据的实验测量方面, 缺乏相关击穿过程的理论研究和描述。另外, 自触发开关目前大多应用在前沿为几百纳秒的脉冲电压下^[7,19-20], 缺少几十纳秒脉冲前沿下的研究数据。因此, 有必要研究几十纳秒脉冲电压下放电参数对开关间隙纳秒脉冲放电过程的影响机理, 从而为开关工作性能提升提供指导, 推动电磁脉冲模拟装置发展。

在纳秒脉冲放电理论方面, 研究认为放电仍属于经典流注机理解释范围^[21-22], 并基于流注机理发展了电子崩链模型^[23]、逃逸电子模型^[24]等。由于流注放电的瞬态性和非线性, 采用光学实验诊断放电过程中的粒子空间密度分布、电场分布等放电参量较为困难, 因此数值模拟成为研究流注放电的重要手段。气体放电现象的数值模拟方法主要有流体模拟^[25]和粒子模拟^[26]。流体模拟基于特定分布函数假设, 更适用于对静态物理过程进行快速模拟。粒子模拟基于第一性原理, 充分考虑了物理过程中的非

线性效应, 更适用于对纳秒脉冲气体放电过程的模拟。Levko 等采用一维粒子模型研究了氮气间隙的亚纳秒脉冲击穿机理, 并分析了气压和场增强因子对放电过程的影响, 指出逃逸电子会极大地改变放电动力学特性^[27]。Wen 等采用二维粒子模型研究了纳秒脉冲电压下均匀场空气间隙中逃逸电子的产生方式, 以及光电离对纳秒脉冲放电过程的影响^[28]。Raja 等采用二维粒子模型模拟了负流注放电过程中高能电子的产生, 当流注头部场强 >200 kV/cm 时, 流注头部可产生能量 $>1\ 000$ eV 的高能电子^[29]。尽管目前存在多种模拟方法, 但采用全三维粒子-电路耦合模型模拟纳秒脉冲放电演变形态的研究较少。

针对上述情况, 本文采用三维粒子-电路耦合模型对大气压下均匀场氮气间隙纳秒脉冲放电现象进行模拟, 并详细讨论了脉冲电压上升时间、种子电子数密度和场增强因子等放电参数对电子崩和流注形态结构的影响。

1 仿真模型建立

1.1 几何模型

自击穿开关的间隙电场为准均匀场, 场不均匀系数约为 1.1^[30], 因此模型中采用平板电极结构。本文建立的几何模型如图 1 所示, 计算区域为 $6\text{ mm} \times 1.8\text{ mm} \times 1.8\text{ mm}$, 间隙距离为 6 mm。阴极板外施负极性纳秒脉冲电压, 阳极板接地。模型中前、后、左、右 4 个边界对于粒子均设置为吸收边界, 即当粒子抵达吸收边界后将被吸收, 移出计算区域。前、后、左、右 4 个边界对于场均设置为 Neumann 边界, 上、下边界对于场均设置为 Dirichlet 边界条件。对于粒子模拟, 网格尺寸会影响仿真结果的准确性, 因此网格尺寸须尽可能小于等离子体德拜长度。然而, 目前计算机水平制约着网格划分水平, 因此模型中尽可能取较小的网格尺寸以满足仿真要

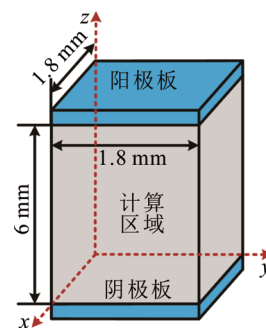


图1 仿真模型的几何示意图

Fig.1 Schematic of the model geometry in the simulations

求。本文将模型均匀划分为 $10\ \mu\text{m}\times 10\ \mu\text{m}\times 10\ \mu\text{m}$ 的网格, 时间步长设置为 $1\times 10^{-14}\ \text{s}$ 。

1.2 粒子模型

1.2.1 粒子碰撞

间隙均匀分布体积分数比例为 99.999%:0.001% 的氮氧混合气体, 气压为 0.1 MPa。模拟中所考虑的放电属于弱放电范围, 因此主要考虑电子与中性粒子的碰撞。模型中考虑了电子与氮气分子的 23 个碰撞过程, 电子与氧气分子的 14 个碰撞过程。主要反应方程如下所述。

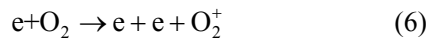
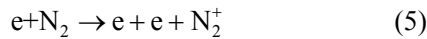
弹性碰撞^[31]:



激发碰撞^[32]:



电离碰撞^[33]:

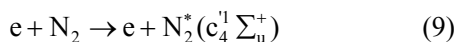
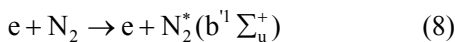
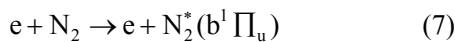


高压条件下, 电子动能会达到 1 keV 以上, 但碰撞截面的实验测量中, 电子能量一般都低于 1 keV, 高能量范围的碰撞截面则人为设置为 0, 这会严重影响模拟结果的正确性。模型中, 采用 Bethe 公式^[33]将电离碰撞截面中的电子能量扩展至 50 keV。图 2 为电子与氮气分子和氧气分子电离碰撞截面 S 随电子能量 E 的变化曲线。

1.2.2 光电离

氮氧混合气体中, 光电离的主要机制为: 氮气分子受激发之后, 处于高能激发态的氮气分子辐射退激为基态时释放光子, 光子与氧气分子发生碰撞电离^[34]。本模型在 Zheleznyak 光电离模型的基础上, 采用一种准自洽光电离模型, 追踪 3 种氮气分子高能激发态的产生和退激, 并且光子由氮气分子高能激发态自发辐射退激时发出, 光子被氧气分子吸收从而引起氧气分子光电离^[35]。主要反应方程如下所述。

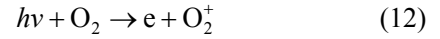
氮气分子高能激发态产生^[36]:



氮气分子高能激发态退激^[37-38]:



光电离^[39]:



式中: $\text{N}_2^*(b^1\Pi_u)$ 、 $\text{N}_2^*(b^1\Sigma_u^+)$ 、 $\text{N}_2^*(c_4^1\Sigma_u^+)$ 为氮气分子的高能激发态; A 为氮气分子高能激发态非辐射退激产物; $h\nu$ 为氮气分子高能激发态辐射退激产生的光子。

1.2.3 外电路耦合

本文采用三维粒子-电路耦合模型计算氮气间隙电极电压和电路电流。外电路模型如图 3 所示, 其中, C 为 Marx 发生器储能电容, 等效电容值为 1 nF; S 为 Marx 发生器多级气体开关的等效开关; R 为 Marx 发生器气体火花间隙的等效电阻, 电阻值为 $3\ \Omega$; L 为 Marx 发生器气体火花间隙的等效电感 ($4\ \mu\text{H}$) 和放电回路电感 ($7\ \mu\text{H}$) 的总和, 电感值为 $11\ \mu\text{H}$; C_s 为放电回路结构电容 ($35\ \text{pF}$) 和峰化电容 ($90\ \text{pF}$) 的总和。外电路有 2 种工作方式: 未接入峰化电容和接入峰化电容。当储能电容 C 的充电电压为 360 kV 时, 不同工作方式下的电路输出脉冲电压

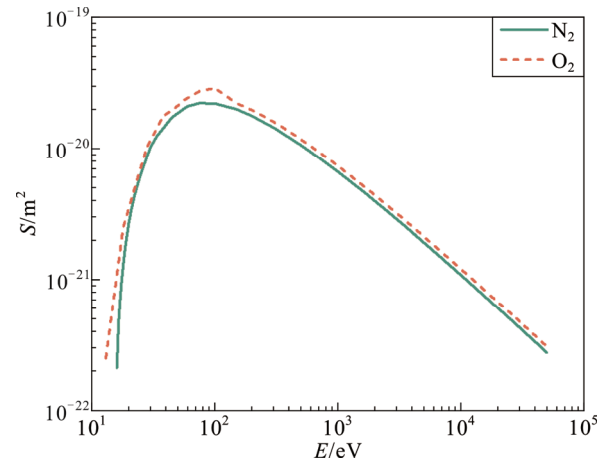


图 2 电子与氮气分子和氧气分子电离碰撞截面

Fig.2 Cross-sections of ionization collisions between electrons and nitrogen with oxygen

