

风机叶片引下线-GFRP 层组合间隙流注放电过程仿真研究

陈慎¹, 贺恒鑫¹, 谢思源¹, 刘畅¹

1. 强电磁工程与新技术国家重点实验室(华中科技大学电气与电子工程学院), 武汉市, 湖北省, 中国

摘要

叶片复合材料层的击穿是风电机组遭受雷击后的主要故障形式。对于低电导率的 GFRP 类叶片铺层而言, 雷电先导作用下的强背景电场造成的电击穿可能先于回击电弧的热效应产生。为了获得 GFRP 铺层的电击穿机理, 基于 COMSOL Multiphysics 软件, 建立了引下线-GFRP 铺层的流注放电数值仿真模型。考虑了空气域与介质层内部的粒子输运, 以及气-固交界面上的电荷沉积与注入作用。通过“稀物质传递”、“静电”、“边界常微分和微分代数”以及“对流-扩散方程”对控制方程进行求解。依据电场梯度分布进行了网格加密与时间步设置。采用分离求解器与流线扩散法提高了计算的稳定性与收敛性。研究表明, 自引下线向 GFRP 铺层发展的沿面型流注会导致铺层表面电荷的沉积, 从而增大铺层承受的平均场强, 增加铺层表面导流措施利于电荷的径向移动, 降低铺层的击穿风险。

关键词: GFRP; 雷电先导; 电击穿; 沿面型流注; 表面电荷。

1 简介

风电是应用最广泛的可再生能源技术之一[1-3]。随着风电机组单机容量的不断提高, 风机整体高度逐年增长, 叶片遭受雷击的可能性随之增加[4, 5]。目前主流的接闪系统是在叶尖设置金属接闪器、配合叶片内敷设的接地引下线实现雷电流向大地的泄放, 以防止雷电直击损伤叶片铺层的复合材料。但是, 依然存在接闪失效的可能。实际运行表明, 接闪器失效后会造出 4 种典型的叶片损伤形态。其中复合材料铺层直接击穿出现概率最高, 占总故障数的 72%。出现击穿故障的叶片持续运行会导致故障区域扩大而引发如叶片断裂等严重故障[6]。

目前, 风机叶片主要采用 CFRP 或者 GFRP 材料制成。对于 CFRP 材料击穿损伤的形成原因, 主流观点认为: 雷击接闪器时, 因叶片表面存在污秽或水分, 可能在叶片表面与接闪器之间形成沿面放电, 产生表面电弧, 导致叶片铺层因雷电流的热烧蚀作用穿孔[7, 8]。但是, 对于 GFRP 材料而言, 其电导率比 CFRP 低 20 个数量级, 在回击电弧建立的瞬间, 通过 GFRP 的电流很难直接造成铺层的热穿孔, 有学者通过实验佐证了这一观点[9]。这表明, GFRP 铺层的击穿可能还包含电击穿这一预先过程。当雷电下行先导发展至叶片附近时, 先导头部与引下线间会形成强电场[10]。Yokoyama 在 3m 长 GFRP 叶片样品的接闪实验中观察到雷电先导导致 GFRP 材料层出现了电击穿并直接击中了引下线[11]。但是, Madsen 通过静电分析得出, 施加在 GFRP 叶片上的电场很难达到材料层的临界击穿场强, 因此, 可能存在空间电荷增强了材料层承受的电场[12]。

