

基于电子激励解吸附原理的二次电子崩假说

高巍^{1,2}, 孙广生¹, 严萍¹, 邵涛^{1,2}

(1. 中国科学院电工研究所, 北京 100080; 2. 中国科学院研究生院, 北京 100039)

Mechanism of Secondary Electron Emission Avalanche Based on Electron-stimulated Desorption

GAO Wei^{1,2}, SUN Guang-sheng¹, YAN Ping¹, SHAO Tao^{1,2}

(1. Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China;

2. Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

摘要: 系统阐述了基于电子激励解吸附原理的二次电子崩假说的核心论点,即绝缘体表层气体解吸附是导致闪络发生的关键,分析了假说中的阴极三结合点场致电子发射、二次电子崩产生、二次电子发射系数 δ 、绝缘体表面电荷、绝缘体表面气体解吸附等因素在闪络过程中的作用。

关键词: 二次电子崩; 二次电子发射系数; 解吸附

中图分类号: TM85

文献标识码: A

Abstract: The core idea of mechanism of secondary electron emission avalanche that desorption of adsorbed surface gas is the key process leading to the surface flashover, is analyzed. The main factors, that is, emission of electrons from the cathode triple junction (the interface where the insulator, cathode and vacuum are combined), secondary electron emission avalanche, secondary emission yield δ , insulator surface charge, electron-stimulated desorption efficiency, are expatiated.

Key words: secondary electron emission avalanche(SEEA); secondary electron emission yield; desorption

1 引言

长期以来,真空绝缘闪络现象一直是制约高压真空电气设备发展的一个瓶颈问题。为使设备优化设计更加有的放矢,掌握闪络发生的物理机制是必然趋势。真空绝缘闪络是一个非常复杂的物理过程,涉及的科研领域众多。自20世纪五六十年代发现真空绝缘闪络这一现象以来,目前依然没有能够圆满解释所有物理现象的公认理论。

众多假说中,目前在学术界最具影响力的理论是基于电子激励解吸附原理推演出的二次电子崩假说(SEEA),笔者将就假说做系统介绍。

2 二次电子崩假说物理模型

二次电子崩假说物理模型主要包括以下几方面因素,即阴极三结合点处场致电子发射、二次电子崩的产生、二次电子发射系数 δ 、绝缘体表面电荷、绝缘体表面气体解吸附等。

2.1 阴极三结合点处场致电子发射

目前,对于真空绝缘闪络的起始原因,普遍认为始于由于电场或热场作用而产生的电子发射,起始部位是阴极三结合点处,即电极、绝缘体和真空三者的结合部^[1]。图1所示为一三结合点处等位线分布的简单示意图,用以说明该处存在的空隙在闪络发生过程中所起到的关键作用。

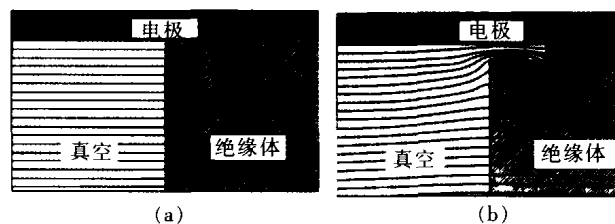


图1 阴极三结合点处等位线分布示意图

图1(a)所示为理想状态的三结合点,绝缘体与电极间完全紧密接触,无空隙存在。此时的等位线平行于电极表面且分布均匀,绝缘体的相对介电常数对等位线不构成任何影响。

事实上,真实的三结合点并非如此,在电极与绝缘体间难免存在微小间隙,图1(b)所示即为真实三结合点的等位线分布图。当介电常数 ϵ 值不同的材料相遇时,等位线总是从 ϵ 值较高的区域向 ϵ 值较低的区域移动,如图1(b)所示,等位线向小间隙方向集中,致使该区域电场大大增强,于是场致电子发射形成。图2所示为真实情况下阴极三结合点处电场分布及电子运动轨迹微观示意图^[2]。