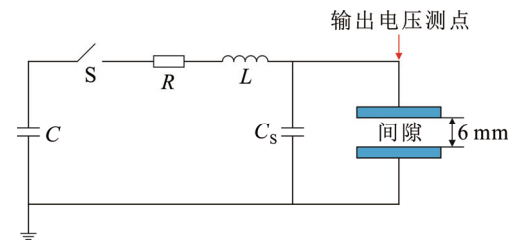


图 3 外电路等效模型

Fig.3 Schematic diagram of the external circuit model

波形如图4所示。未接入峰化电容时,电路输出脉冲电压峰值约为690 kV,前沿约为40 ns。接入峰化电容时,电路输出脉冲电压峰值约为630 kV,前沿约为65 ns。可见,峰化电容的存在会降低电路输出脉冲电压幅值并增大脉冲电压上升时间。

仿真中,三维粒子-电路耦合模型通过以下算法实现:1)识别模拟中电极表面网格节点;2)计算以电极表面节点为中心的单位网格内电极表面电荷;3)将电极表面节点处的电极表面电荷相加得到总电极表面电荷;4)根据电极表面电荷以及电极收集电流计算电极电压和电路电流。

详细迭代原理可参考文献[40]。

1.3 初始条件设置

模型中,假设间隙内的种子电子源于阴极表面场致发射。当阴极表面场强 βE_{Φ} 约为 2×10^4 kV/cm(其中, β 为场增强因子; E_{Φ} 为间隙场强,单位:kV/cm)时,阴极表面发生显著的场致发射^[27]。另外,实验结果表明大气压下氮气间隙通常在脉冲前沿击穿,

因此模型中只考虑图4中脉冲电压波形的上升阶段。模型中,在阴极表面中心放置一定数量的种子电子,种子电子的初始速度呈高斯分布,平均速度为 10^5 m/s,加载时间和数目等具体参数值见第2章。

2 结果与讨论

2.1 脉冲电压上升时间对纳秒脉冲放电的影响

选择脉冲电压上升时间为40 ns和65 ns分别进行模拟。

场增强因子 β 取500。由于 β 仅与电极表面粗糙度相关,因此脉冲电压上升时间不同时,阴极表面场致发射所需场强一致。根据1.4节,当间隙外施场强达到40 kV/cm(阴极电势为24 kV)时,种子电子由阴极表面中心加载,数密度为 3×10^{14} m⁻³。脉冲电压上升时间为40 ns和65 ns时,种子电子分别于7.92 ns和14.20 ns进入间隙。

2.1.1 电子崩形态结构

当种子电子进入间隙后,由于外施脉冲电压较低,种子电子无法与中性气体分子发生碰撞电离。随着脉冲电压升高,种子电子在电场加速中不断累积能量,当能量高于中性分子电离能时,种子电子将与中性分子发生有效碰撞电离。当脉冲电压上升时间为40 ns和65 ns时,有效电子出现时间分别为7.94 ns和14.26 ns。随后,有效电子在电场作用下

向阳极运动并不断电离中性气体,逐渐形成电子崩。

图5显示了不同脉冲电压上升时间下,间隙电场强度在不同时刻的分布图。所有图像均是沿z轴方向分别在x-z轴平面和y-z轴平面取计算区域的中

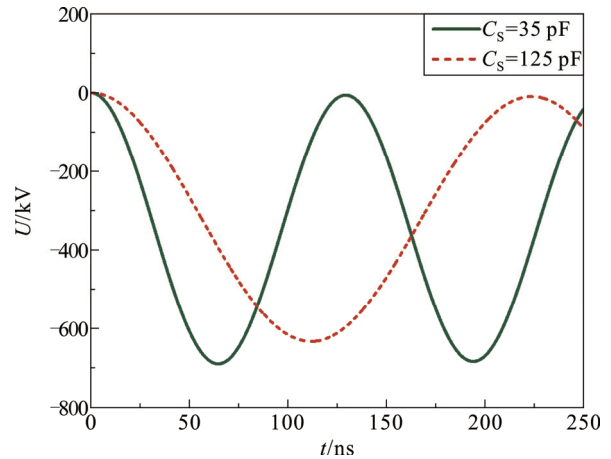


图4 不同工作模式下输出脉冲电压波形

Fig.4 Waveforms of output pulse voltage under different operation modes

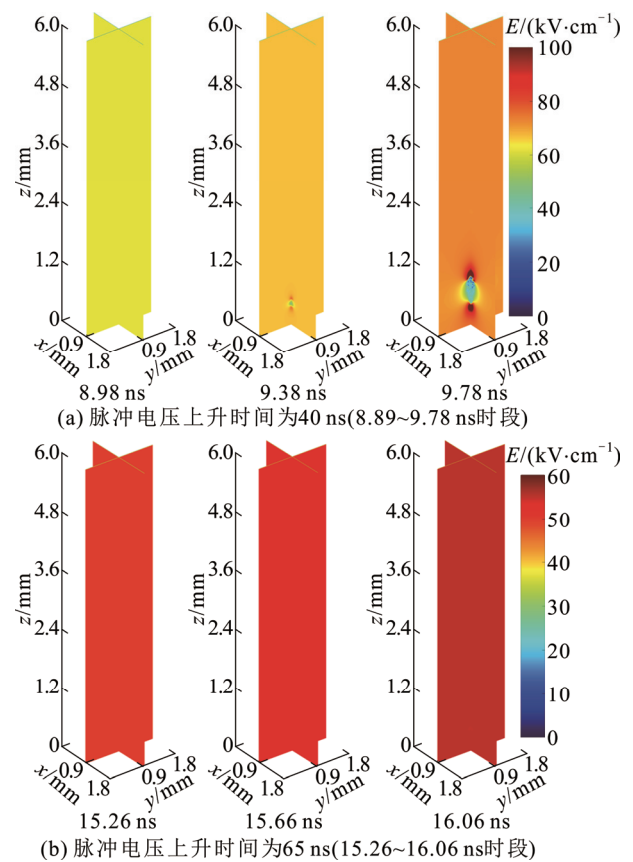


图5 不同脉冲电压上升时间下间隙电场演变
(时间步长0.40 ns)

Fig.5 Temporal evolution of electric field for different rise times of pulse voltage with a time step of 0.40 ns

心位置截断所得。后文中所有电场强度图像均是按照此方法得到。可以看出: 随着放电进行, 受空间电荷效应影响, 电子崩头部和尾部的电场均被加强, 而电子崩内部电场被削弱。

对比图 5(a)、(b)可以发现: 若以种子电子出现时刻作为参考, 间隔相同时间后, 脉冲电压上升时间为 40 ns 时, 电子崩头部和尾部的电场畸变更明显。由此可知, 改变脉冲电压上升时间会影响电子崩的形成时间, 这是因为脉冲电压上升时间越大, 有效电子形成时间越晚, 电子倍增速率越低。另外, 根据不同时刻电子崩头部位置估算电子崩的平均传播速度 v_a 得, 脉冲电压上升时间为 40 ns 和 65 ns 时, v_a 分别为 1.5×10^6 m/s 和 8.75×10^5 m/s, 可见脉冲电压上升时间越大, 电子崩传播速度越小。

2.1.2 流注形态结构

随着放电进行, 电子崩头部和尾部的电场畸变更严重。通常, 当空间电荷场与外加电场相当时, 电子崩开始转变成流注^[41]。从图 6 可以推测出, 脉冲电压上升时间为 40 ns 和 65 ns 时, 负流注形成时间分别为 9.78 ns 和 17.28 ns, 对应的外施脉冲电压分别为 43.73 kV 和 38.24 kV。可见, 改变脉冲电压上升时间会影响流注形成的时间和临界电压, 这是因为脉冲电压上升时间越小, 脉冲电压上升速率越高, 电子倍增和空间电荷积累速率越高, 当空间电荷场和外加电场相当时, 外加电场更高, 同时, 高脉冲电压上升速率加快了电子崩的形成和发展, 从而加快了流注的形成。

