

真空中绝缘子闪络前表面电荷分布的二维仿真

于开坤¹, 张冠军¹, 郑楠¹, 赵文彬¹, 秋实²

(1. 西安交通大学电力设备电气绝缘国家重点实验室, 710049, 西安; 2. 西北核技术研究所, 710024, 西安)

摘要: 基于真空闪络的二次电子发射雪崩(SEEA)模型, 针对片式有机玻璃 PMMA 和氧化铝陶瓷两种典型绝缘材料, 利用蒙特卡罗法仿真研究了平面圆形及矩形对称电极系统中绝缘子表面电荷的二维分布。仿真结果表明: 在靠近阴极处的绝缘子表面存在小范围的负电荷区, 而后变为较大范围的正电荷区; 随外加电压的提高, 绝缘子表面的正电荷区域及密度增大, 而负电荷区域及密度减小; 二次电子发射系数较小的 PMMA 绝缘子表面正电荷密度较低; 由于圆形电极表面电场分布较矩形电极系统不均匀, 其电荷密度分布更不均匀。将仿真结果与他人的实验结果进行了分析对比, 发现两者比较接近。

关键词: 真空; 绝缘材料; 蒙特卡罗法; 二次电子发射

中图分类号: TP301 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2008)04-0476-05

2-Dimensional Simulation of Surface Charge Distribution on Insulator Prior to Flashover in Vacuum

YU Kaikun¹, ZHANG Guanjun¹, ZHENG Nan¹, ZHAO Wenbin¹, Qiu Shi²

(1. State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

Abstract: Based on the secondary electron emission avalanche model the Monte Carlo method is chosen to simulate the 2-dimensional surface charge distributions on PMMA and alumina wafers with planar circular and rectangle symmetrical electrodes, respectively. The results indicate that negative charges exist in a small surface region near the cathode and then turn to positive charges in a big surface region away from cathode, and the density and area of negative charges decrease with the increasing applied voltage, while the density and area of positive charges increase. For PMMA insulator with smaller secondary electric emission rate, its positive charge density gets lower. Compared with planar rectangle electrode, the surface electric field of insulator with circular electrode is more nonuniform, and the surface charge density distributes much more nonuniformly. The simulation results approximately agree with other researchers' experimental results.

Keywords: vacuum; insulating material; Monte Carlo method; secondary electron emission

真空中当金属电极之间放置固体绝缘子后, 在施加电压作用下绝缘子表面常常会发生沿面放电现象, 闪络时的电压要远低于绝缘子放置之前真空间隙及绝缘子本身的闪络电压。因此, 这一现象严重制约了很多电真空系统的整体绝缘性能, 长期以来得到了世界各国学者的广泛关注^[1-2]。

对于真空中绝缘材料沿面闪络过程的起始阶段和最后阶段, 各国学者的认识已基本一致, 但对于闪络发展的中间过程还不是十分清楚, 存在着多种假说。本文采用的二次电子发射雪崩(SEEA)模型已被国内外的普遍认可。此模型将绝缘子沿面闪络的中间过程描述为: 阴极三结合(CTJ)处发射出的初

始电子会轰击绝缘子表面,导致二次电子发射及倍增过程,电子在运动过程中可以引发多种因素的电流增长,最终闪络主要以电子诱发的气体解吸附和类汤生放电的过程为主^[3-4]。

国内外一些学者对于真空中绝缘子表面带电情况进行了测量^[5],由于受测量原理和手段的制约,往往是在闪络完成之后测量^[6],不能真实反映闪络发生同时的带电情况。国外 Yamamoto 等人对绝缘子的表面带电现象进行了仿真,以期得到在施加电压时材料表面的带电情况,但给定的仿真条件较为简单,对电子在这一过程中的能量分布以及绝缘子表面的二次电子发射率描述不尽合理^[7],并且仿真研究集中在表面电荷的一维分布,没有做更直观的二维分布研究。