目前, 对于 GFRP 类风机叶片铺层击穿形成的微观物理过程的认识尚不明晰。因此, 本文基于 COMSOL Multiphysics 软件, 建立了引下线-

GFRP 铺层的流注放电数值仿真模型。定量分析了自引下线向 GFRP 铺层发展出沿面流注过程中, 铺层承受电场与表面电荷的关系。

2 仿真模型

2.1 几何模型与控制方程

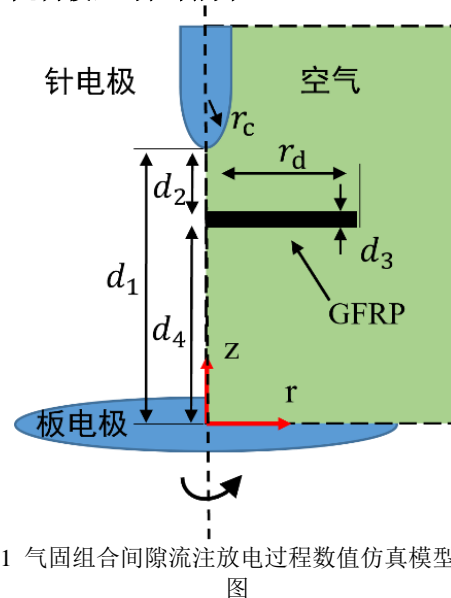


图 1 气固组合间隙流注放电过程数值仿真模型示意图

本文采用二维轴对称针-介质层-板组合间隙模拟自引下线向 GFRP 材料层产生流注放电的过程, 如图 1 所示。针电极与 GFRP 介质层之间的距离 d_2 为 5mm; 介质层厚度 d_3 取值为 1.0mm, 半径 r_d 设为 30mm; 介质层与接地板电极之间的距离 d_4 设为 4mm, 因此针电极与接地板电极之间总间距 d_1 为 10mm。针电极端部的曲率半径为 $r_c = 0.2\text{mm}$, 后文仿真中针电极上施加直流电压幅值设为 $U_{\text{app}} = 20\text{kV}$ 。假设轴线和介质层上表面的交点为点①, 轴线和介质层下表面的交点为点②。

组合间隙可以划分为空气域、介质层内部求解域以及气-固界面。下面分别介绍不同区域的控制方程。

空气域主要考虑三种带电粒子，即电子、正离子和负离子的输运方程，如式 1 所示：

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(-n_e w_e - D_e \nabla n_e) = S_e \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla(n_p w_p - D_p \nabla n_p) = S_p \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla(-n_n w_n - D_n \nabla n_n) = S_n \end{cases} \quad (1)$$

其中， n_e 、 n_p 和 n_n 分别代表电子、正离子和负离子的数密度； w_e 、 w_p 和 w_n 分别为电子、正离子和负离子的迁移速度； D_e 、 D_p 和 D_n 分别为电子、正离子和负离子的扩散系数； S_i 为控制方程源项。源项 S_i 中包含电子、正离子和负离子的多种产生和消失机制，对应着气体放电过程中微观物理过程，具体为：电子碰撞中性分子的碰撞电离、电子和中性分子的附着过程、电子-正离子的复合、正离子-负离子的复合以及光电离。具体计算公式可以参见[13-17]。

对于 GFRP 复合材料介质层内部，主要涉及导带电子的移动与空穴的迁移。为和空气域中变量符号区分，定义介质层内部导带电子数密度为 n_{em} ，空穴数密度为 n_h 。控制方程如式 2 所示：

$$\begin{cases} \frac{\partial n_{em}}{\partial t} + \nabla(-n_{em} w_{em} - D_{em} \nabla n_{em}) = S_{em} \\ \frac{\partial n_h}{\partial t} + \nabla(-n_h w_h - D_h \nabla n_h) = S_h \end{cases} \quad (2)$$

其中， n_{em} 和 n_h 是复合材料中可自由运动的电子数密度和空穴数密度。 w_{em} 和 w_h 是电子和空穴的迁移速度； D_e 和 D_h 是电子和空穴的扩散系数； S_{em} 和 S_h 为自由电子和自由空穴的源项，涉及的主要微观过程包含：导带自由电子被深陷阱捕获形成电子陷阱、电子从深陷阱中逃逸出来变成自由电子、空穴被深陷阱捕获形成空穴陷阱、空穴逃逸出深陷阱脱缚成为自由空穴、自由电子与空穴或空穴陷阱发生复合、空穴和电子陷阱发生复合；电子陷阱与空穴陷阱之间的复合。具体计算公式可以参见[15,18]。

对于气-固界面，需要考虑电荷的沉积与肖特基机制作用下电荷向介质层内部的注入[15]。介质层表面处注入的电荷种类与电场方向相关，当电场矢量与分界面法向分量同向时，发生负电荷注入；当两者反向时，发生正电荷注入。气-固分界面处注入的电流密度通过式 3 计算得到：

$$J_{a,c} = AT^2 \exp\left(-\frac{\psi_{a,c}}{kT}\right) \cdot \exp\left(q \frac{\sqrt{E_{a,c}/4\pi\epsilon_0\epsilon_r}}{kT}\right) \quad (3)$$