仿真过程中主要跟踪 2 类电子: 光电离产生的电子与其所引起的碰撞电离形成的电子, 文中记为第 1 类电子; 种子电子与其所引起的碰撞电离形成的电子, 文中记为第 2 类电子。图 7 是 2 种脉冲电压上升时间下不同时刻的电子数密度分布。图 7(a)和图 7(c)分别是脉冲电压上升时间为 40 ns 和 65 ns 时, 不同时刻的第 2 类电子数密度分布; 图 7(b)和图 7(d)分别是脉冲电压上升时间为 40 ns 和 65 ns 时, 不同时刻的所有电子数密度分布。所有流注图像的观测角度均相同。因不同脉冲电压上升时间下的流注放电持续时间不同, 图中选取的时间略有不同。

对比图 6 和图 7 可以看出, 电子崩主要从阴极向阳极发展, 转入流注后, 电离产生的等离子体可以屏蔽外加电场, 流注向阴极和阳极同时发展。另外, 由图 7 可以看出, 在负流注发展过程中, 流注头部和尾部均呈辐射状传播, 并产生大量树枝状的

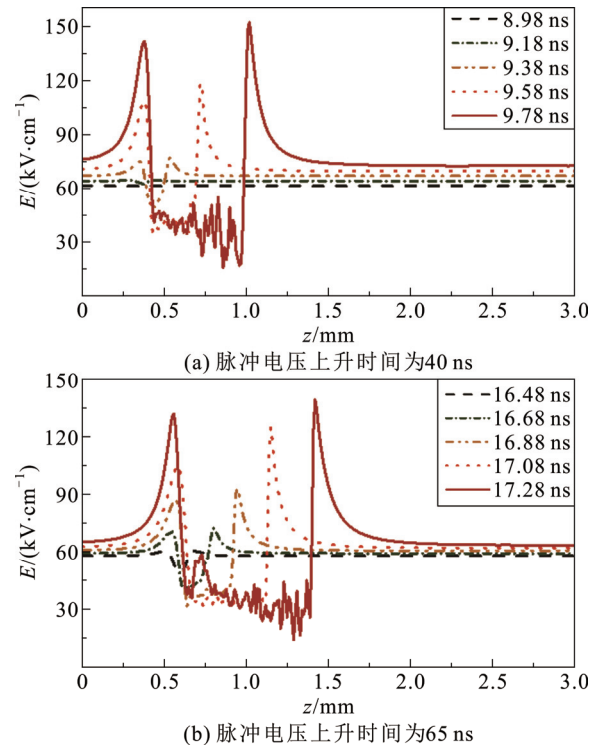


图 6 不同脉冲电压上升时间下放电通道中心沿 z 方向的合成场强

Fig.6 Total electric field at middle line of discharge channel along z direction for different rise times

分叉通道。脉冲电压上升时间越大, 流注分叉现象越明显, 这可以从分叉现象的产生方式角度分析。

图 7(a)和图 7(b)对比显示, 流注尾部的分叉现象主要是流注尾部向阴极传播过程中不断融合第 1 类电子所引起的二次电子崩和二次流注所致。图 8 显示脉冲电压上升时间为 65 ns 时, 第一类电子数目及其产生速率更高, 意味着光电离产生的电子引起的空间电离更剧烈, 因此流注尾部分支通道更多。

对于流注头部, 一方面, 光电离也会引起流注头部的分叉现象, 因此慢前沿也会强化头部的分叉现象; 另一方面, 流注头部的高能电子被捕获过程也会引起分叉现象^[30]。脉冲电压上升时间为 40 ns 时, 图 9(a)显示 10.20 ns 时流注头部出现大量能量 >1000 eV 的高能电子, 此时流注头部最大约化电场为 188.50 V/(m·Pa), 对应的逃逸电子能量阈值约为 400 eV^[42], 因此流注头部出现逃逸电子。由于电子大角度散射的概率随能量增加而降低, 因此能量 >1000 eV 的电子几乎沿直线运动, 在这种情况下, 逃逸电子在流注头部预电离形成的二次电子崩和流注对分叉基本无影响。脉冲电压上升时间为 65 ns 时, 图 9(b)显示 17.90 ns 时流注头部出现能量

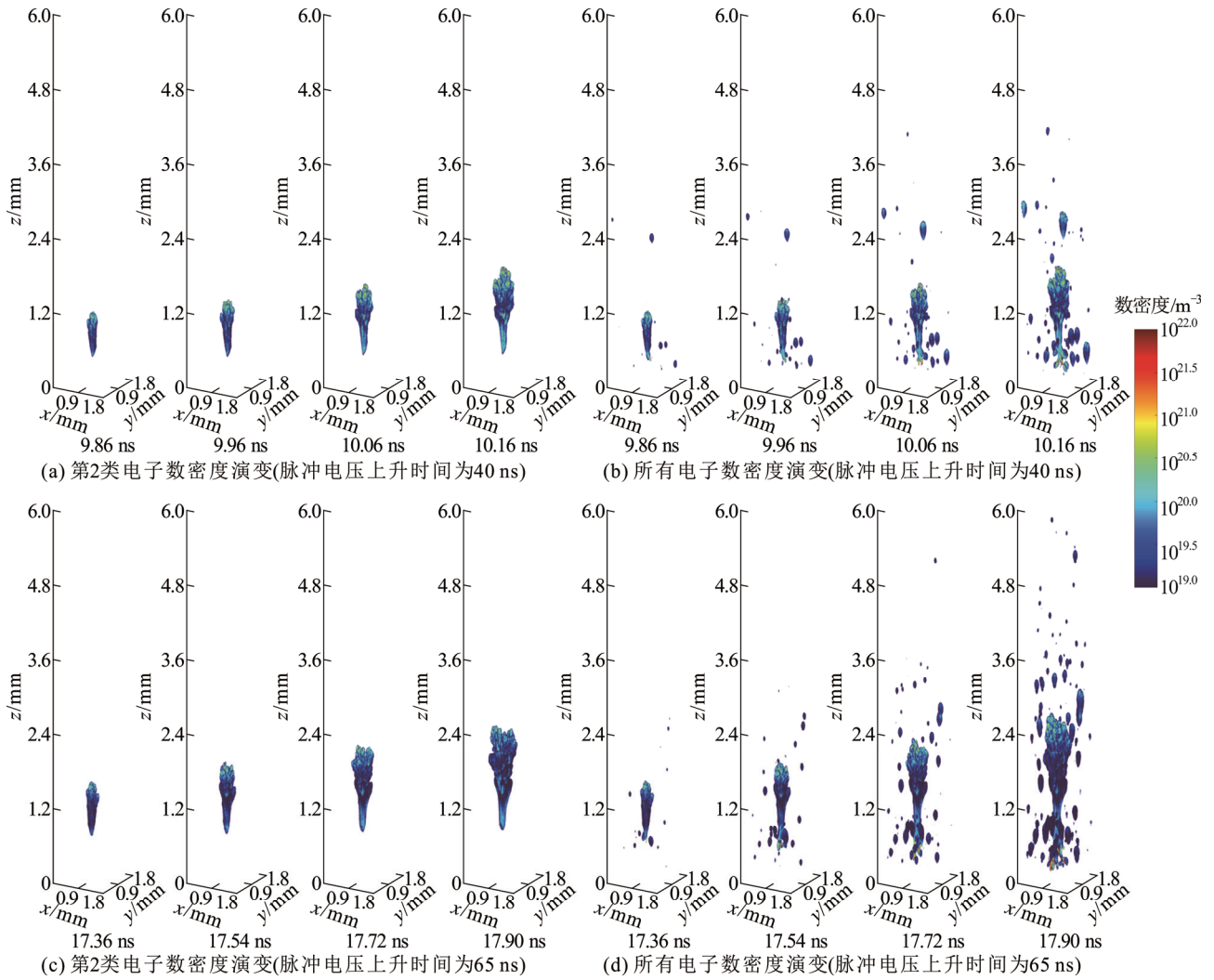


图7 不同脉冲电压上升时间下电子数密度($>10^{19} \text{ m}^{-3}$)演化过程

Fig.7 Temporal evolution of electron density($>10^{19} \text{ m}^{-3}$) under different pulse rise time