1 理论分析和电极模型

在真空内绝缘材料的沿面闪络发展过程中,材料表面会受到电子的作用,引起入射电子的吸附或二次电子的发射。绝缘材料的二次电子发射率 δ 是撞击材料表面电子能量 E_i 的函数。当 $\delta > 1$ 时,入射电子引起二次电子从绝缘子表面发射,此时绝缘子表面带正电,否则入射电子吸附于绝缘子表面导致带负电。Burke 等人采用如下半经验公式描述绝缘材料的二次电子发射曲线的 δ/δ_m 值^[8]

$$\delta(E)/\delta_m = 1.526(1 - \exp(-z^{1.725}))/z^{0.725} \quad (1)$$

$$z = 1.284E/E_m \quad (2)$$

PMMA 和 Al_2O_3 是两种比较典型的真空绝缘材料,其二次电子发射曲线如图 1 所示。当 $E_i = E_1$, E_2 时, $\delta = 1.0$, 当 $E_i = E_m$ 时, δ 达到最大值 δ_m 。表 1 列出了两种材料的二次电子发射率曲线的特征值^[8-9]。

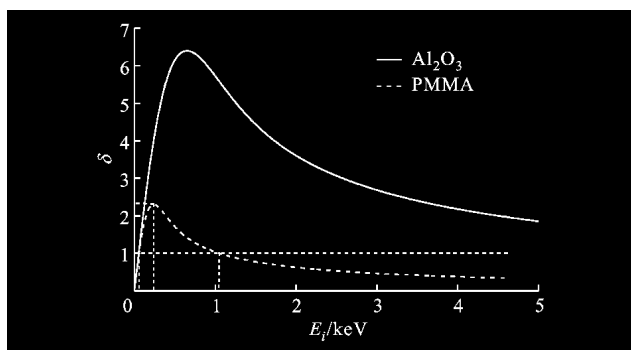


图 1 不同材料的二次电子发射曲线

表 1 PMMA 和 Al_2O_3 二次电子发射的特征值

材料	δ_m	E_m	E_1	E_2
PMMA	2.3	240	56	1 062
Al_2O_3	6.4	650	52	11 800

材料表面发射的二次电子的能量分布比较难于确定。Von Seggern 等人通过实验测量不同材料(金属以及绝缘材料)的二次电子发射能量,拟合了一个适合绝大多数绝缘材料的二次电子能量 E_o 的分布函数^[10]

$$g(E_o) = \sum_{i=1}^2 a_i \exp(-b_i E_o) \quad (3)$$

式中: $a_1 = 0.476$; $a_2 = -0.476$; $b_1 = 0.4$; $b_2 = 2.5$ 。

根据式(3)绘制了绝缘材料的二次电子能量分布曲线,如图 2 所示。对于绝缘材料,其二次电子能量分布的最大值在 1.3 eV 左右,二次电子的能量分布比较集中在 0~4 eV 的区间内。

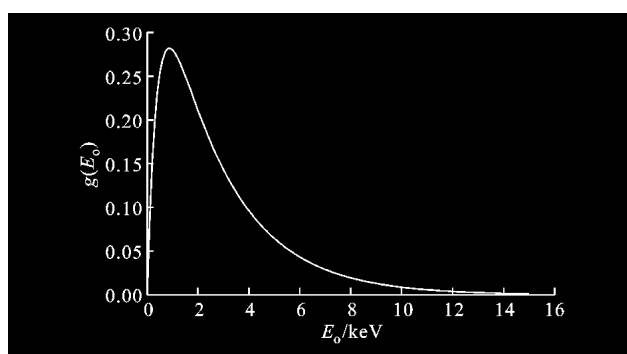
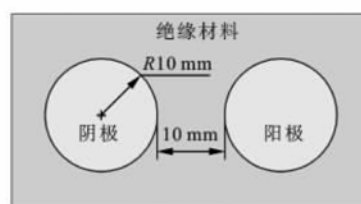
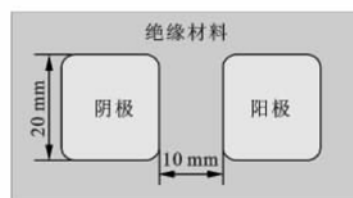