其中，下标 a 代表阳极 anode，产生正电荷注入； c 代表阴极 cathode，产生负电荷注入； A 是 Richardson 常数，值为 $1.2 \times 10^6 \text{A}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2)$ ； T 为环境温度，取室温 300K ； k 为玻尔兹曼常数； ψ_a 和 ψ_c 分别为正电荷和负电荷的注入势垒能量(eV)； ϵ_r 是固体复合材料的介电常数。

在保证气-固组合间隙分界面电流连续的条件时，气-固分界面沉积的表面电荷密度 σ_s 可由电流连续性方程进行计算，如式 4：

$$-\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} = J_{gn} + J_{sn} \quad (4)$$

其中， J_{gn} 为空气域侧电流密度矢量的法向分量； J_{sn} 为复合材料内部的电流密度矢量的法向分量。

J_{gn} 和 J_{sn} 可以分别表示为：

$$\begin{cases} J_{gn} = en_e \mu_e + en_n \mu_n + en_p \mu_p \\ J_{sn} = (en_{em} \mu_{em} + en_h \mu_h) E_{solid} \cdot \vec{n} \end{cases} \quad (5)$$

其中， μ_i 分别代表了不同离子的迁移系数。

为了实现放电过程的耦合求解，还需要考虑空间电荷和表面电荷对空间电场畸变的影响。组合间隙中泊松方程如式 6 所示：

$$\begin{cases} \nabla(\epsilon_0 E_g) = e(n_p - n_n - n_e) \\ \nabla(\epsilon_0 \epsilon_r E_s) = e(n_h + n_{ht} - n_{em} - n_{et}) \\ e_n(\epsilon_0 \epsilon_r E_s - \epsilon_0 E_g) = \sigma_s \end{cases} \quad (6)$$

其中， E_g 和 E_s 分别为空气域和固体材料域中的空间电场；第一个公式右侧表达式代表空气域中的空间电荷密度，由流注放电产生的电子数密度 n_e 、负离子数密度 n_n 和正离子数密度 n_p 决定；第二个公式右侧表达式代表固体域中的空间电荷密度，由介质层中的导带电子数密度 n_{em} 、空穴数密度 n_h 、电子陷阱数密度 n_{et} 和空穴陷阱数密度 n_{ht} 决定；第三个公式右侧表达式代表气固界面的表面电荷面密度 σ_s ，该式是气固分界面上的边界条件，用于解释分界面上的电位移矢量的陡变。

2.2 模型求解

在 COMSOL Multiphysics 软件，本文利用“稀物质传递”来求解粒子的连续性方程；利用“静电”来求解泊松方程；利用“边界常微分和微分代数”来求解分界面上的电流连续性方程；利用“对流-扩散方程”亥姆霍兹偏微分方程，计算光电离源项[19]。需要注意的是：在“静电”中需要设置三组电荷密度条件，分别为空间电荷密度 ρ_1 （对应空气区域）、空间电荷密度 ρ_2 （对应固体介质层区域）和表面电荷密度 σ （对应分界面表面电荷密度）。

在气-固组合间隙中，由于流注放电头部的电场具有幅值大，变化剧烈的特点，同时带电粒子的迁移运动和空间电场畸变耦合性强，因此需要采用合适的网格剖分策略和求解器设置，不仅要准确捕捉流注头部电场的剧烈变化，还要能高效求解紧密耦合的多物理场。由于流注头部电场变化最剧烈、梯度最陡峭，同时考虑到流注放电传播的路径，所以，流注放电经过的区域都需要进行合适的网格加密处理。根据简化模型的计算结果判断，GFRP 介质层上表面具有最大的空间电场梯度，针电极和介质层之间轴线上的电场梯度次之。当施加电压 $U_{app}=70\text{kV}$ ，介质层厚度 $d_s=0.4\text{mm}$ 、介质层介电常数 $\epsilon_r=4.6$ 时，针电极和介质层之间轴线上的最大电场梯度 δE_1 约为 $2.3 \times 10^6 \text{kV}/\text{cm}^2$ ，而介质层上表面的最大电场梯度