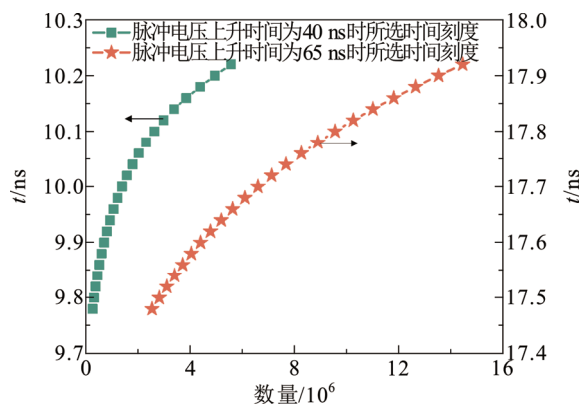
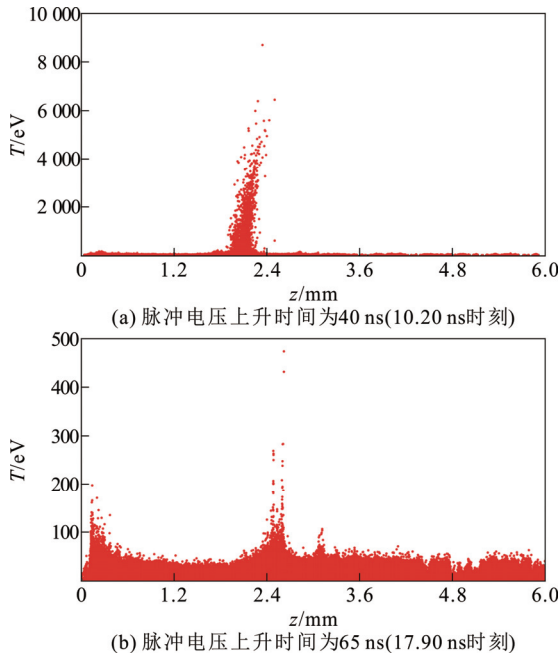


图8 不同脉冲电压上升时间下第1类电子的数量

Fig.8 Number of type I electrons for different rise time of pulse voltage

接近 500 eV 的高能量电子,但此刻流注头部最大约化场强为 97.66 V/(m·Pa), 对应的逃逸电子能量阈值约为 1 000 eV^[42], 因此这部分高能电子在流注头

部减速被捕获,无法完全逃逸,这些电子电离流注头部周围气体并产生空间电场,吸引流注向空间电场方向发展,加强了流注头部的分叉^[28,30]。需要注意的是,逃逸电子出现的充分条件是前行的电场峰值达到电子逃逸的临界值^[43],因此需要根据空间电场演变动态判断高能电子是否可以完全逃逸。但是,受限于 PIC-MCC 模型的精度,当前仿真模型中很难模拟间隙完整的击穿过程,因此结合流注头部约化电场和逃逸电子能量阈值判断后续放电阶段中逃逸电子的出现存在困难。然而,当脉冲电压上升时间为 65 ns 时,当前仿真过程中未出现逃逸电子,这不影响流注头部分叉现象形成的分析。最后,图 10 显示流注分叉处的电场高于周围电场,这会导致分叉处的电离率高于周围区域。因此,随着放电进行,流注头部不均匀的电离率会导致流注出现更多分支。

图9 电子能量沿 z 方向分布Fig.9 Distribution of electron energy along z direction

2.2 种子电子数密度对纳秒脉冲放电的影响

选择种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 分别进行模拟。

场增强因子 β 取 500, 脉冲电压上升时间取 65 ns。14.20 ns 时, 间隙外施场强达到 40 kV/cm, 种子电子由阴极表面中心发射进入间隙。

2.2.1 电子崩形态结构

与 2.1.1 节相似, 种子电子进入间隙并未立即产生有效电离。当种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时, 有效电子出现时间分别为 14.26 ns 和 14.24 ns。不同条件下, 电子崩阶段带电粒子空间分布见图 11, 头部粒子为电子, 尾部粒子为离子。

可见, 种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时, 单位时间内因碰撞电离产生的电子数更多, 并且电子崩结构形态更加集中, 有利于电荷密度的积累。在这种情况下, 如图 12 所示, 放电时间相同时, 高数密度的种子电子会导致电子崩头部和尾部的电场畸变更加显著, 进一步加强电子碰撞电离, 加快放电进行, 使空间电荷场提前到达电子崩转入流注的临界值, 意味着流注会提前出现。

根据不同时刻电子崩头部位置估算电子崩的平均传播速度 v_a , 种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时, v_a 分别为 $8.75 \times 10^5 \text{ m/s}$ 和 $9.11 \times 10^5 \text{ m/s}$ 。可见, 种子电子数密度越高, 电子崩传播速度越快。

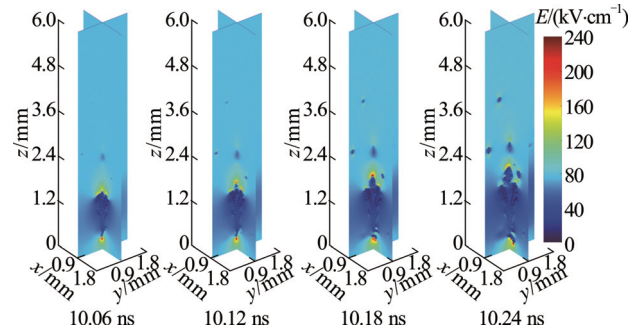


图 10 脉冲前沿为 40 ns 时 10.06~10.24 ns 时段电场演变

Fig.10 Temporal evolution of electric field from 10.06 ns to 10.24 ns when rise time of pulse voltage is 40 ns

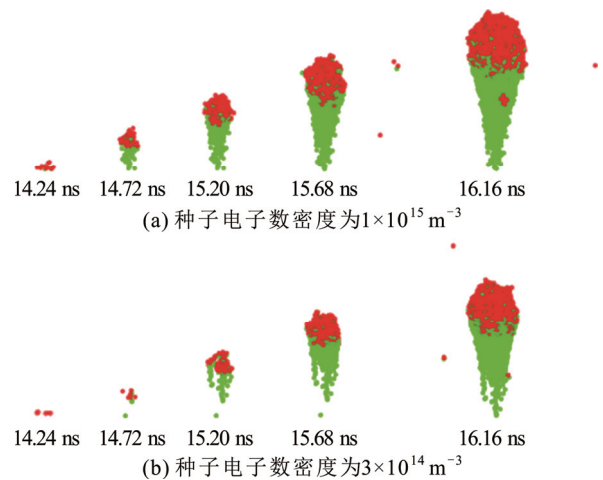


图 11 14.24~16.16 ns 时段带电粒子空间分布(时间步长为 0.48 ns)

Fig.11 Spatial distribution of charged particles from 14.24 ns to 16.16 ns with a time step of 0.48 ns

2.2.2 流注形态结构

当种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时, 负流注形成时间分别为 17.28 ns 和 17.08 ns, 对应的外施脉冲电压分别为 38.24 kV 和 37.38 kV。可见, 种子电子数密度越高, 流注形成越快, 流注形成临界电压越低。

图 13 是流注放电中电子数密度的空间分布。可以看出, 流注通道向阳极和阴极同时发展。根据不同时刻流注头部位置估算流注的平均传播速度 v_s , 种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 和 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时, v_s 分别为 $1.77 \times 10^6 \text{ m/s}$ 和 $2.33 \times 10^6 \text{ m/s}$ 。可见种子电子数密度越高, 流注传播速度越快。另外, 图 13 显示, 种子电子数密度越高, 流注头部分支数量越少。原因有如下两个方面。