图 2 二次电子能量分布

为了便于闪络现象的观测,在实验中经常采用对称电极平面片式绝缘子的电极结构。图 3 为本文仿真模型的电极结构示意图,对于圆形电极系统,电极半径为 10 mm,电极间距为 10 mm,矩形绝缘子电极边长为 20 mm,电极间距为 10 mm。本文所研究的电极为不锈钢电极。



(a)圆形电极



(b)矩形电极

图 3 电极-绝缘子结构的示意图

2 表面电荷分布的 Monte Carlo 仿真

(1)施加电压后,电子从阴极 CTJ 处发射,并且在所加的外电场下加速。电子冷发射的位置是距离

CTJ 处 $10\text{ }\mu\text{m}$ 高的电极上,假设电子束的发射是由所加的外电压决定,矩形电极系统每束电子的电子数量为 1×10^6 个/ $\text{cm}^{[7]}$,使用圆形电极的片式绝缘子,在电极间最近的位置处,每束电子的电子数目最大,取 1×10^6 个/ cm ,并且假设这一分布符合正态分布.电子从阴极发射,以垂直于阴极的方向为纵轴符合余弦分布,其能量取决于阴极材料,这一能量等于阴极材料的 Fermi 能级.实验中所使用的不锈钢阴极发射的电子能量等于 $11.1\text{ eV}^{[11]}$.

(2)从阴极发射的部分电子撞击绝缘子表面后,从绝缘子表面发射二次电子,二次电子发射率的分布满足式(1),对于确定的材料特定能量的一次电子而言,对应的二次电子发射系数是确定的.文献[7]为了简化计算将二次电子的能量固定为 4 eV ,本文取二次电子的能量分布满足式(3)和图 2,方向仍然符合余弦分布.对于片式绝缘子,本文将角 α 定义为二次电子方向与绝缘子平面之间的夹角,角 β 定义为二次电子方向投影与 x 轴之间的夹角,这两个角都符合余弦分布,见图 4.

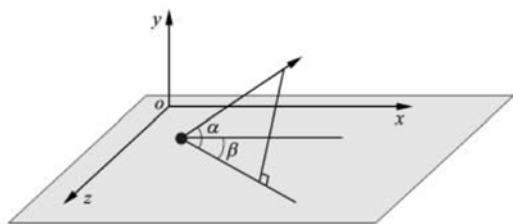


图4 二次电子发射的方向

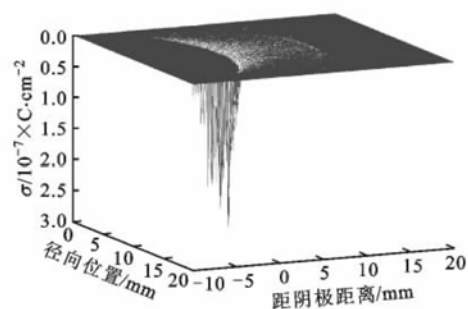
(3)当二次电子在电极间的真空中运动时,电子被外电场加速,并受到绝缘子表面积累的电荷所产生的电场的作用.这其中部分二次电子有可能撞击绝缘子表面并引起发射新的二次电子,过程如上述(2).当一束电子从阴极 CTJ 处发射后引起的所有一次、二次电子到达阳极后,下一束电子开始发射并向阳极运动,过程如上述(1)和(2),直到所有的电子束发射完毕,可计算得到最终的表面电荷分布.

3 仿真结果与讨论

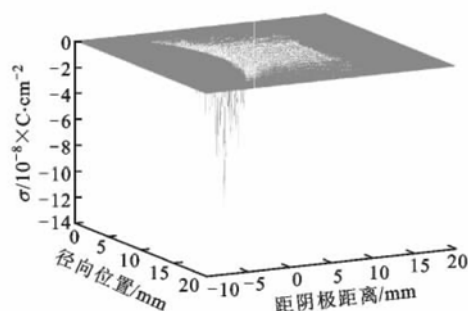
3.1 施加电压对绝缘子表面电荷密度(σ)的影响

从图 5 中可以看出,绝缘子表面电荷分布不均匀,在靠近阴极处的绝缘子表面存在较小的负电荷区,而后随着表面电荷离开阴极而迅速变为较大的正电荷区.由于处于两电极最短距离的区域电场强度最大,正电荷密度的峰值出现在该区域.当增大外施电压,其表面负电荷的密度和区域逐渐减小,正电荷的密度和区域相应增大.随外施电压的提高,材料