δE_2 约为 $8.8 \times 10^5 \text{ kV/cm}^2$, 是 δE_1 的 3.8 倍。因此, 在本文仿真设置中, 介质层上表面的网格大小为 $1 \mu\text{m}$, 针电极和固体介质层之间的轴线网格大小设为 $12 \mu\text{m}$ 。介质层和接地板电极之间的流注放电头部电场梯度小于前面分析的两种电场梯度, 该区域的网格大小约为 $50 \mu\text{m}$ 。从后文仿真得到的空间电场分布来看, 该网格设置能够准确捕捉流注头部电场的快速且剧烈的变化, 保证了仿真结果的可靠性。

本文采用分离求解器来求解气固组合间隙流注放电耦合模型。分离求解器将空气域的粒子输运方程和泊松方程、光电离亥姆霍兹方程、固体域的粒子输运方程分别放入三个分离步中单向耦合求解, 提高了模型的收敛性和准确性, 减小了计算量。空间上采用非结构化网格适用性好的有限元法(Finite Element Method, FEM)来进行离散求解各个方程。为了抑制 FEM 求解粒子输运方程时的数值扩散和数值震荡, 采用流线扩散法作为稳定性措施。时间步进上采用向后差分法。为了减小误差积累, 最大时间步长设为 0.01 ns 。从后文仿真得到的复合材料板上正表面电荷密度分布曲线来看, 该求解器设置能较好地抑制数值震荡, 减小时间步进误差, 提高了仿真结果的准确性。

3 仿真结果

3.1 空间电子密度分布

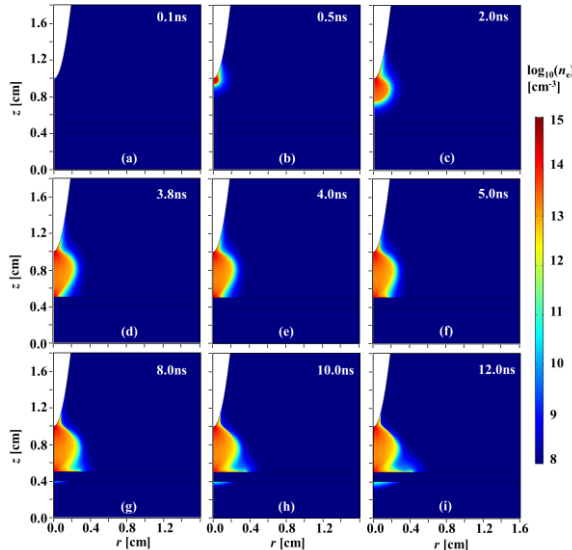


图 2 沿面型流注过程的空间电子密度分布

图 2 展示了组合间隙“沿面型流注放电”过程中空间电子数密度分布的演变过程, 对应时刻分别为 0.1 ns 、 0.5 ns 、 2.0 ns 、 3.8 ns 、 4.0 ns 、 5.0 ns 、 8.0 ns 、 10.0 ns 、 12.0 ns 。当针电极上施加 20 kV 电压后, 针电极端部开始产生正极性流注放电; 由于电压较小, 0.1 ns 时刻电子数密度的分布区域较小, 该区域的电子数密度约为 $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。随后流注沿着轴线朝介质层运动, 流注传播区域的电子浓度远大于周围区域, 电子会在浓度差作用下

发生扩散。 $t=2.0 \text{ ns}$ 时, 流注头部从 $z=1.0 \text{ cm}$ 处发展至 $z=0.74 \text{ cm}$ 处, 电子径向扩散至 $r=0.24 \text{ cm}$ 处, 如图 2(c)所示。随着流注放电的继续传播, $t=3.8 \text{ ns}$ 时刻, 流注放电头部达到介质层上表面, 由此可估计介质层上方间隙中流注放电发展的平均速度约为 $1.32 \times 10^6 \text{ m/s}$ 。当流注到达介质层上表面后, 考虑到空间电场方向, 放电产生的负电荷会朝向针电极迁移, 正电荷的迁移运动被介质层所阻挡从而聚集在介质层上表面成为表面正电荷, 同时小部分表面电荷会在肖特基机制的作用下被注入到复合材料中。