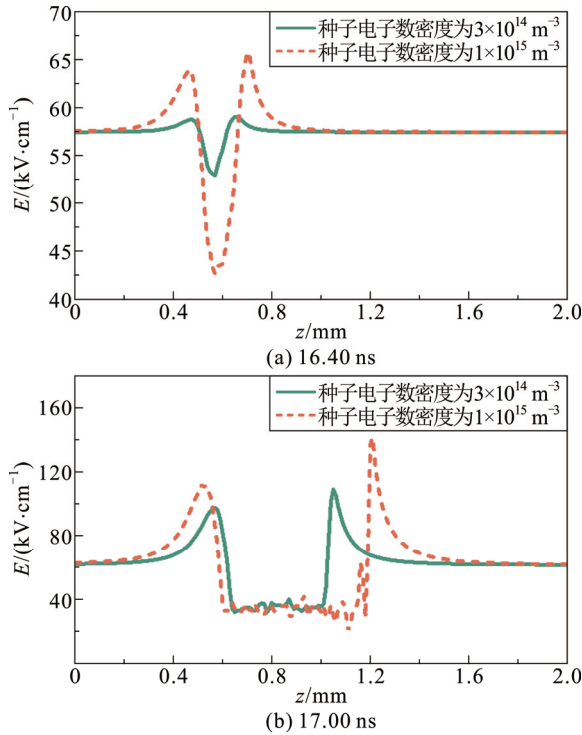


图 12 不同时刻放电通道中心沿 z 方向的合成场强
Fig.12 Total electric field at middle line of discharge channel along z direction for different moments

一方面，光电离产生的电子所引起的二次电子倍增对流注发展起主导作用。图 14 和图 15 分别显示了种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 和 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 时，能量 $> 15.6 \text{ eV}$ (氮气分子的电离能为 15.6 eV) 的电子数目随时间的变化关系。可以看出，不同种子电子数密度时，第 1 类电子的数量均随时间几乎呈指数增长。当种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 和 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 时，第 2 类电子的数量分别在 17.72 ns 和 17.76 ns 开始降低。另外，对比发现种子电子数密度越低，第 1 类电子数量在能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子总数中的占比越大，意味着光电离产生的电子所引起的二次电子倍增更强烈，从而流注头部的分叉更严重。

另一方面，流注头部高能电子数密度的不均匀分布加剧流注头部分叉^[44]。2 种不同条件下，本文模拟过程中均未出现逃逸电子，因此流注头部分叉的另一种成因均为高能电子被捕获。然而，不同条件的模型中流注分叉现象仍存在差别，意味着存在其他可能导致流注头部分叉的因素。图 16 显示了能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数密度空间分布。可以看出，种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时，流注头部高能电子数密度在 17.56 ns 前分布相对均匀，后续逐渐出现

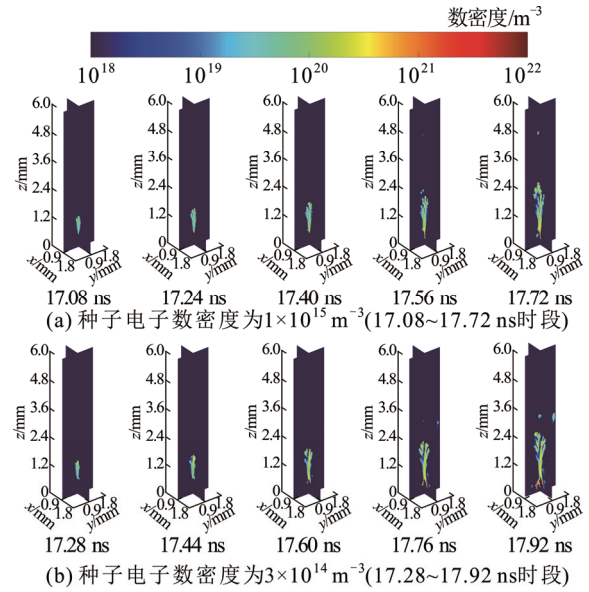


图 13 不同种子电子数密度下电子数密度($\geq 10^{18} \text{ m}^{-3}$)演化过程(时间步长为 0.16 ns)

Fig.13 Temporal evolution of electron density ($\geq 10^{18} \text{ m}^{-3}$) with a time step of 0.16 ns for different of initial electron density

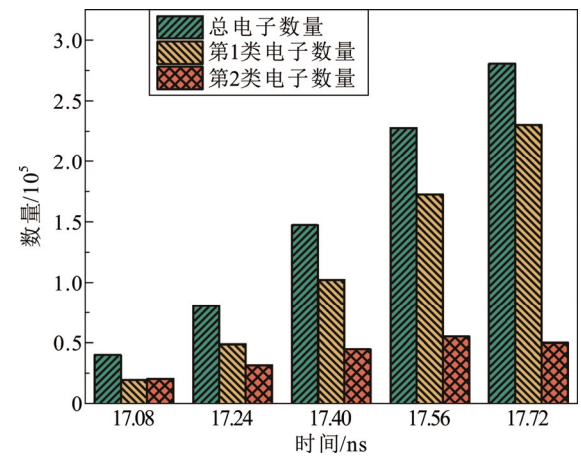


图 14 种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 时不同时刻下能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数目

Fig.14 Number of electrons with energy above 15.6 eV at different moments when initial electrons density is $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$

不同程度的集中区域，这主要是流注头部电场不均匀分布所致。高能电子数密度的不均匀分布会导致流注头部发展不稳定，高数密度部分的电子会加快流注传播，低数密度部分的电子会导致流注传播相对缓慢，从而导致流注头部分化出传播速度不同的分支。然而，种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 时，流注头部高能电子数密度在 17.65 ns 时便出现明显的

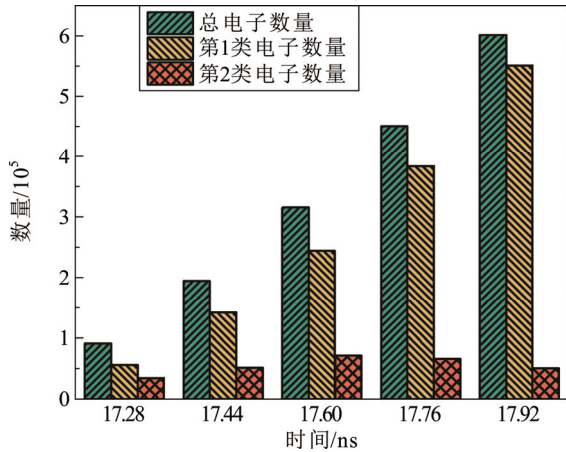


图 15 种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ 时不同时刻下能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数目

Fig.15 Number of electrons with energy above 15.6 eV at different moments when initial electrons density is $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$

不均匀分布, 意味着流注头部分支提前出现。流注分支会进一步加剧电场的不均匀性, 从而进一步加剧流注分支, 因此, 流注头部分支更多。

2.3 场增强因子对纳秒脉冲放电的影响

选择场增强因子为 500 和 1000 分别进行模拟。

脉冲电压上升时间取 65 ns 。根据场致发射方程, 场增强因子越大, 场致发射所需场强越低, 场致发射电子数密度越高。因此, 场增强因子为 500 时, 种子电子于 14.20 ns 进入间隙, 数密度设置为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$; 场增强因子为 1000 时, 种子电子于 10.02 ns 进入间隙, 数密度设置为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 。

2.3.1 电子崩形态结构

场增强因子为 1000 时, 当种子电子进入间隙时, 间隙外加场强仅为 20 kV/cm , 电子在电场作用下只加速而未发生电离。为了便于分析, 统计了不同场增强因子时气体间隙中能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数量随时间的变化关系, 如图 17 所示。可以看出, 场增强因子取 1000 和 500 时, 间隙中能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数量分别在 14.2 ns 和 15.2 ns 时开始增多, 电离率逐渐增加, 并且 15.2 ns 时间隙中分别存在 1326 和 3 个能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子。若以 15.2 ns 作为参考点, 场增强因子为 1000 在物理层面上相当于提前在间隙中注入大量有效电子, 从而达到预电离的效果。