2.2 二次电子崩

三结合点处发射出的初始电子撞击绝缘体表面

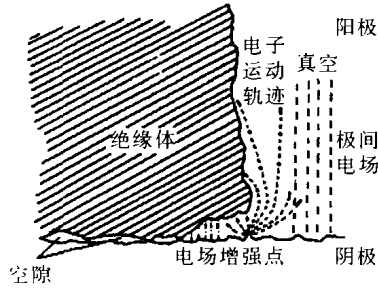


图 2 阴极三结合点处电场分布及电子运动轨迹

产生二次电子,二次电子又撞击绝缘体,致使更多的电子从绝缘体内发射出来,如此过程持续下去,二次电子崩形成。

基于电子激励解吸附原理的二次电子崩假说中,二次电子崩一词的涵义并非局限于导致绝缘体表面正电荷聚集的电子倍增过程,而是具有广泛的外延。由于受到绝缘体表面正电荷聚集所形成场强的作用,运动区间被限定在绝缘体表层的各种来源的电子(二次电子、场致发射电子、电离产生的电子),均属于该模型中二次电子崩的范畴^[3]。

图 3 所示为闪络发生初期绝缘体表面微观过程示意图,图中示出了各种粒子(包括电子、中性粒子、正离子)所处的不同气体层,及其典型的运动轨迹。电子通过重复二次电子发射的方式(二次电子发射系数为 1)向阳极移动,中性粒子从绝缘体逐渐散开,正离子被加速远离绝缘体表面,向阴极运动。

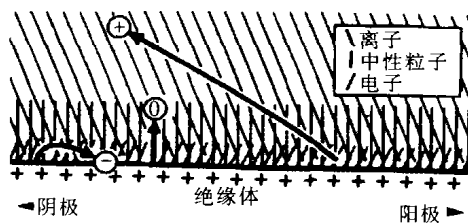


图 3 预击穿时间段绝缘体表面各种粒子(包括电子、中性粒子、正离子)的典型运动轨迹示意图

2.3 二次电子发射系数 δ

二次电子发射系数 δ 是二次电子崩假说的一个重要概念,即每个入射电子撞击绝缘体表面所产生的二次电子数目, δ 的数值与入射电子的撞击动能有关^[4,5]。二次电子发射是绝缘介质的一种特质,并与绝缘体表面的光洁度有关。

图 4 为二次电子发射系数 δ 与入射电子动能 E_i 的典型关系曲线,其中对应动能相对较低的 E_{i1} 和

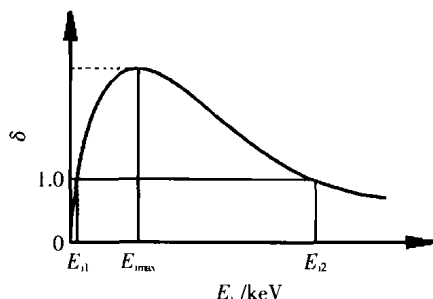


图 4 二次电子崩发射系数 δ 与电子动能的关系

能相对较高的 E_{i2} 点,二次电子发射系数均为 1。当入射电子动能介于 E_{i1} 和 E_{i2} 之间时,二次电子发射系数 $\delta > 1$,即被撞击的绝缘体表面被充以正电荷。反之,当入射电子动能小于 E_{i1} ,或大于 E_{i2} 时,二次电子发射系数 $\delta < 1$,被撞击的绝缘体表面被充以负电荷^[2,6]。

2.4 绝缘体表面电荷

在闪络发生之初,所有撞击绝缘体表面的入射电子均发射于阴极三结合点,入射动能均来自极间电场。在距离阳极较近之处,绝缘体表面呈弱负电性。随着闪络的发生发展,绝缘体表面被充以正电的区域逐渐扩大,正电荷产生的电场逐渐增强,许多产生于绝缘体表面的二次电子被重新吸引,再次回到表面。而此时正电荷区域也正逐渐向阳极扩展,随着绝缘体表面正电荷的聚集,二次电子的运动轨迹被大大缩短,随之而来的是撞击绝缘体表面的电子动能大大减弱。上述微观发展过程的最终平衡点是入射电子的撞击动能等于 E_{i1} ,对应的二次电子发射系数为 1。此时的二次电子发射呈现出的是一个动态的平衡,任何背离该平衡点的趋势都会自动调整,直至再平衡^[7]。

通过分析绝缘体表面发射的二次电子的运动轨迹可知,只有当电场方向发生倾斜,即与绝缘体表面形成一临界角 θ 时,绝缘体表面电荷才能够处于平衡状态。临界角 θ 给出如下:

$$\tan \theta = [2E_0 / (E_1 - E_0)]^{1/2}$$

式中: E_0 为发射电子的平均能; E_1 为电子被加速后返回绝缘体表面时的平均能。通常情况下, E_0 和 E_1 分别为几个电子伏特和几十个电子伏特,临界角 θ 的范围大致为 $16^\circ \sim 40^\circ$ ^[3]。

2.5 绝缘体表面吸附气体的解吸附过程

当气体与固体接触时,气体被固体俘获而附着在其表面,形成单层或多层气体分子层的现象称为“吸附”,气体吸附的逆过程,即被吸附气体从固体表面释放出来重新回到空间的过程,称为“解吸附”。当气压处于低气压 ($10^{-5} \sim 10^{-1}$ Pa) 乃至超低气压 (低于 10^{-5} Pa) 阶段时,表面气体解吸附已成为主要的气体负荷^[8],绝缘体表面吸附气体的释放在闪络的发生过程中必然起到关键性的作用。

前苏联 Avdienko 等人在实验中观察到,气体的解吸附过程始于闪络发生之前,当外施电压尚远远低于绝缘闪络的阈值电压时,气体的解吸附过程就已大规模开始,且闪络的微观物理过程同发生在高压气体中的放电非常相似^[9]。另外,由于绝缘体表面的微观凹凸不平,一般情况下,其实际表面积是宏观测量数值的数十倍^[10]。加之吸附在绝缘体表面的气体分子并非一层,因此当表面吸附气体在电子撞击下发生解吸附时就必然会有大量的气体释放,为沿

面闪络的发生创造条件。

美国 Sandia 国家实验室的 Gray 曾对绝缘体表面解吸附气体的物理状况进行了深入的研究。在场强为 10 kV/cm 的电场作用下, 电子的发射率为 $10^8/\text{s}^{[11]}$, 测得气体分子密度为 $1.4 \times 10^{17}/\text{cm}^3$, 绝缘体表面释放出的气体分子数目相当可观, 其密度之高足以维持放电过程的连续性。

除了绝缘体表面解吸附所产生的气体分子, 绝缘介质气化所产生的气体分子数目也同样可观。通常情况下, 绝缘体表面的损伤深度约 $20 \mu\text{m}$, 放电过程中所释放的分子数约为 3.5×10^{13} , 相应的分子密度为 $2 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ [12]。

电子撞击导致的表层气体解吸附使介质表面局部区域气体密度增加, 闪络现象实质上是一种在绝缘体表面气体解吸附后所形成的一高气密环境中发生的放电现象。

3 真空绝缘闪络微观物理过程描述

目前, 普遍认同的观点是, 只要施加电压足够高, 便足以引发阴极三结合点处的场致电子发射, 于是饱和二次电子崩很快形成。据此, 真空绝缘闪络的微观物理过程可大致划分为如下 4 个阶段: ①阴极场致电子发射; ②初级电子撞击绝缘体表面导致二次电子发射, 进而发展为电子崩; ③电子撞击引发气体解吸附, 致使绝缘体表面局部气压升高; ④在高场强的作用下表面气体发生电离, 沿面闪络形成。图 5 所示即为上述微观过程的定性描述 [13]。

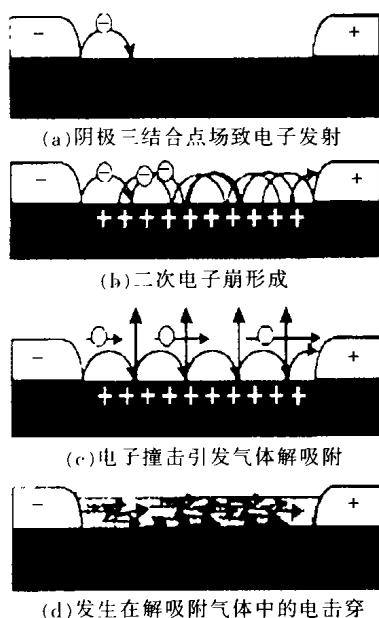


图 5 真空绝缘闪络的微观物理过程

正电荷在绝缘体表面的聚集效果是双重的。一方面阴极三结合点处的电场被加强, 另一方面, 加强后的电场又进一步加剧了场致发射。场致发射的电子并不可能完全抵消电离层中的正电荷, 因为如果

能够完全抵消, 电子受到的来自绝缘体的静电吸引力将微乎其微, 电子在碰撞绝缘体之前将大大加速。事实上, 场致发射的绝大部分电子并非以相对较慢的速度, 跳跃式地沿着绝缘体表面向阳极运动, 而是替代那些用于抵消正电荷的电子, 在电离层中快速地向阳极运动。因此, 电场增强以及电流的激增都是正电荷聚集的产物, 并进一步加快气体解吸附以及电离的速度。

随着电场的进一步加强, 其它的一些再生过程同样可能加速闪络发生的进程。当电子被拖进处于扩展状态的电离层时, 那些未被电离的中性粒子被电子包围, 于是随着解吸附气体的聚集, 电离速度加快。另一种非常重要的可能再生过程是二次电子崩中电流的爆发性逃逸, 该过程可能出现的前提是气体的解吸附速率以及电离概率大幅度增大。穿越电子崩团的离子可以抵消部分带负电的空间电荷, 从而使得更多的后续电子加入电子崩, 如果后续电子足够多, 电子流的爆发性逃逸便成为可能。导致逃逸过程发生的电场强度量级是 10 mV/m 。最终, 一旦阴极三结合点处的某个部位首先发生击穿, 由此而引起的电场增强以及场致电流的出现必然导致放电过程向阳极的快速传播, 于是, 绝缘体沿面闪络发生。

4 讨论

笔者认为, 二次电子崩假说之所以获得广泛认可, 在高压真空绝缘特性研究领域被广泛采用, 其根本原因是该假说对众多物理现象均能够给出合理的解释, 而其中最具代表性的是对纳秒脉冲作用下的真空绝缘闪络现象的合理阐述。Anderson 和 Brainard 从二次电子崩、表面电荷、电子流量、电离概率、电场增强等多角度分析了闪络发生过程中各相关因素的变化趋势, 并提出一个用于解释纳秒闪络发生的物理模型。依据二次电子崩原理, 该模型不仅解释了当真空绝缘体承受高压后能够在几纳秒内发生闪络这一物理现象, 同时预测出闪络发生的延迟时间, 并得到试验证实 [3], 即对纳秒级脉冲而言, 闪络延迟时间 τ 与施加场强 E 的平方倒数成正比, 即 $\tau \propto E^{-2}$ 。许多假说(如绝缘体传导带理论 [14]、电子触发极化松弛理论 [15, 16] 等)的缺憾之处, 就是无法对纳秒脉冲下的闪络现象给出合理的解释。除此之外, 该假说还对绝缘体表面解吸附气体、二次电子崩系数、绝缘体及电极形状等因素对闪络现象所产生的影响亦能够给出严谨的理论分析 [1-3]。

但是, 与其它假说一样, 二次电子崩理论也未能对所有物理现象均给出圆满的解释, 同样具有其无法回避的局限性。其缺憾主要表现在以下几个方面:

(1) 缺乏直接试验证据证明二次电子发射系数 δ 与绝缘体表面正电荷的对应关系。二次电子发射系

数 δ 是二次电子崩假说的一个标志性概念,该物理量的变化与绝缘体表面正负电荷间存在某种必然的联系。但时至今日,尚缺乏足够的试验依据证明二者间的上述对应关系。

(2)难以就真空绝缘何以在直流电压施加数秒之后才发生闪络这一现象给出合理的解释。该假说的前提假设是绝缘体表面电荷及二次电子崩的形成几乎与施加电压的作用时间同步,并且贯穿闪络延迟时间的始终。很显然,上述假设与实际观察到的直流电压作用下的试验现象,即闪络发生在直流电压施加数秒之后存在矛盾。

(3)忽略了一个引发闪络的重要能量来源,即介质极化能的存在。法国科学家 G. Blaise 和 C. Le Gressus 在试验中发现,虽然电子轰击能够导致绝缘闪络发生,但是在一定条件下,当介质材料在电子扫描显微镜发射的电子束的扫描轰击下被充电后,即使绝缘体上没有施加电压,也同样会有闪络现象发生^[15,16]。二次电子崩理论无力对上述现象给予合理的解释,原因很显然,该假说忽略了介质极化能在闪络发展过程中的作用。

参考文献:

- [1] H Craig Miller. Flashover of Insulation in Vacuum; Review of the Phenomena and Techniques to Improve Holdoff Voltage [J]. IEEE Trans. on Electrical Insulation, 1993, 28(4): 512-527.
- [2] P A Arnold. 45 Degree Insulator Surface Flashover: A Review and New Results [J]. IEEE Trans. on Electrical Insulation, 1988, 23(1): 17-25.
- [3] R A Anderson, J P Brainard. Mechanism of Pulsed Surface Flashover Involving Electron-stimulated Desorption [J]. J. Appl. Phys., 1980, 51(3): 1414-1421.
- [4] A Watson. Pulsed Flashover in Vacuum [J]. J. Appl. Phys., 1967, 38(5): 2019-2023.
- [5] O Yamamoto. Temporal Behavior of Surface Charge Accumulation in Bridged Vacuum Gaps [J]. IEEE Trans. on Electrical Insulation, 1995, 24(2): 292-298.
- [6] O Yamamoto. Monte Carlo Simulation of Surface Charge on Angled Insulators in Vacuum [J]. IEEE Trans. on Electrical Insulation, 1993, 28(4): 706-712.
- [7] A S Pillai, R H Hackam. Surface Flashover of Solid Dielectric in Vacuum [J]. J. Appl. Phys., 1982, 53(4): 2983-2987.
- [8] 高本辉, 崔素言. 真空物理[M]. 北京: 科学出版社, 1983.
- [9] A A Avdienko, MD Malev. Surface Breakdown of Solid Dielectrics in Vacuum. II Mechanism for Surface Breakdown [J]. Sov. Phys. Tech. Phys., 1977, 22: 986-990.
- [10] E Gray, D Harrington. Surface Topography of Printed Wiring Boards and Its Effect on Flashover [J]. IEEE Trans. Comp. Hybrids and Manuf. Tech., 1982, 5(1): 142 - 146.
- [11] E Gray, T Uhrig. Voltage Breakdown Testing of Relays in the 1 000 V Range [J]. IEEE Trans. Comp. Hybrids and Manuf. Tech., 1980, CHMT-3(3): 442-448.
- [12] E W Gray. Vacuum Surface Flashover: A High-pressure Phenomenon [J]. J. Appl. Phys., 1985, 58(1): 132-141.
- [13] Andreas A Neuber, Lynn L Hatfield. The Role of Outgassing in Surface Flashover under Vacuum [J]. IEEE Trans. on Plasma Science, 2000, 28(5): 1593-1598.
- [14] J P Vigouroux. Surface Processes Occurring during Breakdown of HV Devices [J]. IEEE Trans. on Electrical Insulation, 1983, 18(3): 287-291.
- [15] C L Gressus. Flashover in Wide-band-gap High-purity Insulators Methodology and Mechanisms [J]. J. Appl. Phys., 1991, 69(9): 6325-6333.
- [16] G Blaise, C Le Gressus. Charging and Flashover Induced by Surface Polarization Relaxation Process [J]. J. Appl. Phys., 1991, 69(9): 6334-6339.

作者简介:高巍(1970-),女,博士生,从事脉冲功率技术等方面的研究。电话:010-62551456。

(上接第365页)

形成有关^[3],从测量波形可看出:从A点到B点约400 ns的时间可以看作是等离子体的形成过程,也就是开关的闭合延时时间。在这个过程中电压逐渐降低,电流变化不明显;开关导通后则电流急剧增加,回路频率也随之发生改变。这一点在测量的电流波形中得到了较好的验证。

6 结语

构建了一个能测量纳秒级脉冲信号的测量系统,阐述了测量系统的基本原理,讨论了测量过程中的干扰和抗干扰措施,并利用脉冲发生器校验了系统的幅频特性。在以上工作的基础上,测得了真空触发开关导通瞬间的电压闪动波形,获得了所测开关

的闭合延时时间,得出了所测真空触发开关会产生周期为几十纳秒的电压闪动的结论。

参考文献:

- [1] 曾正中. 实验脉冲功率技术引论[M]. 北京: 科学技术出版社, 2003.
- [2] 郝艳捧. 单个局部脉冲测量系统 [J]. 电工电能新技术, 2001(4): 31-35.
- [3] 王季梅, 苑舜. 大容量真空开关理论及其产品开发[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001.

作者简介:胡国威(1974-),男,湖北人,硕士,从事电压波动与闪变监控的研究。