3.8 ns 时刻流注头部到达介质层上表面, 轴线和介质层上表面的交点①处的表面电荷密度增加至 0.4 nC/cm^2 。当流注到达介质层表面后, 随着放电的持续, 介质层上表面会聚集越来越多的电荷, 交点①处的表面电荷密度继续增长至 4.0 ns 时刻的 26 nC/cm^2 。上表面正电荷会产生沿着介质表面的径向感应电场。当上表面电荷密度增长至一定程度时, 介质层上表面的电荷会在径向感应电场驱动下朝 r 方向传播, $t=5.0 \text{ ns}$ 时沿面流注头部位于 $r=0.145 \text{ cm}$ 处, 沿面流注头部电场达到 120 kV/cm , 如图 2 (f) 所示。同时表面电荷的迁移会导致交点①处电荷密度降低, $t=5.0 \text{ ns}$ 时该处的电荷密度减小至 17 nC/cm^2 , 而沿面流注头部处的电荷密度达到 38 nC/cm^2 。

介质层上表面的正电荷不仅会产生径向分布的感应电场, 还会增强介质层下方间隙中的空间电场。随着上表面聚集的正表面电荷越来越多, 介质层上表面的正电荷会不断增强介质层下表面处空间电场。由于空间电场增大, 介质层下表面处放电产生的电子也逐渐增多, 交点②处聚集的表面电荷密度由 8.0 ns 时刻的 0.04 nC/cm^2 增长至 10 ns 时的 0.36 nC/cm^2 及 12.0 ns 的 1.15 nC/cm^2 。但是由于上表面正电荷数量不足, 正表面电荷对下表面处空间电场的增强作用较小, 导致该区域电子碰撞电离程度较弱, 产生的空间电荷数量不足。 $t=12 \text{ ns}$ 时, 介质层下表面处的电子数密度最大值仅有 10^{11} cm^{-3} , 远小于流注自持放电需要的临界电子数密度, 介质层下方不能产生流注放电。而当 $t=8.0 \text{ ns}$ 、 10.0 ns 和 12.0 ns 时, 介质层上表面的沿面流注头部分别传播 $r=0.276 \text{ cm}$ 、 0.348 cm 和 0.413 cm 处, 随着沿面流注头部逐渐远离轴线, 其对轴线处介质层的承受电场增强作用逐渐减弱。

3.2 空间电场分布

图 3 给出了对应时刻的空间电场分布。当施加 20 kV 激励电压后, 0.1 ns 时刻针电极端部局部电场最大值达到 400 kV/cm , 流注放电从针电极端部起始。由图 3(a)~(c)可知, 当流注沿着轴线传播时, 其头部电场会逐渐减小, $t=0.5 \text{ ns}$ 时, 流注头部电场最大值为 183 kV/cm ; 而 $t=2.0 \text{ ns}$ 时, 流注头部电场最大值减小至 98 kV/cm 。当流注到达介质层上表面后, 空间电荷聚集在上表面形成表面电荷, $t=4.0 \text{ ns}$ 时上表面电荷仍处于累积的阶段,

介质层上表面暂未形成沿面流注放电。随着表面电荷的持续增加，表面电荷在径向感应电场驱动下形成沿面流注放电， $t=5.0\text{ns}$ 时， $r=0.147\text{cm}$ 处的沿面流注头部电场达到了 120kV/cm 。随着沿面流注在介质层表面传播，沿面流注头部电场在不断增大， $t=8.0\text{ns}$ 、 10.0ns 和 12.0ns 时，沿面流注头部电场分别为 347kV/cm 、 366kV/cm 和 370kV/cm 。

对比图 3 中的(d)和(f)可上表面电荷的增加，介质层下表面附近的空间电场也得到了增强，点②处的轴向空间电场由 3.8ns 的 34kV/cm 增加至 5.0ns 时刻的 62kV/cm 。但是图 3(g)~(i)的电场结果表明：虽然介质层下表面附近的空间电场得到了增强，但该区域碰撞电离产生的空间电子不能达到临界电子数 10^{14}cm^{-3} ，不能形成介质层下方流注放电。