图 18 显示了不同场增强因子时电子崩阶段带电粒子的空间分布, 其中, 头部粒子为电子, 尾部粒子为离子。可见, 预电离效果明显促进了电子崩

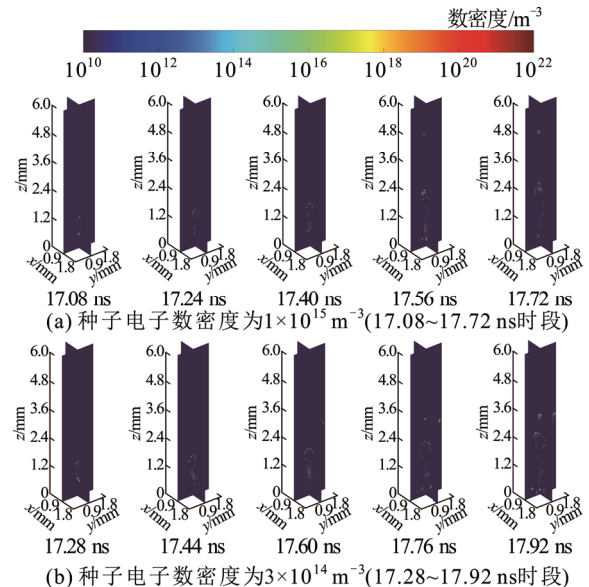


图 16 不同种子电子数密度下能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数密度 ($\geq 10^{18} \text{ m}^{-3}$) 演变(时间步长为 0.16 ns)

Fig.16 Temporal evolution of density ($\geq 10^{18} \text{ m}^{-3}$) of electrons with energy above 15.6 eV for different initial electrons density (with a time step of 0.16 ns)

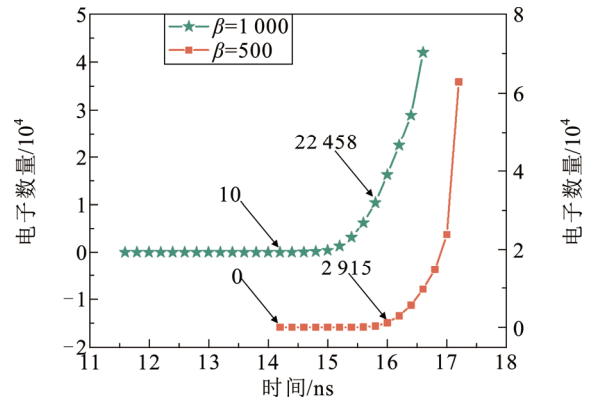


图 17 不同场增强因子下能量 $> 15.6 \text{ eV}$ 的电子数量

Fig.17 Number of electrons with energy above 15.6 eV for different field-enhancement factors

的发展。对比图 11(a)和图 18(a)可见, 当种子电子数密度相同时, 种子电子越早进入间隙, 预电离效果更好, 电子崩倍增更快, 流注形成时间将进一步提前。最后, 当场增强因子取 1000 时, 电子崩头部的平均传播速度 v_a 为 $1.0 \times 10^6 \text{ m/s}$ 。

2.3.2 流注形态结构

当场增强因子为 1000 和 500 时, 负流注形成时间分别为 16.68 ns 和 17.28 ns , 对应的外施脉冲电压分别为 35.68 kV 和 38.24 kV 。可见, 提高场增强因子会加快流注形成, 但须以降低流注形成临界电压为代价。

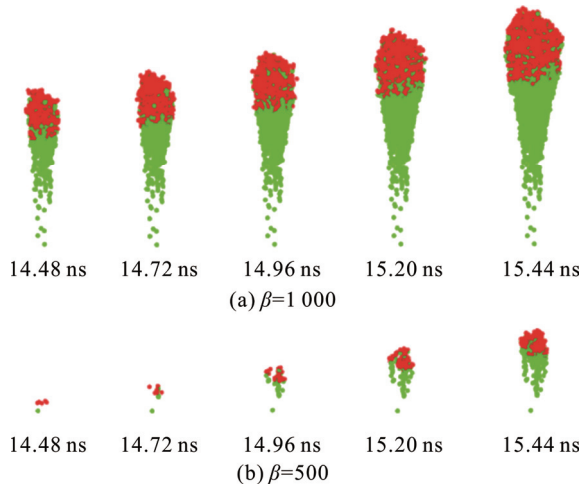


图 18 14.48~15.44 ns 时段下带电粒子空间分布
(时间步长为 0.24 ns)

Fig.18 Spatial distribution of charged particles from 14.48 ns to 15.44 ns (with a time step of 0.24 ns)

图 19 是不同条件下流注放电中电子数密度随时间演化过程的模拟结果。图 19(a)对应条件：场增强因子为 1 000，种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ；图 19(b)对应条件为：场增强因子为 500，种子电子数密度为 $3 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ ；图 19(c)对应条件为：场增强因子为 500，种子电子数密度为 $1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 。图像绘制方式与图 7 一致。

可以发现：当场增因子为 1 000 时，在预电离效果的影响下，流注通道发展更加集中，流注尾部直径更大，这是因为种子电子出现时的外加电场为其他 2 种模型中对应电场的一半，种子电子在电场加速中碰撞频率相对较小，同时电子的运动速度和方向不易发生改变，进而有助于主电子崩通道和流注通道的集中分布和稳定发展。另外，对比图 19(a)和图 19(b)可见，当场增因子为 1 000 时，流注头部的分支现象相对更弱。若以 2.3.1 节中的 15.2 ns 为参考时间，产生此现象的原因可类比 2.2.2 节分析。最后，高场增强因子提供的预电离作用可以促进流注通道的稳定发展，减弱流注头部的分叉。若以纳秒脉冲下的气体火花开关为应用背景，可以通过增强阴极表面粗糙度以提高阴极表面场致发射能力，或者为间隙预先注入大量有效电子以实现预电离效果等方式尝试降低气体开关击穿抖动。

3 结论

1) 电子崩向阳极发展，头部呈辐射状，尾部细长。流注向阳极和阴极同时发展，流注通道出现

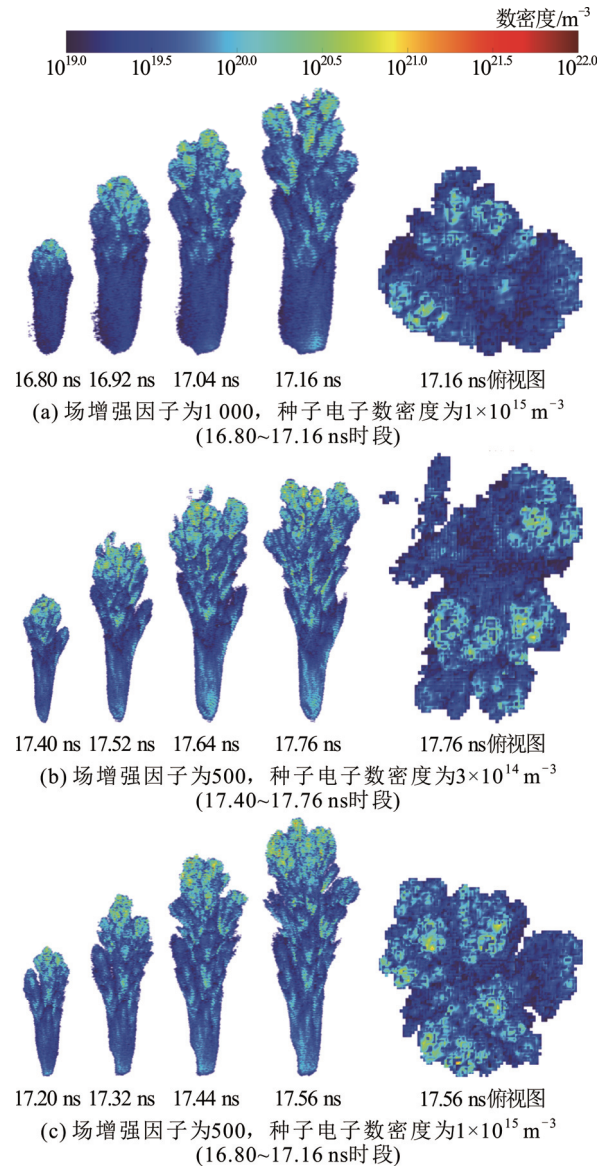


图 19 脉冲电压上升时间为 65 ns 时不同条件下电子数密度
($>10^{19} \text{ m}^{-3}$)演变(时间步长为 0.12 ns)

Fig.19 Temporal evolution of density ($>10^{19} \text{ m}^{-3}$) of electrons (with a time step of 0.12 ns) under different conditions when rise time of pulse voltage is 65 ns

