

谭涌波, 朱俊儒, 李祥超, 等. 孤立金属尖端的电晕触发阈值. 应用气象学报, 2014, 25(3): 339-346.

孤立金属尖端的电晕触发阈值

谭涌波¹⁾²⁾* 朱俊儒¹⁾²⁾ 李祥超¹⁾²⁾ 梁忠武¹⁾²⁾ 郭秀峰¹⁾²⁾

¹⁾(南京信息工程大学气象灾害预报预警与评估协同创新中心, 南京 210044)

²⁾(南京信息工程大学中国气象局气溶胶与云降水重点开放实验室, 南京 210044)

摘 要

为了得到金属尖端在发生电晕放电时尖端处的电场强度, 该文首先采用实验室实验得到不同高度、不同形状、不同材质的金属尖端发生电晕放电时的环境电场阈值; 再采用有限元法计算二维泊松方程, 得到尖端处电晕触发阈值, 由此得出以下结论: 环境电场阈值随金属尖端高度的增大基本呈线性减小趋势, 随着尖端越来越尖, 环境电场阈值呈先减小后增大的变化趋势; 高度、形状对金属物尖端处电晕触发阈值无影响, 尖端处电晕阈值为定值; 给出尖端处电晕触发阈值为 $158.75 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1}$ 与空间分辨率的拟合公式, 可为今后电晕放电数值模拟中判断电晕放电的起始时刻提供参考。

关键词: 电晕放电; 实验室模拟; 电晕触发阈值; 有限元; 空间分辨率

引 言

高大建筑物在环境电场作用下, 其尖端附近的电场会发生畸变^[1-2]; 当紧邻建筑物尖端表面区域处的电场强度超过一定阈值时, 便会发生电晕放电^[3-4]。观测发现, 电晕离子在电场力、风场等作用下可以到达距离地面几百米的高度处^[5-7]。一般情况下, 由于雷暴云云底的主电荷区为负, 所以电晕放电所释放的离子通常带正电。众所周知, 电晕放电对低层大气电学的影响至关重要。首先, 电晕离子聚集在尖端附近, 会影响地表附近空间电荷层的分布, 使尖端处电场强度减小^[8-11], 同时也改变了上行先导的触发条件及上行先导向上传输条件。其次, 电晕放电为对流层提供了丰富的离子源, 这可能影响雷暴云起电过程及内部电荷结构^[12-13]。基于以上原因, 电晕放电一直受到国内外学者的关注^[14-19]。到目前为止, 对于电晕放电的研究主要集中于其形成的物理过程以及电参数相关特性方面。其中电晕放电的初始过程, 尤其是放电阈值是此类研究中的重点和难点。

目前关于电晕触发阈值主要是通过野外观测和实验室实验两种手段获得。野外观测主要通过电晕电流测试仪上的电流与在其附近的同步电场仪上的电场, 建立电晕电流与环境电场之间的拟合方程, 并根据该方程求解电流为零时的环境电场值, 即电晕放电的环境电场阈值^[5, 20-22]。而实验室实验是根据接地物内产生的电晕电流达到人为规定的零电流时, 在其附近的电场传感器上显示的电场值则被定为电晕触发阈值^[23-24]。然而, 不论是野外观测还是实验室实验, 电晕触发阈值的大小皆由电场仪所获取的环境电场强度决定。由于电场仪测值大小会受其摆设位置、自身形状以及金属物自身的几何尺寸等特征影响, 目前已有的一些电晕初始阈值的计量结果其适用范围都存在不确定性。因此, 如何有效地给出电晕放电的触发阈值仍是目前大气电学研究中未解决的一个难题。

基于此, 本文通过实验室实验与理论计算相结合探讨金属物体尖端处触发电晕放电的环境电场强度, 拟采用尖端处电场大小作为判断电晕放电的依据, 并分析其随金属物高度、形状以及材质的变化规律。

2013-05-28 收到, 2014-01-08 收到再改稿。

资助项目: 国家自然科学基金项目(41175003, 41075003)

* email: ybtan@ustc.edu

1 实验与计算方法

首先,本文采用实验室实验得到不同类型的金属尖端在发生电晕放电时上板施加的电压值,即电晕电压阈值;然后,将得到的电压数据转换成理论计算所需要的背景场;最后,在背景场下采用数值计算得到不同类型的尖端发生电晕放电时尖端处电场值。