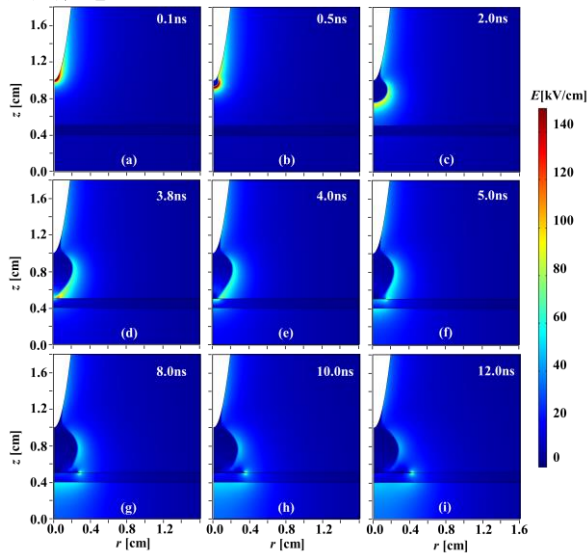


图 3 沿面型流注放电过程的空间电场分布

3.3 轴线电子数密度与电场分布

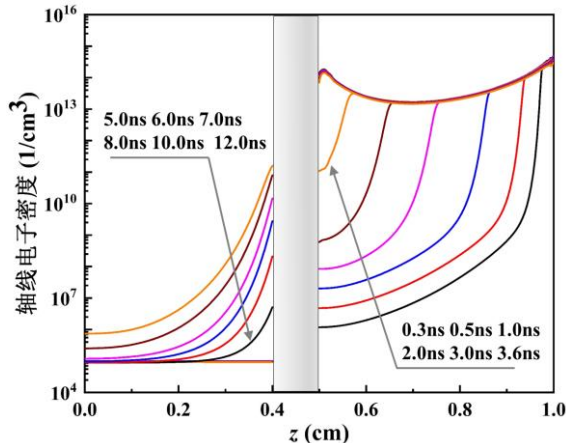


图 4 不同时刻轴线电子数密度分布

为了清楚描述组合间隙“沿面型流注”的放电过程，图 4-6 给出了放电过程中对称轴线上的电子数密度和空间电场分布，对应时刻为 0.3ns 、 0.5ns 、 1.0ns 、 2.0ns 、 3.0ns 、 3.6ns 、 5.0ns 、 6.0ns 、 7.0ns 、 8.0ns 、 10.0ns 、 12.0ns 。图 4 中 $z=0.4\text{cm}\sim 0.5\text{cm}$

范围内的灰色区域代表组合间隙中的 GFRP 介质层。为了清楚展现沿面流注不同发展阶段轴线电场的分布细节，将轴线电场分布分成 $0.3\text{ns}\sim 3.6\text{ns}$ 和 $5.0\text{ns}\sim 12.0\text{ns}$ 两个时间阶段。