分支。放电参数不同时通道传播速度不同，流注形成时间和流注通道的分叉程度也不同。

2) 种子电子数密度相同时，随着脉冲电压上升时间增大，流注形成时间增大，流注临界电压减小，放电通道传播速度减小，流注通道分叉现象更明显。

3) 脉冲电压上升时间相同时，种子电子数密度显著影响流注发展速度和放电形貌。种子电子数密度越高，流注发展速度越快，流注通道分支数目越少。

4) 脉冲电压上升时间相同时, 高场增强因子可实现显著的预电离效果, 有效促进电子崩和流注通道的形成与稳定发展, 最大程度上减弱流注通道的分叉现象。

5) 目前仿真局限于流注阶段, 放电后期通道中的电子和离子数目急剧增加。模型中采用宏粒子合并方法缓解模拟限制的同时会引入物理扰动, 因此目前研究工作仅给出定性理解。

附录见本刊网络版(<http://hve.epri.sgcc.com.cn>)。

参考文献 References

- [1] 谢彦召, 王赞基, 王群书, 等. 高空核爆电磁脉冲波形标准及特征分析[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(8): 781-787.
XIE Yanzhao, WANG Zanji, WANG Qunshu, et al. High altitude nuclear electromagnetic pulse waveform standards: a review[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(8): 781-787.
- [2] 冯寒亮, 刘逸飞, 刘峰. 美国海军全舰电磁脉冲模拟器发展综述[J]. 中国舰船研究, 2020, 15(5): 69-78.
FENG Hanliang, LIU Yifei, LIU Feng. An overview on the development of the U. S. navy full ship electromagnetic pulse simulators[J]. Chinese Journal of Ship Research, 2020, 15(5): 69-78.
- [3] HEGELER F, MYERS M C, WOLFORD M F, et al. Low jitter, high voltage, repetitive laser triggered gas switches[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 2013, 20(4): 1168-1188.
- [4] POUNCEY J C, LEHR J M. Triggering of pressurized gas switches with a class I laser[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, 48(7): 2531-2537.
- [5] 李胜利, 李艳, 李劲, 等. 任念群优化电极场畸变间隙开关动作特性的实验研究[J]. 华中科技大学学报(自然科学版), 2001, 29(3): 4-5, 8.
LI Shengli, LI Yan, LI Jin, et al. The experimental study of breakdown features for the field distortion spark gap with optimized electrodes[J]. Journal of Huazhong University of Science and Technology(Nature Science Edition), 2001, 29(3): 4-5, 8.
- [6] ROTH I, NAFF J T, BANISTER J, et al. Development of a repetitive high coulomb transfer switch[C]//Proceedings of the 7th Pulsed Power Conference. Monterey, USA: IEEE, 1989: 552-554.
- [7] LI J N, XIE L S, WU W, et al. Design and experiment of a 4-MV self-triggered switch[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2022, 50(1): 97-102.
- [8] TURMAN B N, HUMPHREYS D R, RICHARDS C N. Interstage closure times for the rimfire multistage gas switch[C]//Proceedings of the 7th Pulsed Power Conference. Monterey, USA: IEEE, 1989: 555-558.
- [9] 邱爱慈. 脉冲功率技术应用[M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 2016: 286-290.
QIU Aici. Pulsed power technology applications[M]. Xi'an, China: Shaanxi Science and Technology Press, 2016: 286-290.
- [10] ZÖHRER S, GOLIZADEH M, KOUTNÁ N, et al. Erosion and cathodic arc plasma of Nb-Al cathodes: composite versus intermetallic[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(2): 025022.
- [11] MACGREGOR S J, TUEMA F A, TURNBULL S M, et al. The influence of polarity on trigatron switching performance[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1997, 25(2): 118-123.
- [12] 孙铁平, 乔开来, 丛培天, 等. 快前沿直线脉冲变压器多间隙气体开关直流自击穿特性[J]. 强激光与粒子束, 2011, 23(1): 267-271.
SUN Tiejing, QIAO Kailai, CONG Peitian, et al. Self-breakdown characteristic of multi-gap switch for fast linear transformer driver[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2011, 23(1): 267-271.
- [13] GUO F, XIE Y Z, JIA W, et al. Effect of electrode surface micro-protrusions on the breakdown time delay and jitter for nanosecond pulsed gas discharge under hundreds of kV/cm in sulfur hexafluoride[J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(8): 083502.
- [14] ZENG F Z, LI S, CAI H, et al. Investigation on the electrode surface roughness effects on a repetitive self-breakdown gas switch[J]. Plasma Science and Technology, 2022, 24(6): 065506.
- [15] GUO F, HE S, JIA W, et al. Experimental study on breakdown time delay of hundreds of nanoseconds pulse under different du/dt for mm gaps[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2019, 47(10): 4579-4583.
- [16] 李俊娜, 何石, 邱爱慈, 等. 自触发开关在不同脉冲前沿下的击穿特性[J]. 高压技术, 2022, 48(4): 1590-1596.
LI Junna, HE Shi, QIU Aici, et al. Breakdown characteristics of self-triggered switches under different voltage rise-time[J]. High Voltage Engineering, 2022, 48(4): 1590-1596.
- [17] 王天驰, 王海洋, 黄涛, 等. 自触发紫外预电离开关脉冲击穿时延抖动影响因素及改进方法[J]. 强激光与粒子束, 2022, 34(7): 075010.
WANG Tianchi, WANG Haiyang, HUANG Tao, et al. Influence factors of the pulsed breakdown time delay jitter of a self-triggered UV-illuminated switch and an improvement method[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2022, 34(7): 075010.
- [18] PEJOVIĆ M M, BOŠAN D A, KRMPOTIĆ D M. Influence of electrode material on time delay of electrical breakdown in gases[J]. Beiträge aus der Plasmaphysik, 1981, 21(3): 211-215.
- [19] WANG T C, DU Y C, CHEN W, et al. A low-jitter self-triggered spark-discharge pre-ionization switch: primary research on its breakdown characteristics and working mechanisms[J]. Plasma Science and Technology, 2021, 23(11): 115508.
- [20] LI J N, CHEN W Q, CHEN Z Q, et al. Influences of electric field on the jitter of ultraviolet-illuminated switch under pulsed voltages[J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(3): 033509.
- [21] 邵涛, 孙广生, 严萍, 等. 高压纳秒脉冲气体放电试验研究进展[J]. 高压电器, 2004, 40(4): 279-282.
SHAO Tao, SUN Guangsheng, YAN Ping, et al. Progress in the experiment and research of gas breakdown under HV nanosecond pulse[J]. High Voltage Apparatus, 2004, 40(4): 279-282.
- [22] 李黎, 鲍超斌, 冯希波, 等. 纳秒快脉冲下气体开关的过电压击穿[J]. 中国电机工程学报, 2013, 33(7): 185-191.
LI Li, BAO Chaobin, FENG Xibo, et al. Overvoltage breakdown of air-insulated gap under fast nanosecond-pulse[J]. Proceedings of the CSEE, 2013, 33(7): 185-191.
- [23] EDEN J G. Electrical breakdown and discharges in gases-fundamental processes and breakdown[J]. Fusion Technology, 1985, 7(2): 206.
- [24] 邵涛, 孙广生, 严萍, 等. 纳秒脉冲下高能量快电子逃逸过程的计算[J]. 物理学报, 2006, 55(11): 5964-5968.
SHAO Tao, SUN Guangsheng, YAN Ping, et al. Calculation on runaway process of high-energy fast electrons under nanosecond-pulse[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(11): 5964-5968.
- [25] 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): 016407.
- [26] 文韬, 向念文, 章程, 等. 高压放电等离子体研究现状及发展