1.1 实验方法

实验采用两块尺寸均为 $1.2\text{ m} \times 1.2\text{ m} \times 5\text{ mm}$ 金属铁板,在平板的上板施加一个负直流高压,下板接地。实验所采用的高压设备是武汉大学恒安防雷接地技术中线研制的冲击控制系统(ICGS),最高冲击电压可达到 -60 kV 。在实验中两板间距离设为

1 m 。尖端安置在下板正中间,其中尖端与下板之间绝缘。用于测量电晕电流的装置由 $1\text{ M}\Omega$ 电阻(在 $1\text{ }\mu\text{A}$ 的电晕电流通过 $1\text{ M}\Omega$ 电阻时,电阻两端的电压为 1 V)与 $10\text{ M}\Omega$ 电阻构成反相运算放大电路。尖端放电电流通过 $1\text{ M}\Omega$ 电阻后,将电流信号转化成电压信号,为了将更小的电晕电流信号被放大,将 $1\text{ M}\Omega$ 电阻两端的信号通过反相运算放大电路,将信号放大 10 倍。

实验采用的金属尖端分为两大类:①圆柱型,直径 D 为 2.0 cm ,高度 H_a 分别为 $25, 30, 39, 50\text{ cm}$ 的铁制材料尖端及高度 H_a 为 30 cm 的铝和铜材料尖端;②锥、柱型,尖端上部为圆锥形,下部分为圆柱形(直径 $D=2.0\text{ cm}$),金属尖端的总高度 H_a 均为 30 cm ,材料均为铁制,上端圆锥高度 H_b 分别为 $2.3, 3.0, 4.5, 6.0\text{ cm}$ (图 1)。

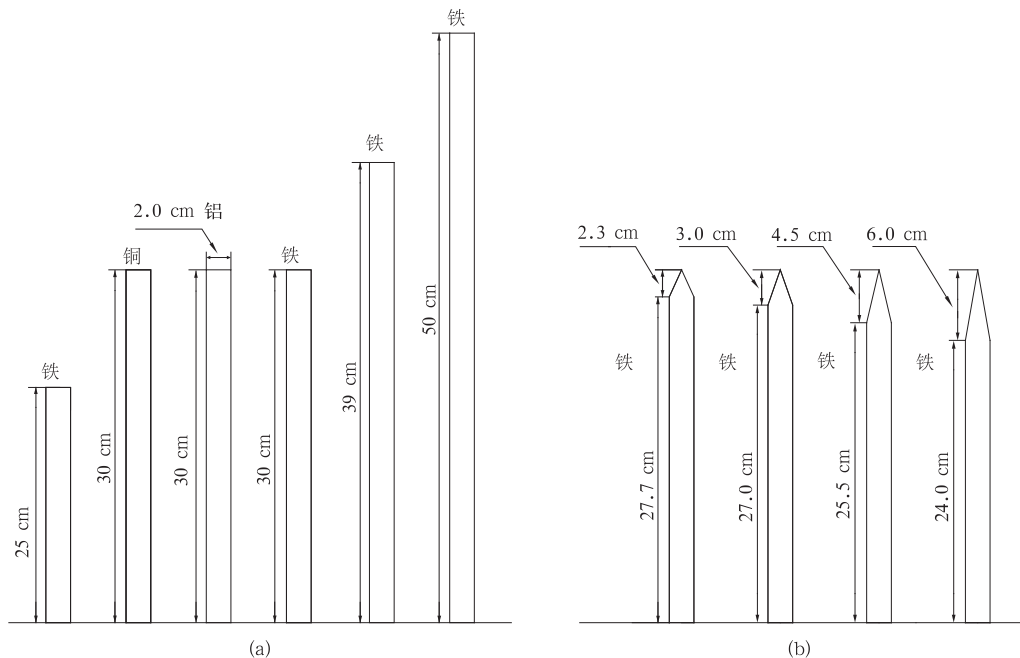


图 1 实验采用的不同高度的金属尖端(a)及不同形状的金属尖端(b)

Fig. 1 Experiment with different heights of the lightning rod(a) and different shapes of lightning rod(b)

1.2 计算方法

由于金属物尖端处的电场无法通过仪器测量得到,所以要得到尖端处的电场强度只能通过数值计算求得。本实验测量的电压数据为两平行板之间的电位差,认为两板之间为均匀电场,在均匀电场背景下计算尖端处电晕触发阈值,即本文分两部分计算尖端处电晕电场阈值。

1.2.1 均匀电场的计算

由于实验中上、下板边缘部分的边缘效应,使两

板之间的电场并不是均匀分布的;两板之间的均匀电场要小于简单计算得到的两板间电压 U 与距离 d 的比值,因此假设两板间的均匀电场 $E_0 = \alpha U/d$,其中 α 为修正系数,文章所选取的修正系数 $\alpha = 0.91$ ^[25]。