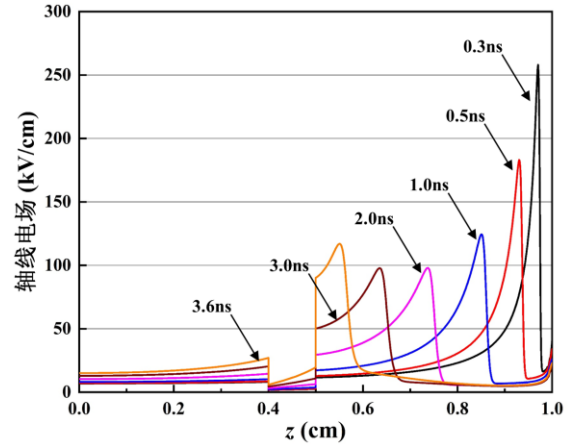


图 5 0.3ns~3.6ns 时刻轴线电场分布

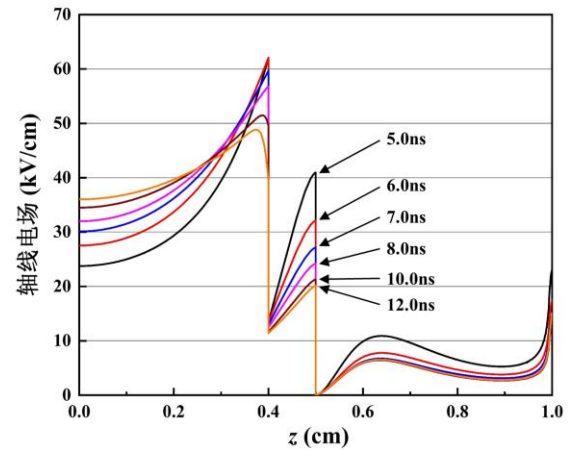


图 6 5.0ns~12.0ns 时刻轴线电场分布

当针电极上施加电压后，组合间隙中会形成稳定的背景电场 E_L ，背景电场在针电极端部 $z=1\text{cm}$ 处最大，在端部附近区域急剧减小，并随着远离针电极端部而继续减小。同时，背景电场 E_L 和空间电荷的感应电场 E_Q 叠加形成了空间合成电场。当正极性流注放电产生后，流注放电产生的电子进入针电极，产生的正电荷分布在流注经过的区域，由于最初阶段放电产生的正电荷还比较少，因此对于初始针电极端部附近的流注放电，其头部电子数密度和电场是逐渐减小的，如 $0.3\text{ns}\sim 2.0\text{ns}$ 之间的曲线所示。当 $t=0.3\text{ns}$ 、 0.5ns 、 1.0ns 和 2.0ns 时，轴线流注发展至 $z=0.97\text{cm}$ 、 0.93cm 、 0.85cm 和 0.74cm ；流注头部电子数密度 n_e 分别为 $1.9\times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 、 $8.9\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、 $3.4\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 和 $1.6\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ ；头部电场分别为 258kV/cm 、 183kV/cm 、 124kV/cm 和 98kV/cm 。当流注发展一定距离后，背景电场减小情况小于正电荷对空间电场的增强作用，流注头部电场和电子数密度开始增加。 $t=3.6\text{ns}$ 时，流注发展至 $z=0.55\text{cm}$ 处，头部电子数密度再次增加至 $3.3\times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ ，头部电场增加至 117kV/cm 。结合图 2 和图 4 可知，流注

头部约在 3.8ns 时刻达到介质层上表面，头部电子数密度达到 $1.4 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ ，计算得到流注沿着轴线传播时的平均速度为 $1.32 \times 10^6 \text{m/s}$ 。由于流注头部的正电荷会增加其前方区域的电场，当流注朝着介质层发展时，介质层内部承受电场会逐渐增大，图 5 也展现了该过程，气固分界面 $z=0.5\text{cm}$ 处的电场由 0.3ns 时刻的 2.5 kV/cm 增加至 3.6ns 时刻的 19.7 kV/cm。

当流注放电达到介质层上表面后，上表面正电荷会增强介质层下表面处的空间电场，进而增大电离程度，导致产生更多的电子。 $t=5.0\text{ns}$ 、 6.0ns 、 7.0ns 、 8.0ns 、 10.0ns 和 12.0ns 时，介质层下表面 $z=0.4\text{cm}$ 处电子数密度 n_e 分别为 $5.1 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$ ， $2.1 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ ， $2.8 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ ， $1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ， $7.9 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ ， $1.6 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ 。介质层下表面附近分布的电子数密度不超过 10^{12}cm^{-3} ，该区域电子崩中的空间电荷不能达到流注形成的临界电子数，因此介质层下方间隙中没有形成流注放电。介质层下表面聚集的表面负电荷密度不到 1nC/cm^2 ，其对介质层内部承受电场的增强作用有限。同时考虑到沿面流注头部在此过程中逐渐远离轴线，其沿面流注头部电荷对轴线处介质层内部电场的作用不断减弱，两者共同作用导致在 5.0ns~12.0ns 期间介质层内部电场呈现逐渐减小的趋势。图 6 表明：气-固分界面 $z=0.5\text{cm}$ 处的电场由 5.0ns 时刻的 40.9 kV/cm 减小至 7.0ns 时刻的 27.2 kV/cm 及 12.0ns 时刻的 20.1 kV/cm。

4 结论

在文本参数设置下，组合间隙结构中，流注发展存在如下模式：流注从针电极头部起始，沿着轴线朝介质层运动；当流注到达介质层上表面后，放电产生的电荷会不断沉积在介质层表面。一方面，表面电荷会产生径向的感应电场，导致流注沿着介质层表面朝介质层边缘发展，即沿面流注。另一方面，上表面电荷产生的感应电场同时也会增强介质层下表面处的空间电场。当介质层下表面处的空间电场增强效果较小时，介质层下方区域电子崩中的空间电荷数目不能达到临界值，介质层下方不能产生流注放电，组合间隙流注放电类型为“沿面型流注放电”。