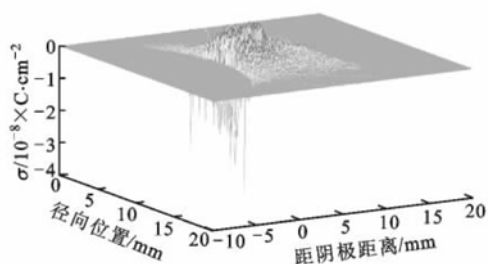
表面负电荷密度的峰值有所减小,从 10 kV 时的 $-2.5\times 10^{-7}\text{ C/cm}^2$ 下降到 50 kV 时的 $-3.7\times 10^{-8}\text{ C/cm}^2$,而正电荷密度峰值明显提高,从 10 kV 时的



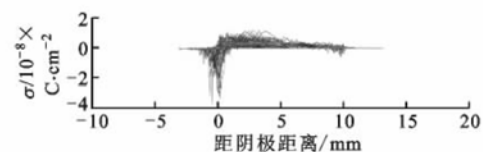
(a) 10 kV



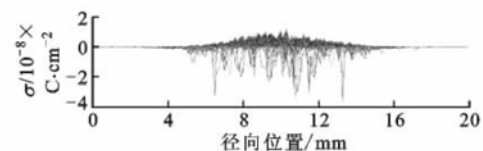
(b) 30 kV



(c) 50 kV



(d) 50 kV 侧视图 1



(e) 50 kV 侧视图 2

图5 不同电压对 PMMA 表面电荷分布的影响

$2.7\times 10^{-9}\text{ C/cm}^2$ 提高到 50 kV 时的 $1.2\times 10^{-8}\text{ C/cm}^2$.

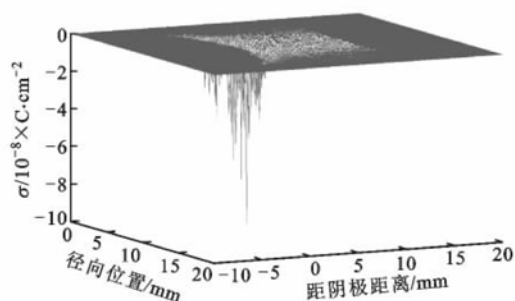
当一次电子刚从阴极发射时,在阴极附近区域内电子在外电场作用下获得的能量较小,少数电子经过很短的行程后就碰撞绝缘子表面,其能量还不

能达到 E_1 , 导致阴极附近绝缘子表面带负电. 越靠近阳极, 由于在外施电压作用下电子获得的能量越大, 部分电子在碰撞绝缘子表面时能量很可能接近或超过另一个临界值 E_2 . 这样在阳极附近, 绝缘子表面的电荷密度相对较低, 且随着电压的升高这一区域正电荷密度有下降的趋势. 这是由于提高外施电压时, 电子可以从外电场获得更多的能量并进一步降低其 δ 值, 从图 5d 中可以看到, 在 50 kV 时, 阳极附近 PMMA 的表面电荷密度甚至为负值. 在阴极和阳极之间的位置, 碰撞绝缘子表面的电子能量对应于 δ 较大的区域, 使得这一区域的绝缘子表面存在密度比较高的正电荷分布, 且随着施加电压的升高这一区域会向阴极偏移.

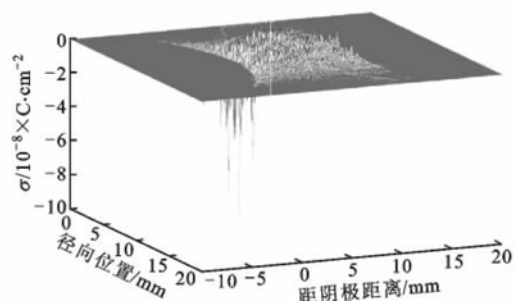
Jaitly 和 Sudarshan 采用静电探头测量了真空中 PMMA 闪络后电极中间区域的表面电荷分布^[6], 与图 5 中的电荷分布趋势基本一致. 由于受限于测量探头, 他们未能测量阴极附近的负电荷区和阳极附近区域的电荷分布.