1.2.2 电晕触发阈值的计算

在设定的均匀背景电场条件下求解模拟区域中的泊松方程,由于该区域内无自由电荷存在,则泊松方程转换为拉普拉斯方程。本文采用二维有限元法

求解拉普拉斯方程最终计算出尖端处电场值^[26]。本文理论计算设定的区域为 $1.2\text{ m}\times 1.2\text{ m}$,将该区域划分成若干个边长为 l 互不重叠的四边形有限单元,对每个四边形单元进行线性插值得到四边形单元及各顶点上的电位插值函数,在线性四边形单元基础上采用里兹变分法导出电位方程组,采用迭代法计算出每个四边形单元上的电位 φ ,最终根据 $E=-\nabla\varphi$ 计算各节点上的电场^[26-27]。对于边界条件^[28],下板、尖端与上板电位满足第1类边界条件(即狄里赫利边界条件)为常数,即上板电位为 αU ,下板与尖端的电位为零(下板与尖端是等电位)。模拟域的侧边界采用第3类边界条件(即齐诺伊曼边界条件),使用条件是物理量的法向导数在边界值为零。

2 实验结果及计算结果

2.1 实验结果

当平行板上板施加的电压致使金属尖端发生尖端放电时,示波器会显示出周期性的电晕放电脉冲信号。由于上板施加的电压为负,针上产生的电晕电流方向向上,因此反相运算放大电路的输入电压为负,则最终的输出电压为正,即示波器上显示的信号为正。对于电晕放电脉冲结束后伴随着小的负脉

冲出现,本文认为是由于电晕放电产生的正离子漂浮在金属物体尖端处使尖端处电场极性发生反转所致:假设电晕放电产生的离子为小离子且在针尖端附近仅受电场力作用,速度 $V=\mu E$;其中, μ 是小离子的迁移率,尖端处电场采用有限元法计算得到 $E=3.5\times 10^5\text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$ (分辨率 $f=0.2\text{ mm}$);最终得出电晕放电产生的小离子在正脉冲的持续时间内所移动的最大距离 $d=\mu Et=2\times 10^{-4}\times 3.5\times 10^5\times 4\times 10^{-5}=2.8\text{ mm}$ 。由于运动距离为毫米量级,所以在电晕放电脉冲发生时,电晕放电产生的离子在尖端表层可以使尖端处的电场极性发生反转。

当高压设备施加在上板电压上升到起先设定的电压值后便会以 0.1 kV 幅度下降,因此示波器上显示出的电晕放电脉冲幅值会随之减小,直至消失。由于存在干扰,无法根据示波器精确得到电晕脉冲起始触发时刻。在本实验中示波器上干扰信号的最大幅值为 12 mV ,但 12 mV 高频脉冲信号所占比例甚少,所以实验选取 $V=15\text{ mV}$ 作为判断电晕放电的起始时刻。最终得出同一形状、同一材质、不同高度以及同一高度、同一材质、不同形状的尖端发生电晕放电时上板的电压值,见表1;同一形状、同一高度($H_a=30\text{ cm}$)、不同材质的尖端发生电晕放电时上板的电压值,见表2。

表1 不同高度、不同形状的铁质尖端发生电晕放电时上板电晕电压值(单位:kV)

Table 1 Corona voltage value of iron material rods with different heights and different shapes(unit:kV)

铁棒类型	第1次	第2次	第3次	第4次	第5次	平均值
$H_a=25\text{ cm}$	-25.6	-26.0	-26.3	-25.7	-26.1	-25.94
$H_a=30\text{ cm}$	-23.6	-23.2	-23.4	-22.9	-23.0	-23.22
$H_a=39\text{ cm}$	-20.6	-20.1	-20.3	-20.6	-20.0	-20.32
$H_a=50\text{ cm}$	-17.6	-17.1	-17.5	-17.8	-17.6	-17.52
$H_a=30\text{ cm}, H_b=2.3\text{ cm}$	-22.4	-21.9	-22.6	-22.3	-22.4	-22.32
$H_a=30\text{ cm}, H_b=3.0\text{ cm}$	-23.3	-23.5	-23.3	-23.7	-23.1	-23.38
$H_a=30\text{ cm}, H_b=4.5\text{ cm}$	-24.1	-24.4	-24.1	-23.9	-24.2	-24.14
$H_a=30\text{ cm}, H_b=6.0\text{ cm}$	-25.6	-25.1	-25.4	-24.9	-25.1	-25.22