“沿面型流注放电”具有“二阶段”特点：阶段一为，流注从针电极端部起始并朝向介质层运动，该过程会增强介质层内部承受电场；阶段二为，流注到达介质层上表面形成沿面流注，沿面流注在介质层上表面朝 r 方向传播，同时介质层下方间隙未形成自持的流注放电，该过程中介质层内部电场会逐渐减小。在流注刚抵达介质层表面时，介质层承受的平均场强最大，因此，为了降低 GFRP 铺层的电击穿风险，通过合适的导流手段加快表面电荷的耗散是具有积极意义的。

参考文献

- [1] Turbines—Part W. 24: Lightning protection[J]. International Electrotechnical Commission, IEC, 2010: 61400-24.
- [2] 罗承先.世界风力发电现状与前景预测[J].中外能源,2012,17(03):24-31.
- [3] Herbert G M J, Iniyar S, Sreevalsan E, et al. A review of wind energy technologies[J]. Renewable and sustainable energy Reviews, 2007, 11(6): 1117-1145.
- [4] 刘琦.中国新能源发展研究[J].电网与清洁能源, 2010(1):2.
- [5] Madsen S F, Bertelsen K, Krogh T H, et al. Proposal of new zoning concept considering lightning protection of wind turbine blades[C]//2010 30th International Conference on Lightning Protection (ICLP). IEEE, 2010: 1-7.
- [6] Candela A, Madsen S F, Nissim M, et al. Lightning Damage to wind turbine blades from wind farm in US[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 2014, 1(1): 1-7.
- [7] Chen W. Review of research progress in lightning damage and protection of wind turbine blades[J]. High Voltage Eng., 2019, 45(9): 2782-2796.
- [8] Wang Y. Multiphysics analysis of lightning strike damage in laminated carbon/glass fiber reinforced polymer matrix composite materials: A review of problem formulation and computational modeling[J]. Composites Part A: Applied Science and Manufacturing, 2017, 101: 543-553.
- [9] Hirano Y, Katsumata S, Iwahori Y, et al. Artificial lightning testing on graphite/epoxy composite laminate[J]. Composites Part A: Applied Science and Manufacturing, 2010, 41(10): 1461-1470.
- [10] Wang Y, Zhupanska O I. Estimation of the electric fields and dielectric breakdown in non-conductive wind turbine blades subjected to a lightning stepped leader[J]. Wind Energy, 2017, 20(5): 927-942.
- [11] Yokoyama S. Lightning protection of wind turbine blades[J]. Electric power systems research, 2013, 94: 3-9.
- [12] Madsen S F, Holboell J, Henriksen M, et al. Breakdown tests of glass fibre reinforced polymers (GFRP) as part of improved lightning protection of wind turbine blades[C]//Conference Record of the 2004 IEEE International Symposium on Electrical Insulation. IEEE, 2004: 484-491.
- [13] Zhelezniak M B, Mnatsakanian A K, Sizykh S V. Photoionization of nitrogen and oxygen mixtures by radiation from a gas discharge[J]. High Temperature Science, 1982, 20(3): 357-362.
- [14] Zheleznyak M B, Filimonova E A. Simulation of a gas-phase chemical reactor for removal of toxic impurities, based on the use of a pulsed

- streamer discharge[J]. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 1998, 36(4): 557-564.
- [15] Singh S, Serdyuk Y V. Simulations of nonthermal electrical discharges in air over solid insulating barrier[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2018, 47(1): 729-735.
- [16] Liu L, Becerra M. Gas heating dynamics during leader inception in long air gaps at atmospheric pressure[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2017, 50(34): 345202.
- [17] Liu L, Becerra M. On the transition from stable positive glow corona to streamers[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016, 49(22): 225202.
- [18] Serdyuk Y V, Gubanski S M. Computer modeling of interaction of gas discharge plasma with solid dielectric barriers[J]. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, 2005, 12(4): 725-735.
- [19] Luque A, Ebert U, Montijn C, et al. Photoionization in negative streamers: Fast computations and two propagation modes[J]. *Applied physics letters*, 2007, 90(8).