3.2 不同材料对绝缘子表面电荷分布的影响

图 6 给出了采用圆形电极时两种不同材料绝缘子的表面电荷密度分布曲线, 外施电压取为 40 kV.



(a) PMMA



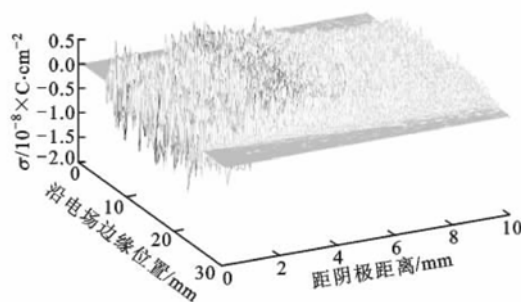
(b) Al_2O_3

图 6 采用圆形电极时不同材料绝缘子的表面电荷分布

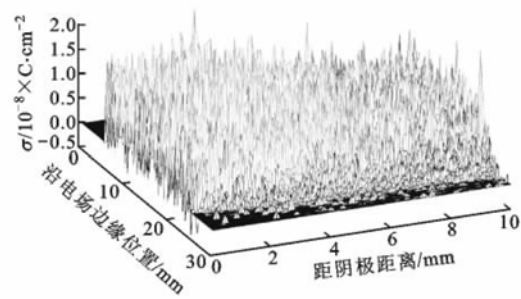
从仿真结果可以看出, 不同情况下两种不同材料绝缘子的表面电荷密度分布明显不同.

对比表 1, PMMA 的 δ_m 相对较小, 且对应于 $\delta > 1$ 的能量范围较小, 从图 6 中可以发现, 其表面的

正电荷密度最大值为 $8.0 \times 10^{-9} \text{ C/cm}^2$, 相反 Al_2O_3 的正电荷密度最大值为 $2.0 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$. 可以看出, 电荷密度的大小与材料的 δ 有关, δ 越大, 表面的电荷密度就越大. Sudarshan 等人发现^[12], 当在 Al_2O_3 表面加一层 δ 小的氧化铜或氧化铬时, 能够较大地提高 Al_2O_3 的沿面闪络电压, 说明 δ 对材料的表面带电具有重要影响, 进而影响到绝缘子的沿面闪络电压. 在仿真中也对矩形电极片式绝缘子模型的表面电荷密度进行了仿真, 见图 7, 这里外加的电压为 40 kV.



(a) PMMA



(b) Al_2O_3

图 7 采用矩形电极时不同材料绝缘子的表面电荷分布

从仿真结果可以看出, 由于矩形电极系统的电场分布比圆形电极均匀, 因此沿矩形电极边缘的方向电荷密度的分布比圆形电极同一方向的电荷密度分布均匀. PMMA 材料在阴极附近存在较多的负电荷, 施加电压之后表面电荷转为正值, 且在距离阴极 3~4 mm 处出现正电荷密度的峰值, 在最大值之后表面电荷密度明显下降. Al_2O_3 阴极边缘有少量负电荷, 而在电极之间的区域, 正电荷在靠近阴极一侧的密度较大, 离开阴极后到达阳极的电荷逐渐减小. 这是因为与 Al_2O_3 相比, PMMA 的 δ_m 相对较小, 且对应 $\delta > 1$ 的能量范围较小, 在电子从阴极向阳极运动的过程中, 只有在一定能量范围内的电子才能够引起比较大的二次电子发射, 并使得绝缘子表面带较多的正电荷.

从图 7 还可以看到, Al_2O_3 表面的正电荷密度

分布相对均匀,而 PMMA 具有较为明显的峰值.这是由于 PMMA 在 $\delta=1.0$ 的第二个平衡点 E_2 相对较小,电子在电场的加速过程中能量易于超过 E_2 ,从而使得阳极附近区域 δ 的平均值较低,这样导致越靠近阳极附近,正电荷的密度下降越明显.

对比图 6 与图 7 可以发现,圆形电极边缘的负电荷密度明显大于相同条件下矩形电极边缘的情况,这是因为圆形电极边缘的电场比矩形电极更不均匀,从而在阴极附近存在局部区域的负电荷较为集中,显示出较大的负电荷密度.

绝缘子表面的电荷密度对绝缘子的沿面闪络电压有不利影响,当表面有正电荷积聚时,阴极附近的电场强度将会增加,使得从阴极发射的电子数目大幅增大,并加速绝缘子表面的电荷积聚,进而又增加阴极附近的电场强度,最终降低绝缘子的沿面闪络电压,因此需要寻找减小绝缘子表面正电荷积聚的方法,以提高沿面闪络电压.

4 结 论

从 CTJ 处发射的电子通过二次电子发射雪崩效应,在绝缘子表面积累电荷,在靠近阴极处的绝缘子表面存在小区域的负电荷区,而后变为较大区域的正电荷区,越靠近阳极,正电荷密度逐渐降低.随着施加电压的升高,绝缘子表面的负电荷的密度及区域逐渐减小,正电荷的密度及区域增大,表面正电荷峰值的位置随电场强度的增高逐渐向阴极移动.

从仿真结果可以看出,影响绝缘子表面电荷积累的原因有二次电子发射率、绝缘材料以及外加电极的形状等.相对于 Al_2O_3 ,由于 PMMA 绝缘子的 δ 较小,且对应于 $\delta>1$ 的电子能量的范围较小,因此 PMMA 绝缘子表面电荷密度相对较低.

对比平面圆形和矩形电极的情况,由于矩形电极边缘方向的电场较为均匀,绝缘子表面电荷在平行于电极边缘的分布相对均匀,而圆形电极系统绝缘子的表面电荷更集中于两电极之间正对的区域.

参考文献:

- [1] HAWLEY R. Solid insulators in vacuum: a review [J]. Vacuum, 1968, 18: 383-389.
- [2] MILLER H C. Flashover of insulators in vacuum: review of the phenomena and techniques to improve hold off voltage [J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1993, 28: 512-527.
- [3] NEUBER A, BUTCHER M, HATFIELD L L, et al. Electric current in dc surface flashover in vacuum [J]. Journal of Applied Physics, 1999, 85(6): 3084-3091.
- [4] ANDERSON R A, BRANARD J P. Mechanism of pulsed surface flashover involving electron-stimulated desorption [J]. Journal of Applied Physics, 1980, 51(3): 1414-1421.
- [5] 丁立健, 李成榕, 王景春, 等. 真空中绝缘子沿面预闪络现象的研究 [J]. 中国电机工程学报, 2001, 21(9): 27-32.
- [6] DING Lijian, LI Chengrong, WANG Jingchun, et al. Study on pre-flashover of alumina insulator in vacuum [J]. Proceedings of the CSEE, 2001, 21(9): 27-32.
- [7] JAITLEY N C, SUDARSHAN T S. In-situ insulator surface charge measurements in dielectric bridged vacuum gaps using an electrostatic probe [J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1988, 23(2): 261-273.
- [8] YAMAMOTO O, HARA T, NAKANISHI I, et al. Monte Carlo simulation of surface charge on angled insulators in vacuum [J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1993, 28(4): 706-712.
- [9] BURKE E A. Secondary emission from polymers [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1980, 27(60): 1760-1764.
- [10] DAWSON P H. Secondary electron emission yield of some ceramics [J]. Journal of Applied Physics, 1966, 37: 3644-3645.
- [11] Von SEGGERN H. Charging dynamics of dielectrics irradiated by low energy electrons [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 1985, NS-32(4): 1503-1511.
- [12] 姚宗熙, 郑德修, 封学民. 物理电子学 [M]. 西安: 西安交通大学出版社, 1991.
- [13] SUDARSHAN T S, CROSS J D, SRIVASTAVA K D. Prebreakdown processes associated with surface flashover of solid insulators in vacuum [J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1977, EI-12(3): 200-208.

(编辑 杜秀杰)