表2 同一形状、同一高度、不同材质的尖端上板电晕电压值(单位:kV)

Table 2 Corona voltage value of lightning rod with the same shape, the same height and different materials(unit:kV)

材质	第1次	第2次	第3次	第4次	第5次	平均值
铁棒	-23.6	-23.2	-23.4	-22.9	-23.0	-23.22
铝棒	-22.6	-22.9	-23.2	-22.5	-22.7	-22.78
铜棒	-22.9	-22.3	-22.6	-22.3	-22.6	-22.54

由实验数据发现,对于同为圆柱型铁制材料的尖端在发生电晕放电时所需要的电晕电压值随高度

的增长而减小;金属尖端形状变化对所需要触发电晕放电的电压影响较为强烈,随着金属物体上端越

来越尖(即金属物体尖端处圆锥高 H_b 与宽度 D 之比越大)所要触发电晕放电的电压值就越高,即表 1。

材料对电晕放电有微弱影响,铁、铝、铜电导率分别为 0.1728,0.6321,1.0000,电导率相差比较明显,而实验中这 3 种材质的尖端(相同高度、相同形状)触发电晕放电时所需要的电晕电压只有轻微的减小(表 2)。

将实验得到的铁制尖端发生电晕放电时所需要电晕电压值分别转化成环境电场阈值,图 2a 是铁制

尖端的环境电场阈值与高度之间的变化关系图,图 2b 为铁制尖端的环境电场阈值与其形状之间的变化规律。由图 2a 可以看出,环境电场阈值随高度增加基本上呈线性减小;由图 2b 可以看出,实验中所选尖端的尖端系数 (H_b/D) 分别为 0, 1.15, 1.5, 2.25, 3, 环境电场阈值分别为 $-21.13, -20.32, -21.28, -21.97, -22.95 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1}$, 电晕环境电场阈值随尖端变得越来越尖出现先减小再增大的变化趋势,这种变化与以往其他研究者得出的结论较为一致^[29-31]。

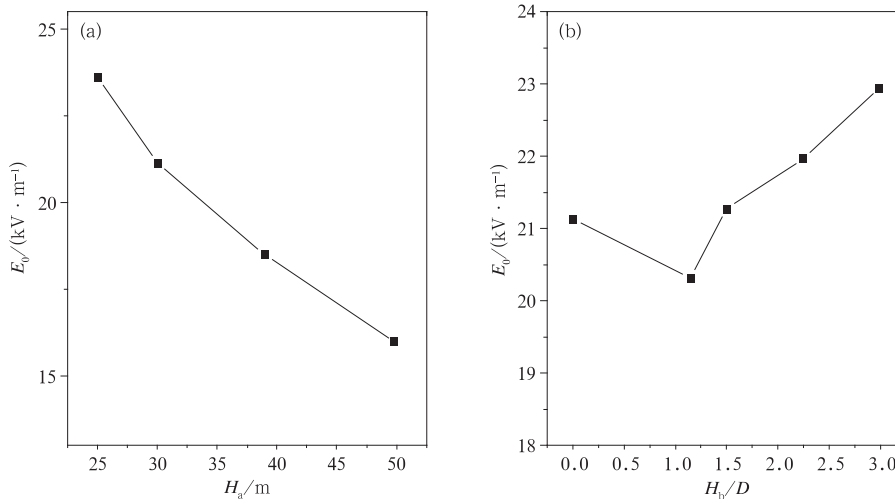


图 2 铁制尖端触发电晕放电时环境电场强度随高度变化(a)以及 H_b/D 变化(b)
Fig. 2 The change of environmental field strength when iron lightning rod trigger corona discharge with heights(a) and with H_b/D (b)

2.2 计算结果

在数值计算中,离散网格带来的空间分辨率会给计算结果带来一定的系统误差,一般而言,分辨率越高,计算出来的结果就越接近连续空间中的真实值,系统误差也就越小;分辨率越低,系统误差就越大,计算就越不准确。本文根据实验得到的不同类型下的尖端在发生电晕放电时上板施加的电压数

据,将其转化成均匀环境电场时上板上电压值,采用有限元理论在分辨率 $f=1 \text{ cm}$ 情况下,计算出金属尖端发生电晕放电时尖端处的电场阈值。表 3 为同一形状、同一材质、不同高度及同一高度、同一材质、不同形状下的尖端触发电晕放电时尖端处的电场值。

表 3 不同高度、不同形状的铁质尖端发生电晕放电时尖端处触发阈值(单位: $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$)

Table 3 Corona field threshold of iron material rods with different heights and different shapes(unit: $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$)

类型	第 1 次	第 2 次	第 3 次	第 4 次	第 5 次	平均值
$H_a=25 \text{ cm}$	132.510	134.581	136.133	133.028	135.098	134.270
$H_a=30 \text{ cm}$	135.715	133.415	134.565	131.690	132.265	133.529
$H_a=39 \text{ cm}$	136.773	133.453	134.781	136.773	132.789	134.914
$H_a=50 \text{ cm}$	138.779	134.836	137.990	140.356	138.779	138.148
$H_a=30 \text{ cm}, H_b=2.3 \text{ cm}$	134.861	136.065	131.850	134.258	134.861	134.379
$H_a=30 \text{ cm}, H_b=3.0 \text{ cm}$	135.335	136.496	135.335	137.658	134.173	135.799
$H_a=30 \text{ cm}, H_b=4.5 \text{ cm}$	133.992	135.660	133.992	132.880	134.548	134.215
$H_a=30 \text{ cm}, H_b=6.0 \text{ cm}$	138.772	136.062	137.688	134.977	136.062	136.712

由表 3 可以发现,不论改变金属尖端的高度,还是改变其形状,最终通过理论计算得出的金属尖端在发生电晕放电时尖端处电场分布都较为集中,即呈现锯齿状分布。所以本文认为铁质材料的尖端不管是何种形状、高度,在发生电晕放电时尖端处的电场是个定值,即当铁质材料的金属物体尖端处电场达到该值,尖端就会发生电晕放电。因此,对 8 种尖端发生电晕放电时尖端处电场阈值求平均值,即 $E_c = 135.181 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1} (f=1 \text{ cm})$ 。

2.3 结果分析

根据相对误差公式 $\delta = \frac{|E_{ci} - \bar{E}_c|}{\bar{E}_c} \times 100\%$ 计算 8 种金属尖端在每次实验计算得到的尖端处电晕电场阈值的相对误差(表 4)。对于不同形状、不同高度铁制金属物体尖端处电晕电场阈值的最大的相对误差为 3.829%。因此,对于不同形状、不同高度铁制尖端发生电晕放电时尖端处的电晕电场阈值分布较为集中。

表 4 不同形状、不同高度铁制金属物体尖端电晕电场阈值的相对误差(单位:%)

Table 4 The relative error of corona field threshold of iron metal objects with different shapes and different heights(unit:%)

类型	第 1 次	第 2 次	第 3 次	第 4 次	第 5 次
$H_a = 25 \text{ cm}$	1.976	0.444	0.704	1.593	0.061
$H_a = 30 \text{ cm}$	0.395	1.307	0.456	2.583	2.158
$H_a = 39 \text{ cm}$	1.178	1.279	0.296	1.178	1.770
$H_a = 50 \text{ cm}$	2.662	0.255	2.078	3.829	2.662
$H_b = 2.3 \text{ cm}$	0.237	0.654	2.465	0.683	0.237
$H_b = 3.0 \text{ cm}$	0.114	0.973	0.114	1.832	0.746
$H_b = 4.5 \text{ cm}$	0.880	0.354	0.880	1.702	0.469
$H_b = 6.0 \text{ cm}$	2.658	0.652	1.855	0.151	0.652

同时,采用有限元理论计算了材质为铁、铝、铜尖端($H_a = 30 \text{ cm}$)发生电晕放电时尖端处电场值,见表 5。若铝、铜材质的尖端选取了与铁制材料一样的尖端处电晕电场阈值 $E_c = 135.181 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1}$ 时,由此计算出每次实验得到尖端处电晕电场阈值

的相对误差见表 6。表 6 中尖端处电晕电场阈值的最大相对误差为 5.435%。由于最大误差值小于 10%,所以本文认为对于铜、铝材质的尖端发生电晕放电时尖端处电晕电场值可以近似为铁制材料的尖端发生电晕放电时尖端处电晕电场阈值,即 E_c 。

表 5 同一形状、同一高度、不同材质的尖端发生电晕放电时尖端处触发值(单位: $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$)

Table 5 Corona field threshold of lightning rod with the same shape and the same height and different materials(unit: $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$)

类型	第 1 次	第 2 次	第 3 次	第 4 次	第 5 次	平均值
铁棒	135.715	133.414	134.565	131.690	132.265	133.529
铝棒	129.965	131.690	133.415	129.380	130.540	130.980
铜棒	131.690	128.245	129.965	128.240	129.965	129.621

表 6 不同材质的尖端电晕电场阈值的相对误差(单位:%)

Table 6 The relative error of corona field threshold of metal objects with different materials(unit:%)

类型	第 1 次	第 2 次	第 3 次	第 4 次	第 5 次
铁棒	0.395	1.307	0.456	2.583	2.158
铝棒	3.859	2.582	1.307	4.291	3.433
铜棒	2.582	5.121	3.859	5.435	3.859

3 不同空间分辨率的电晕触发阈值

在采用数值计算方法计算金属尖端在尖端处电晕电场阈值过程中,由于数值计算需要将连续的空间划分为许多离散网格,在离散化的区域中计算得

到每个单元上的电场值(其值表示为单元内所有连续点上电场的平均值),这就会给计算结果带来一定的误差。此误差值的大小仅与分辨率有关,与尖端的尺寸大小无关。分辨率越低(网格越粗),计算结果的系统误差值越大;分辨率越高(网格越细),计算结果的系统误差越小。因此,在计算金属物发生电

晕电晕放电时尖端处电场阈值时,分辨率的选取对于计算尖端处电场强度的影响比较大。本文计算了在分辨率 f 分别为 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.06, 0.08, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4 m 情况下尖端处电晕电场阈值, 计算结果分别为 135.18, 102.37, 88.42, 79, 67.38, 61.26, 54.83, 49.15, 45.87, 42.69, 40.78 $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$ (图3)。由图3可以看出, 金属体尖端处电晕电场阈值随分辨率降低总体呈递减趋势, 分辨率为 0~0.1 m 时, 随分辨率降低, 尖端电场阈值减小的比较明显; 当分辨率 $f > 0.1$ m 时, 随分辨率降低尖端电场阈值减小的较为缓慢。

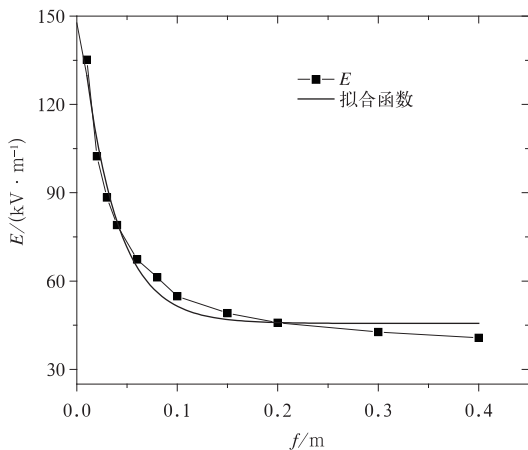


图3 不同空间分辨率的尖端处电晕触发阈值

Fig. 3 The corona trigger threshold at the tip of metal cusps with different spatial resolutions

计算不同分辨率尖端电晕电场阈值发现, 尖端处电晕电场阈值 E_c 和空间分辨率 f 之间呈负指数函数关系, 则不同分辨率电晕电场阈值 $E_c(f)$ 的拟合函数形式为

$$E_c(f) = ae^{-f/b} + c. \quad (1)$$

式(1)中, 常数 a, b, c 均大于 0。图3中显示的黑线为尖端处电晕触发阈值与分辨率 f 之间的拟合函数曲线, 其拟合函数为

$$E_c(f) = 113.15e^{-f/0.0337} + 45.6. \quad (2)$$

拟合方程的决定系数 R^2 (R 是相关系数, 其值在 0~1 变化, 若 R^2 接近 1 时表明拟合效果好皆为 1) 为 0.977, 说明相关程度较高 (达到 0.05 显著性水平)。通过采用尖端处电晕触发阈值作为判断电晕放电的依据, 比用环境电场阈值作为判断电晕放电的依据更可靠, 主要是由于尖端处电场不受环境、自身形状等不确定因素的影响。文中给出的尖端电晕触发阈值与分辨率的拟合关系, 可为今后电晕放电数值模

拟研究中在判断电晕放电的起始时刻提供参考。

由于尖端顶部的实际电晕触发阈值无法通过现有观测手段获得, 而现有的网格化计算方法无法直接给出比拟实际连续空间的理论真值。因此本文通过拟合得到的尖端处电晕触发阈值与网格间距之间的关系方程进行外推求极限:

$$E_c(f) = \lim_{f \rightarrow 0^+} (113.15e^{-f/0.0337} + 45.6) = 158.75. \quad (3)$$

由式(3)可得, 在连续空间中尖端发生电晕放电时尖端处电晕触发阈值为 158.75 $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

4 结论与讨论

通过实验得到同一材质、同一形状、不同高度, 同一高度、同一形状、不同材质, 同一材质、同一高度、不同形状 3 种类型金属尖端发生电晕时的电压数据, 并采用有限元法计算金属物发生电晕放电时尖端电场, 可以得出以下结论:

1) 尖端尺寸对电晕环境电场阈值的影响随尖端高度增高、尖端触发电晕放电所需要的电晕环境电场阈值而减小, 即尖端的高度越高, 越容易触发电晕放电; 随金属物尖端形状越来越尖, 电晕环境电场阈值呈先减小再增大的变化趋势。

2) 尖端形状对尖端处电晕触发阈值没有影响, 不管是改变尖端的高度还是改变其形状, 计算得到尖端触发阈值为定值; 对于铜、铝、铁材质的金属物在尖端发生电晕放电时尖端处的电场相差较小。因此, 将这 3 种材质的尖端在发生电晕放电时尖端处触发阈值近似为 158.75 $\text{kV} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

3) 空间分辨率变化影响最终计算尖端处电晕触发阈值结果, 最终给出尖端处电晕触发阈值与分辨率 f 关系: $E_c(f) = 113.14e^{-f/0.0337} + 45.6$ 。

通过计算发现, 材质选取对尖端处电晕电场阈值会产生影响, 因此对于材料的选取将是以后实验工作中所要探讨的一部分。同时, 实验中湿度、气压、温度等环境因素均为定值, 因此改变实验室的湿度、气压、温度等环境因素, 探讨其对尖端处电晕触发阈值的影响, 也是下一步研究的重点。

参考文献

- [1] 王道洪, 鄯秀书, 郭昌明. 雷电与人工引雷. 上海: 上海交通大学出版社, 2000.
- [2] 吴亭, 吕伟涛, 刘晓阳, 等. 北京地区不同天气条件下近地面大

- 气电场特征. 应用气象学报, 2009, 20(4): 394-401.
- [3] 张义军, 周秀骥. 雷电研究的回顾和进展. 应用气象学报, 2006, 17(6): 829-834.
- [4] 张义军, 孟青, 马明, 等. 闪电探测技术发展和资料应用. 应用气象学报, 2006, 17(5): 611-620.
- [5] Standler R B, Winn W P. Effects of coronae on electric fields beneath thunderstorms. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1979, 105(443): 285-302.
- [6] Chauzy S, Raizonville P. Space charge layers created by coronae at ground level below thunderclouds: Measurements and modeling. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1982, 87(C4): 3143-3148.
- [7] Chauzy S, Soula S. General interpretation of surface electric field variations between lightning flashes. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1987, 92(D5): 5676-5684.
- [8] Whipple F J W. Modern views on atmospheric electricity. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 1938, 64(275): 199-222.
- [9] Toland R B, Vonnegut B. Measurement of maximum electric field intensities over water during thunderstorms. *J Geophys Res*, 1977, 82(3): 438-440.
- [10] Whipple F J W, Scrase F J. Point discharge in the electric field of the earth. *Geophysical Memoirs, H M S Meteorol Office*, 1936, 68(7): 1-20.
- [11] Chauzy S, Medale J C, Prieur S, et al. Multilevel measurement of the electric field underneath a thundercloud: 1. A new system and the associated data processing. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1991, 96(22): 319-326.
- [12] Vonnegut B. Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity. *Bull Amer Meteor Soc*, 1953, 34: 378-381.
- [13] Vonnegut B. Some facts and speculations concerning the origin and role of thunderstorm electricity. *Meteorol Monogr*, 1963, 5(27): 224-241.
- [14] Chauzy S, Soula S, Despiau S. Ground coronae and lightning. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1989, 94(D11): 13115-13119.
- [15] 郗秀书. 雷暴下地面自然尖端电晕放电离子时空演变的数值模拟. 地球物理学报, 1996, 39(增刊): 43-51.
- [16] Standler R B, Winn W P. Effects of coronae on electric fields beneath thunderstorms. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1979, 105(443): 285-302.
- [17] Soula S. Transfer of electrical space charge from corona between ground and thundercloud: Measurements and modeling. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1994, 99(D5): 10759-10765.
- [18] Aleksandrov N L, Bazelyan E M, Drabkin M M, et al. Corona discharge at the tip of a tall object in the electric field of a thundercloud. *Plasma Physics Reports*, 2002, 28(11): 953-964.
- [19] Bazelyan E M, Raizer Y P, Aleksandrov N L, et al. Corona processes and lightning attachment: The effect of wind during thunderstorms. *Atmospheric Research*, 2009, 94(3): 436-447.
- [20] 王才伟, 陈茜, 刘欣生, 等. 雷暴云下部正电荷中心产生的电场. 高原气象, 1987, 6(1): 65-74.
- [21] 逯曦, 张义军, 吕伟涛, 等. 近地面电晕电流组网观测与数据分析. 气象科技, 2010, 38(6): 746-751.
- [22] 赵中阔, 郗秀书, 张广庶, 等. 雷暴云内电场探测仪及初步实验结果. 高原气象, 2008, 27(4): 881-887.
- [23] Kasemir H W. Conference on Cloud Physics and Atmospheric Electricity of AMS. American Meteorological Society, Issaquah, Washington, 1978.
- [24] D'Alessandro F, Berger G. Laboratory studies of corona emissions from air terminals. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999, 32(21): 2785-2790.
- [25] 张榴晨, 徐松. 有限元法在电磁计算中的应用. 北京: 中国铁道出版社, 1996.
- [26] 史密斯(Smith I M). 有限元方法编程(第三版). 王崧, 译. 北京: 电子工业出版社, 2003.
- [27] 金建铭, 王建国, 葛德彪. 电磁场有限元方法. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1998.
- [28] 郭立新, 李江挺, 韩旭彪. 计算物理学. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2009.
- [29] Eriksson A J. The Lightning Ground Flash: An Engineering Study. University of KwaZulu-Natal, 1979.
- [30] Moore C B. Improved configurations of lightning rods and air terminals. *Journal of the Franklin Institute*, 1983, 315(1): 61-85.
- [31] 郭秀峰, 谭涌波, 郭凤霞, 等. 建筑物尖端对大气电场畸变影响的数值计算. 应用气象学报, 2012, 12(1): 136-151.
- [32] 言穆弘, 郭昌明, 刘欣生. 雷暴对流起电机理论分析. 大气科学, 1991, 15(2): 120-128.
- [33] 言穆弘, 刘欣生. 闪电先导静电场波形理论分析. 应用气象学报, 1993, 4(2): 185-191.

Onset Corona Field Based on Isolated Metal Tip

Tan Yongbo¹⁾²⁾ Zhu Junru¹⁾²⁾ Li Xiangchao¹⁾²⁾ Liang Zhongwu¹⁾²⁾ Guo Xiufeng¹⁾²⁾

¹⁾ (*Collaborative Innovation Center on Forecast and Evaluation of Meteorological Disasters, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044*)

²⁾ (*Key Laboratory for Aerosol-Cloud-Precipitation of China Meteorological Administration, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044*)

Abstract

Corona discharges characterized by much lower current densities are often generated in a strong atmospheric electric field. What's more, corona discharges are very important because the corona charge layers can change the distribution of the electric field near the ground and affect conditions of the initiation and development of an upward leader near different tall objects. Therefore, corona discharges have attracted the attention of scholars at home and abroad, especially in the onset corona field. However, how to effectively show corona emission threshold is still a difficult problem in the study of atmospheric electricity.

In order to obtain the electric field strength at the tip of metal in the case of corona discharge, the onset corona voltages must be obtained by laboratory test for different heights, shapes and materials of metal tips which are arranged on the middle of lower plate of two parallel metal plates. Dimensions of two horizontal plates are 1.2 m by 1.2 m and the distance between them is 1 m. Then environmental threshold electric fields are calculated for different heights, shapes and materials of metal tips. The two-dimensional Poisson equation is solved using finite element method and the corona emission thresholds at the tip of different types of metal tips are obtained.

Effects on threshold electric fields by the height, material and shape are discussed, respectively. The following conclusions can be drawn from the experimental study. First, the environmental threshold fields are basically a linear decrease with heights of metal. The environmental threshold fields decrease first and then increase when metal tips are becoming sharp increasingly. Second, the height and shape of metal tips have no effects on corona emission threshold at the tip of metal tips. The corona threshold at the tip of metal tip is a constant. Finally, the corona triggering threshold is determined which is $E_c = 158.75 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1}$ and the fitting function between corona emission threshold and spatial resolution is given. It will provide a reference for the judgment of starting moment of corona discharge for the future numerical simulation of corona discharge.

Key words: corona discharge; laboratory simulation; corona field threshold; finite element; spatial resolution