- 趋势[J]. 高电压技术, 2023, 49(8): 3226-3239.
- WEN Tao, XIANG Nianwen, ZHANG Cheng, et al. Research status and development trend of high voltage discharge plasma[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(8): 3226-3239.
- [27] LEVKO D. Mechanism of sub-nanosecond pulsed breakdown of pressurized nitrogen[J]. Journal of Applied Physics, 2019, 126(8): 083303.
- [28] WEN Z M, JIANG M, WANG Z G, et al. Numerical investigation of runaway electrons during the breakdown of homogeneous electric field air gaps under nanosecond pulse voltage[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2023, 51(8): 2124-2133.
- [29] LEVKO D, RAJA L L. On the production of energetic electrons at the negative streamer head at moderate overvoltage[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(12): 124503.
- [30] WANG Y L, LI J N, JIANG M, et al. The effects of pulse voltage rise time on the nanosecond pulsed breakdown of nitrogen spark switch at atmospheric pressure with 3D PIC-MCC model[J]. Physics of Plasmas, 2023, 30(4): 043901.
- [31] LOUREIRO J, FERREIRA C M. Coupled electron energy and vibrational distribution functions in stationary N_2 discharges[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1986, 19(1): 17-35.
- [32] ITIKAWA Y, ICHIMURA A. Cross sections for collisions of electrons and photons with atomic oxygen[J]. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 1990, 19(3): 637-651.
- [33] RIEKE F F, PREPEJCHAL W. Ionization cross sections of gaseous atoms and molecules for high-energy electrons and positrons[J]. Physical Review A, 1972, 6(4): 1507-1519.
- [34] 彭庆军. 空气中流注放电等离子体化学模型研究及其影响因素分析[D]. 重庆: 重庆大学, 2012.
- PENG Qingjun. Research of plasma chemical model and analysis of influencing factors of streamer discharge in air[D]. Chongqing, China: Chongqing University, 2012.
- [35] JIANG M, LI Y D, WANG H G, et al. A photoionization model considering lifetime of high excited states of N_2 for PIC-MCC simulations of positive streamers in air[J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(1): 012127.
- [36] ITIKAWA Y. Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules[J]. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 2006, 35(1): 31-53.
- [37] ZHELEZNIAK M B, MNATSAKANIAN A K, SIZYKH S V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from a gas discharge[J]. Teplofizika Vysokikh Temperatur, 1982, 20(3): 423-428.
- [38] ROBERT WU C Y, FUNG H S, CHANG K Y, et al. EUV resonance fluorescence of the $c'4 \rightarrow X(0, v'')$ and $b' \rightarrow X(1, v'')$ transitions of N_2 [J]. Planetary and Space Science, 2008, 56(13): 1725-1732.
- [39] FENNELLY J A, TORR D G. Photoionization and photoabsorption cross sections of O, N_2 , O_2 , and N for aeronomic calculations[J]. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1992, 51(2): 321-363.
- [40] JIANG M, LI Y D, WANG H G, et al. 3D PIC-MCC simulation of corona discharge in needle-plate electrode with external circuit[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, 29(1): 015020.
- [41] LOEB L B, MEEK J M. The mechanism of spark discharge in air at atmospheric pressure. I[J]. Journal of Applied Physics, 1940, 11(6): 438-447.
- [42] BABICH L P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena[M]. Arlington, USA: Futurepast Incorporated, 2003: 117-154.
- [43] 李雨泰, 刘志刚, 付洋洋, 等. 逃逸电子对纳秒短脉冲大气压空气击穿的影响[J]. 高电压技术, 2023, 49(12): 5228-5236.
- LI Yutai, LIU Zhigang, FU Yangyang, et al. Effect of runaway electrons on the breakdown of nanosecond short pulse in atmospheric air[J]. High Voltage Engineering, 2023, 49(12): 5228-5236.
- [44] WANG D, WANG L J, ZHENG Y S. Particle-in-cell/Monte Carlo collisional simulation of negative streamer formation and branching between planar electrodes[J]. Journal of Applied Physics, 2018, 124(20): 203301.



WANG Yongliang
Ph.D. candidate

王永亮

2001—, 男, 博士生

主要从事脉冲功率技术、气体放电模拟等相关研究工作

E-mail: Wangyongliang@stu.xjtu.edu.cn



LI Junna
Ph.D.
Senior engineer
Corresponding author

李俊娜(通信作者)

1980—, 女, 博士, 高工

主要从事脉冲功率技术、强电磁脉冲环境模拟与试验方面的研究工作

E-mail: uvlina@126.com

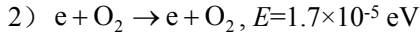
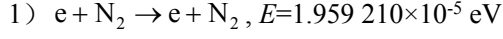
收稿日期 2024-01-02 修回日期 2025-02-03 编辑 曾文君

附录 A 粒子碰撞反应式

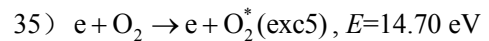
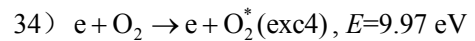
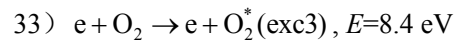
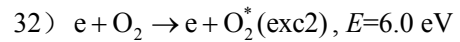
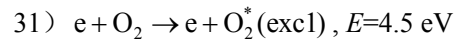
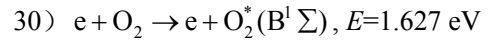
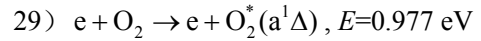
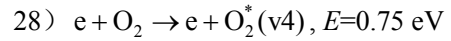
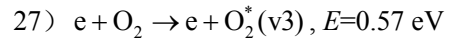
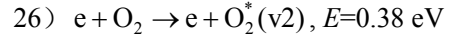
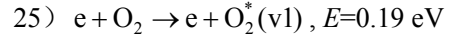
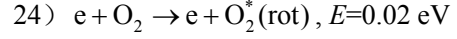
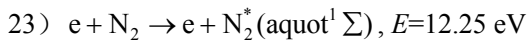
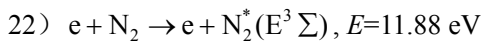
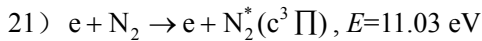
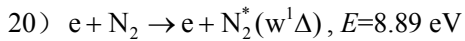
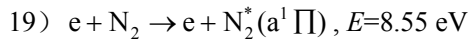
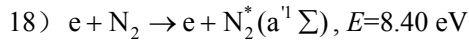
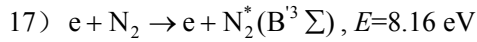
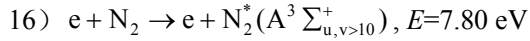
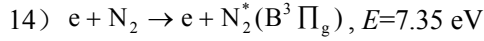
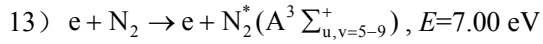
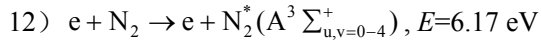
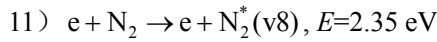
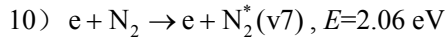
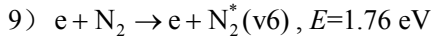
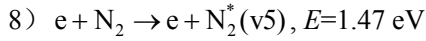
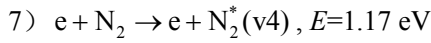
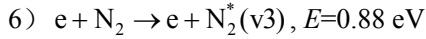
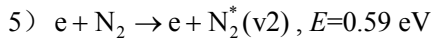
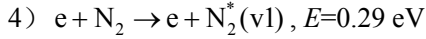
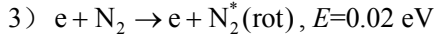
1 粒子碰撞

模型中考虑了电子与氮气分子的 23 个碰撞过程, 电子与氧气分子的 14 个碰撞过程。主要反应方程如下所述。

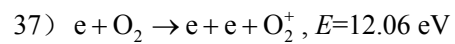
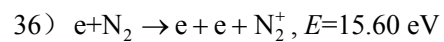
弹性碰撞:



激发碰撞:



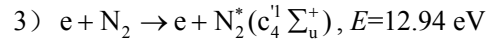
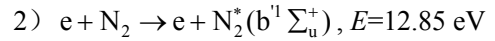
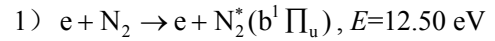
电离碰撞:



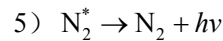
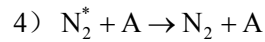
2 光电离

根据氮气混合气体中的光电离机制, 模型中追踪 3 种氮气分子高能激发态的产生和退激, 并且光子由氮气分子高能激发态自发辐射退激时发出, 光子被氧气分子吸收从而引起氧气分子光电离。主要反应方程如下所述。

氮气分子高能激发态产生:



氮气分子高能激发态退激:



光电离:

