



全国铁道职业教育教学指导委员会规划教材
高等职业教育电气化铁道技术专业“十二五”规划教材

■ GAODIANYA JISHU

高电压技术

王 睿 邓小桃[◎]主编

中国铁道出版社
CHINA RAILWAY PUBLISHING HOUSE

全国铁道职业教育教学指导委员会规划教材

高等职业教育电气化铁道技术专业“十二五”规划教材

高电压技术

王 睿 邓小桃 主 编
陈 刚 主 审



中国铁道出版社

2014年·北京

内 容 简 介

本书为全国铁道职业教育教学指导委员会规划教材。全书分为电介质的击穿特性、电气设备绝缘试验、电力系统过电压三篇,其内容包括:气体电介质的击穿特性、液体和固体电介质的击穿特性、绝缘试验的基本原理、电气设备的绝缘结构与试验、雷电及防雷保护装置、电力系统的防雷保护、电力系统内部过电压及防护、电力系统绝缘配合等内容。

本书可作为高等职业院校电气化铁道供电专业教材,也可作为从事电气化铁道专业技术人员参考用书。

图书在版编目(CIP)数据

高电压技术/王睿,邓小桃主编. —北京:中国铁道出版社,2014. 4

全国铁道职业教育教学指导委员会规划教材 高等职业教育电气化铁道技术专业“十二五”规划教材

ISBN 978-7-113-18147-5

I. ①高… II. ①王…②邓… III. ①高电压—技术—高等职业教育—教材 IV. ①TM8

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 039748 号

书 名: 高电压技术
作 者: 王 睿 邓小桃 主编

策 划: 阚济存

责任编辑: 阚济存

编辑部电话: 010-51873133

电子信箱: td51873133@163.com

编辑助理: 杜丽君

封面设计: 崔 欣

责任校对: 龚长江

责任印制: 李 佳

出版发行: 中国铁道出版社(100054,北京市西城区右安门西街8号)

网 址: <http://www.51eds.com>

印 刷: 北京尚品荣华印刷有限公司

版 次: 2014年4月第1版 2014年4月第1次印刷

开 本: 787 mm×1 092 mm 1/16 印张: 11 字数: 272 千

印 数: 1~3 000 册

书 号: ISBN 978-7-113-18147-5

定 价: 25.00 元

版权所有 侵权必究

凡购买铁道版图书,如有印制质量问题,请与本社读者服务部联系调换。电话:(010) 51873170(发行部)

打击盗版举报电话:市电(010) 63549504,路电(021) 73187

前言

本教材是根据新制定的高职学校电气化铁道技术专业教学计划并结合近年来高电压技术的发展而编写的。

本教材的总体框架体现了高职高专教学改革的特点,突出实践能力的培养,以应用为目的,以必须、够用为度,加强实用性。本书把高电压技术的内容重新做了整合、精简和补充,使其更加紧凑、更富有条理性,便于组织教学。

本教材分为“电介质的击穿特性”、“电气设备绝缘试验”和“电力系统过电压”三个部分。本教材的主要内容包括气体电介质的击穿特性,高电压绝缘中液体、固体和组合绝缘的电气特性,绝缘试验的基本原理,电气设备的绝缘结构与试验,雷电及防雷保护装置,电力系统的防雷保护,电力系统内部过电压及防护,电力系统的绝缘配合等。

本教材由郑州铁路职业技术学院王睿和武汉铁路职业技术学院邓小桃主编,武汉铁路职业技术学院陈刚主审。其中第1、2、5章由王睿编写,第3、6章由邓小桃编写,第4章由内江铁路机械学校李鲁华编写,第7章由郑州铁路职业技术学院王程有和武汉铁路职业技术学院王旭东编写,第8章由郑州铁路职业技术学院张家祥编写。在本教材的编写过程中,还得到了铁路供电部门部分同志的帮助,在此一并致谢。

由于编者的水平有限,书中难免有不妥和错误之处,恳请读者批评指正。

编者
2013年10月

目 录

第1篇 电介质的击穿特性

1 气体电介质的击穿特性	1
1.1 带电粒子的产生与消失	2
1.2 均匀电场中的气体放电	4
1.3 不均匀电场中的气体放电	9
1.4 不同电压形式下气隙的击穿特性	11
1.5 提高气体电介质电气强度的方法	14
1.6 沿面放电	17
复习思考题	22
2 液体和固体电介质的击穿特性	23
2.1 电介质的极化	23
2.2 电介质的电导	26
2.3 电介质的损耗	28
2.4 液体电介质的击穿特性	31
2.5 固体电介质的击穿特性	36
2.6 组合绝缘的电气强度	39
2.7 电介质的老化	40
复习思考题	42

第2篇 电气设备绝缘试验

3 绝缘试验的基本原理	43
3.1 绝缘电阻和吸收比的测量	44
3.2 介质损耗因数的测量	46
3.3 局部放电的测量	48
3.4 工频交流耐压试验	51
3.5 直流泄漏电流的测量和直流耐压试验	54
3.6 绝缘油中溶解气体的气相色谱分析	57
3.7 绝缘的在线监测	61
复习思考题	67
4 电气设备的绝缘结构与试验	69
4.1 电力变压器的绝缘结构与试验	69

4.2 互感器的绝缘与试验·····	78
4.3 断路器的绝缘与试验·····	83
4.4 高压套管的绝缘结构与试验·····	85
4.5 避雷器的试验·····	88
复习思考题·····	91

第3篇 电力系统过电压与绝缘配合

5 雷电及防雷保护装置·····	92
5.1 雷电放电过程和雷电参数·····	92
5.2 雷电过电压·····	96
5.3 避雷针和避雷线·····	97
5.4 避雷器·····	101
5.5 防雷接地·····	103
复习思考题·····	107
6 电力系统的防雷保护·····	108
6.1 输电线路中的波过程·····	108
6.2 架空输电线路的防雷保护·····	113
6.3 发电厂、变电所的防雷保护·····	122
6.4 旋转电机的防雷保护·····	133
复习思考题·····	137
7 电力系统内部过电压及防护·····	138
7.1 空载线路分闸过电压·····	138
7.2 空载线路合闸过电压·····	143
7.3 切除空载变压器过电压·····	145
7.4 断续电弧接地过电压·····	147
7.5 谐振过电压·····	150
复习思考题·····	153
8 电力系统绝缘配合·····	154
8.1 绝缘配合的基本概念与原则·····	154
8.2 绝缘配合的方法·····	157
8.3 电气设备绝缘水平的确定·····	161
8.4 架空输电线路绝缘水平的确定·····	165
复习思考题·····	168
参考文献·····	169

第 1 篇 电介质的击穿特性

在电力系统中,电介质是作为电气设备的绝缘材料使用。电介质将电气设备不同电位的导体分隔开,使其在电气上没有联系,以保持不同的电位。电气设备的运行可靠性,在很大程度上取决于电介质的绝缘性能。据统计,电力系统中 50%~80% 的停电事故是由于设备电介质的绝缘性能下降最终导致击穿而引起的,因此有必要研究各类电介质在高电压作用下的击穿特性。

电介质按物质的形态,可分为气体电介质、液体电介质和固体电介质三类。在电气设备绝缘结构的实际应用中,往往采用几种电介质联合构成组合绝缘结构。通常,电气设备的外绝缘由气体介质和固体介质组合而成,而内绝缘则由固体介质和液体介质组合而成。

在高电压的作用下,任何电介质的电气强度都是有限的。当电压足够高时,电介质就会丧失其绝缘性能而变为导体,即击穿。不同的电介质呈现不同的击穿特性,由于对气体击穿特性的研究比较深入完整,且气体放电理论也是液体、固体介质放电理论的基础。所以,本书首先介绍气体电介质的击穿特性。

1 气体电介质的击穿特性

气体电介质,尤其是空气介质在电力系统中的应用最为广泛,几乎所有的高压输电线路(电力电缆除外)、隔离开关的断口等都是利用空气介质作为绝缘的。此外, SF₆ 气体也是工程中使用较多的气体电介质,如 SF₆ 断路器和 SF₆ 全封闭组合电器。

正常情况下,气体是不导电的,是良好的绝缘体。但是当作用在气体上的电压或电场强度超过某一临界值时,气体就会突然失去绝缘性能而发生放电。放电导致气体间隙短路,称为间隙的击穿。气体发生击穿时,电导突增,并伴有声、光、热等现象。

当气压较低,电源容量(功率)较小时,间隙间的放电表现为充满整个间隙的辉光放电。辉光放电的电流密度较小,放电区域通常占据整个电极间的空间,如验电笔中的氖管、广告霓虹灯管的发光灯。

在大气压或者更高气压下,放电则表现为跳跃性的树枝状放电火花,称为火花放。当电源功率不大时,这种树枝状火花会瞬时熄灭又突然产生;当电源功率较大且内阻较小时,放电电流较大,树枝状放电火花一旦产生,立即发展至对面电极,出现高温的电弧,称为电弧放电。

气体放电后,只会引起气体介质绝缘性能的暂时丧失,一旦放电结束后,又可自行恢复其绝缘性能。因此,气体电介质是一种可自恢复绝缘介质。

气体间隙发生击穿时的最低临界电压称为击穿电压。均匀电场中击穿电压与间隙距离之比称为击穿场强;不均匀电场中击穿电压与间隙距离之比称为平均击穿场强。击穿电压或(平均)击穿场强是表征气体击穿特性的重要参数。

1.1 带电粒子的产生与消失

气体间隙在外加电压作用下会产生放电甚至击穿,说明气体中有大量带电粒子产生;气体间隙击穿后,又可自恢复其绝缘性能,说明气体中的带电粒子会消失。

1.1.1 带电粒子的产生

产生带电粒子的物理过程称为电离(或游离),它是气体放电的首要前提。电离过程所需要的能量称为电离能。

气体原子中的电子沿着原子核周围的圆形或椭圆形轨道围绕带正电的原子核旋转。在常态下,电子处于离核最近的轨道上,因为这样势能最小。在外界因素(电场、高温等)作用下,气体原子获得外加能量时,一个或若干个电子有可能转移到离核较远的轨道上去,这个现象称为原子的激发(或激励)。引起电离所需的能量可通过不同的形式传递给气体分子,如光能、热能、机械(动)能等,对应的电离过程称为光电离、热电离、碰撞电离等。

1. 碰撞电离

在电场作用下,气体中的带电质点(电子或离子)被电场加速而获得电能。它们的动能积累到超过气体分子的游离能后,在和气体分子发生碰撞时可使气体分子电离。这种由碰撞引起的电离称为碰撞电离。

碰撞电离是气体中产生带电粒子的最重要的方式。电子、离子、中性质点与中性原子或分子的碰撞,以及激发原子与激发原子的碰撞都能产生碰撞电离。离子或其他质点因其本身的体积和质量较大,难以在碰撞前积累起足够的能量,产生碰撞电离的概率比电子小得多。所以在分析气体放电发展过程时,往往只考虑自由电子与气体原子或分子相碰撞所引起的碰撞电离。

2. 光电离

当原子中的电子从高能级返回到低能级时,多余的能量以光子的形式释放出来;反之,原子也可以吸收光子的能量来提高它的位能。由光辐射引起的气体原子或分子电离的现象,称为光电离。

各种可见光都不能使气体直接发生光电离,紫外线也只能使少数几种电离能特别小的金属蒸气发生光电离,只有那些波长更短的高能辐射线(例如 X 射线、 γ 射线等)才能使气体发生光电离。

在气体放电中,能导致气体光电离的光源有外界的高能辐射线,还可能是气体放电本身。例如在气体放电过程中,当处于激励状态的原子回到常态以及异号带电粒子复合时,都以光子的形式放出辐射能而引起新的光电离。

3. 热电离

气体在热状态下引起的电离过程,称为热电离。

常温下,气体质点的热运动所具有的平均动能远低于气体的电离能,不可能产生热电离。但在高温下的气体,例如发生电弧放电时,弧柱的温度可高达数千摄氏度以上,这时气体质点的动能就足以导致气体分子或原子碰撞时产生电离。此外,高温气体的热辐射也能导致气体分子或原子产生光电离。可见,从基本方面来说,热电离和碰撞电离及光电离是一致的,都是能量超过某一临界值的粒子或光子碰撞分子使之发生电离,只是直接的能量来源不同而已。

在实际的气体放电过程中,这三种电离形式往往会同时存在、相互作用,只是各种电离形式表现出的强弱不同。在放电过程中,当处于较高能位的激发态原子回到正常状态,以及异号带电粒子复合成中性粒子时,又都会以光子的形式放出多余的能量,由此可能导致光电离,同时产生热能而引发热电离,高温下的热运动则又加剧了碰撞电离过程。

4. 表面电离

以上三种电离形式讨论的是气体在间隙空间里带电粒子的产生过程,称为空间电离。实际上,气体中的电子也可以由电场作用下的金属表面发射出来,称为金属电极表面电离。从金属电极表面发射电子同样需要一定的能量,称为逸出功。

随着外加能量形式的不同,阴极的表面电离可在下列情况下发生:

(1) 正离子撞击阴极表面

正离子在电场中向阴极运动,碰撞阴极表面时将动能传递给阴极中的电子可使其从金属中逸出。在逸出的电子中,一部分和撞击阴极的正离子结合为分子,其余的则成为自由电子。只要正离子能从阴极撞击出至少一个自由电子,就可认为发生了阴极表面电离。

(2) 光电子发射

高能辐射线照射阴极,光子的能量大于金属的逸出功时,会引起光电子发射。

(3) 热电子发射

金属中的电子在高温下也能获得足够的动能而从金属表面逸出,称为热电子发射。

(4) 强场发射(冷发射)

当阴极表面附近空间存在很强的外电场时(10^6 V/cm 数量级),将电子从阴极表面拉出来,称为强场发射。由于强场发射所需电场极强,一般气体间隙达不到如此高的场强,所以不会产生强场发射。而在高真空间隙的击穿时,强场发射具有重要意义。

1.1.2 带电粒子的消失

当气体中发生放电时,除了有不断产生带电粒子的电离过程以外,同时还存在一个相反的过程,即去电离过程。它将使带电粒子从电离区消失,或者削弱产生电离的作用。当导致气体电离的因素消失后,由于去电离过程,会使气体还原成中性状态而自动恢复其绝缘性能。在电场作用下,气体中的放电是不断发展以致击穿,还是尚能保持其绝缘作用,就取决于电离和去电离过程的发展情况。气体去电离的基本形式有以下三种。

1. 漂移

带电粒子在外电场的作用下作定向移动,消逝于电极面形成回路电流,从而减少了气体中的带电粒子,这种现象称为漂移。由于电子的漂移速度比离子快,所以放电电流主要是电子漂移运动的结果。放电电流的大小取决于带电粒子的浓度及其在电场方向的平均速度。

2. 扩散

由于热运动,气体中带点粒子总是从气体放电通道中的高浓度区向周围空间扩散,从而使气体放电通道中的带电粒子数目减少。显然,扩散与气体的状态有关。气体的压力越高或温度越低,扩散过程越弱。由于电子的质量远小于离子,所以电子的热运动速度很大,在运动过程中受到的碰撞机会很少,其扩散作用比离子强得多。

3. 复合

气体中带异号电荷的粒子相遇时,有可能发生电荷的传递而互相中和,从而使气体中的带电粒子减少。复合速度与异号电荷的浓度和相对速度有关。异号电荷的相对速度越小,相互

作用的时间越长,复合的可能性越大。气体中电子的运动速度比离子大得多,所以正、负离子间的复合要比正离子和电子之间的复合容易得多。

带电粒子的复合会发生光辐射,这种光辐射在一定条件下又会导致其他气体分子电离。因此,气体放电会呈现出跳跃式的发展。

1.2 均匀电场中的气体放电

气体放电的形式是多种多样的,气体放电现象及其发展规律与气体的种类、气压的高低、气隙中电场的形式、电源容量等一系列因素有关。对于气体放电的研究,首先是从均匀电场开始的。均匀电场是指在电场中,电场强度处处相等。

1.2.1 汤逊放电理论

均匀电场中气体的击穿过程与气体的相对密度 δ 和极间距离 d 的乘积 δd 有关。 δd 不同时,各种电离过程的强弱不同,空间电荷所起的作用也不同,因而放电的机理不同。20世纪初英国物理学家汤逊在均匀电场、低气压、短间隙的条件下进行了气体放电实验。根据实验结果,汤逊提出了比较系统的气体放电理论,阐述了气体放电过程,并确定出了放电电流和击穿电压之间的函数关系。尽管汤逊放电理论只适用于低气压、短间隙均匀电场中的气体放电现象,但其中描述的气体放电的基本物理过程却具有普遍意义。

1. 汤逊放电实验

汤逊放电实验原理如图 1.1 所示,在空气中放置一对平板电极,其中的电场为均匀电场。在光照下,气体由于光电离而产生一定数量的带电粒子。

在两电极间施加一可调直流电压,当电压 U 从零逐渐升高时,观察电路中电流 I 的变化,即可得到均匀电场(两平板电极)中气体的伏安特性曲线。如图 1.2 所示,均匀电场中气体的伏安特性并不是简单的线性关系。其中:

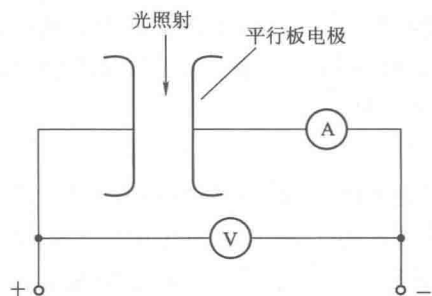


图 1.1 汤逊放电实验原理图

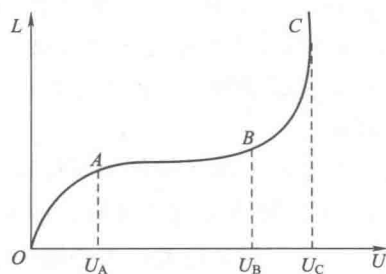


图 1.2 气体的伏安特性

(1)OA 段为线性段。外加电压 U 值不大,但电流 I 随电压 U 的增加基本呈线性增大趋势。这是因为空间宇宙射线的作用使得大气中不断有光电离现象,同时又不断有带电粒子的复合过程,二者达到动态平衡时,大气中便存在一些少量的带电粒子(每立方厘米的常态空气中存在约 500~1 000 对正、负带电粒子)。当极板外加直流电压后,这些带电粒子发生定向移动形成电流。随外加电压的升高,带电粒子定向移动的速度增大,电流随之增大,二者基本呈线性关系。

(2)AB段为饱和段。当到达A点后,电流 I 不再随电压 U 的增大而增大,而是基本维持在某一数值不再增加,呈现饱和状态。这是因为由于外界电离因素产生的少量带电粒子已经全部参与导电。由于这种带电粒子数极少,则电流密度极小,一般只有 10^{-19} A/cm²,此时气体仍处于良好的绝缘状态。

(3)BC段为碰撞电离段。当到达B点后,电流 I 又重新随电压 U 的升高而增大,这说明又有新的因素产生了新的带电粒子参与导电。汤逊认为此时间隙电压足够高,电场足够强,电子的运动速度足够高,达到了产生碰撞电离的条件,气体中就出现了电子的碰撞电离现象。电压越高,碰撞电离越强,产生的电子数越多,电流越大,直到C点。

(4)C点以后为自持放电段。当到达C点以后,随着电压 U 的升高,电流 I 急剧增大。此时若外加电压 U 稍有减小,电流 I 也仍不减小,并伴有声、光现象。这时,原本处于绝缘状态的气体介质转变为导电状态,使两平板电极间发生短路,即气体介质被击穿。这是因为强烈的电离过程所产生的热和光进一步增强了气体的电离因素,使电离过程达到了自我维持的程度,而不是依靠外界电离因素,这种仅由电场的作用就能自行维持的放电称为自持放电。气体放电一旦进入自持放电阶段,就意味着气隙已被击穿。

需要说明的是,C点以前气隙内虽有电流,但其数值很小,通常远小于微安级。此时气体介质仍具有相当的绝缘性能,仍处于绝缘状态。此时的放电电流是需要外界电离因素(光电离)才能维持的,一旦取消外界电离因素,放电就会停止,放电电流也会消失。这种需要外界电离因素才能维持的放电称为非自持放电。曲线上的C点为非自持放电和自持放电的分界点。C点对应的电压 U_c 就是放电由非自持转为自持的临界电压,称为起始放电电压,其对应场强称为起始放电场强。

在均匀电场中,由于处处场强相等,只要任意一处开始出现自持放电,就意味着整个间隙将被完全击穿,所以均匀电场中的起始放电电压就是间隙的击穿电压。试验表明,在标准大气条件下,均匀电场中气体间隙的击穿场强约为30 kV/cm(幅值)。

2. 电子崩

汤逊引入了“电子崩”的概念解释了气体放电过程中碰撞电离的现象。由外界电离因素(光电离)产生的起始电子,在外电场的作用下向阳极板移动。当间隙外加电压达到 U_B 以后,由于电场较强,电子动能较大,电子碰撞气体中性原子或分子产生碰撞电离的概率较大。碰撞电离产生的新电子和起始电子一起又将从电场获得动能,继续在气体中引起新的碰撞电离,又产生新电子。这样就出现了一个迅猛发展的碰撞游离过程,使得间隙中的电子数倍增,如同雪崩一样,这一现象称为电子崩。电子崩的形成如图1.3所示。电子崩的出现,使间隙中的带电粒子数迅速增多,所以BC段放电电流也增大,但此时的放电仍为非自持。

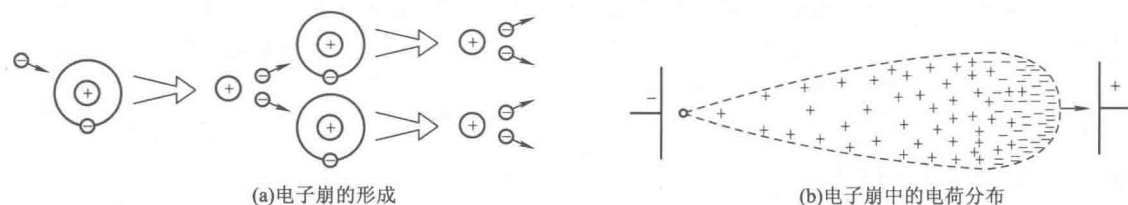


图1.3 电子崩的形成示意图

当间隙外加电压达到 U_c 时,在碰撞电离中与电子同时产生的正离子,在强电场的作用下

向阴极运动,撞击阴极表面,达到了表面电离的条件,使阴极表面释放出二代电子,这些二代电子在电场中获得足够的动能又产生碰撞电离,使电子崩现象加剧,此时气体的放电转入自持放电。

3. 汤逊自持放电条件

电子碰撞电离形成电子崩是气体放电的主要过程,而放电是否由非自持转为自持,则取决于阴极表面是否释放出了二代电子。

假定一个电子从阴极出发到阳极,由于碰撞电离产生电子崩。到达阳极时,新产生了一定数量的电子及相同数量的正离子。只要电压足够高,气体间隙场强足够大,这些正离子撞击阴极表面至少能释放出一个二代电子来弥补原来那个产生电子崩并已进入阳极的初始电子,使后继电子崩无需依靠其他外界电离因素而仅依靠放电过程本身就能自行得到发展。这就是汤逊自持放电条件。

1.2.2 巴申定律

早在汤逊理论出现之前,物理学家巴申就于 19 世纪末对气体放电进行了大量的实验研究,并对均匀电场中的气体放电作出了放电电压与放电距离 d 和气压 p 的乘积的关系曲线,即 $U_b = f(pd)$,如图 1.4 所示。

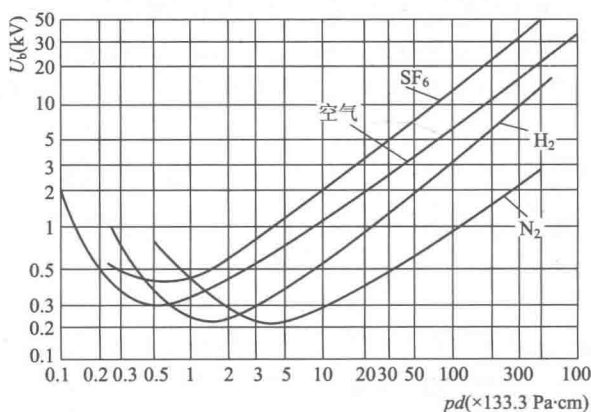


图 1.4 均匀电场中几种气体的击穿电压 U_b 与 pd 的关系曲线

由图 1.4 可见,巴申曲线呈 U 形,分为左右两半支,在某一 pd 值时曲线有极小值。不同气体的最低击穿电压 U_{bmin} 以及对应的 pd 值各不相同。对空气而言,当 $pd \approx 76 \text{ Pa} \cdot \text{cm}$ 时出现最低击穿电压 $U_{bmin} \approx 325 \text{ V}$,显然空气的最低击穿电压出现在低气压下而不是常压下。

对巴申曲线的解释:假设 d 保持不变,改变气压 p 。曲线右半支 p 增大时,单位体积内气体分子或原子数目增多,虽然电子容易与之碰撞,但每次碰撞时电子积聚的动能达不到电离能而难以使气体分子电离,因此 U_b 升高;曲线左半支 p 过分减小时,虽然电子能在定向移动中能积聚起足够的动能,但由于单位体积内气体分子或原子数目很少,电子与之相碰撞的机会很少,电离过程减弱,因此 U_b 也升高。

根据汤逊理论,也可得出上述函数关系 $U_b = f(pd)$ 。因此,巴申定律可从理论上由汤逊理论得到佐证,同时也给汤逊理论以实验结果的支持。以上分析都是在假定气体温度不变的情况下得到的。为了考虑温度变化的影响,巴申定律更普遍的形式是以气体的密度 δ 代替压力 p ,即可用 $U_b = f(\delta d)$ 表示。

由巴申曲线可见,高气压或高真空都可提高击穿电压,工程上已经广泛使用。例如对充气的高压断路器,为了提高气体的电气绝缘强度,所充气体往往不是标准大气压,而是施加一定的气压;真空断路器则是利用高真空来提高断路器断口的击穿电压。

1.2.3 流注放电理论

汤逊放电理论能够较好地解释均匀电场中低气压、短间隙的气体放电过程,但在解释大气中长间隙放电过程时,以下三点实验现象无法全部在汤逊理论范围内给予解释:

(1)放电时间。根据汤逊放电理论计算出来的击穿过程所需的时间,至少应等于正离子走过极间距离的时间,而实测的放电时间要比此值小。

(2)阴极材料的影响。根据汤逊放电理论,阴极材料在击穿过程中起着重要的作用,然而实验表明,气体在大气压下,间隙的击穿电压与阴极材料无关。

(3)放电外形。按汤逊放电理论,气体放电应在整个间隙中均匀连续地发展。低气压下的气体放电区确实占据了整个电极空间,如放电管中的辉光放电。但在大气中气体击穿时会出现有分支的明亮细通道,如天空中的雷电放电现象。

通常认为, $\delta d > 0.26 \text{ cm}$ (或 $pd > 200 \times \frac{101.3}{760} \text{ kPa} \cdot \text{cm}$)时,击穿过程将发生变化,汤逊理论的计算结果不再适用,但其所描述的气体放电的基本物理过程却具有普遍意义。对此,1939年勒布和米克等人在雾室里对放电过程中带电粒子的运动轨迹拍照进行研究,并于1940年发表的流注放电理论。流注放电理论能较好地解释这种高气压长间隙以及不均匀电场中的气体放电现象。

流注理论与汤逊理论的不同之处在于:流注理论认为电子的碰撞电离和空间光电离是形成自持放电的主要因素,空间电荷对电场的畸变作用是产生光电离的重要原因。但流注理论还很不完备,目前只能做定性描述。

1. 空间电荷对电场的畸变作用

当外电场足够强时,一个由外界电离因素产生的初始电子,在从阴极向阳极运动的过程中产生碰撞电离而发展成为电子崩,这种电子崩称为初始电子崩,简称初崩或主崩。由于电子的移动速度远大于正离子,所以绝大多数电子都集中在电子崩的头部,而正离子则基本滞留在其原来位置,因此电子崩头部集中着大部分的正离子和几乎全部的电子。又由于电子崩在发展过程中带电粒子的不断扩散,所以其半径也逐渐增大,这些电子崩中的正、负电荷会使原有的均匀电场 E_0 发生很大的变化,如图 1.5(a)所示。

当电子崩发展到一定程度后,电子崩形成的空间电荷的电场将大为增强,使总的合成电场明显发生畸变,其结果是增强了崩头及崩尾的电场,而削弱了电子崩内部正负电荷区域之间的电场,如图 1.5(b)所示。

在电子崩头部,由于电场的明显增强是有利于气体分子和离子的激励现象的,而当分子和离子从激励状态恢复到常态时,能量以光子的形式释放出来,结果崩头部将放射大量的光子。在电子崩中间区域,由于电场较弱,这有利于带电质

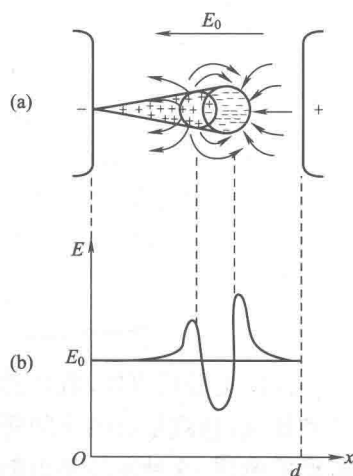


图 1.5 电子崩中的空间电荷在均匀电场中造成的畸变

点的复合和被激励分子回到原状态,同样也将有光子辐射。如果外电场较弱,这些过程不会很强烈,不会产生新的现象;但当外电场足够强时,情况就会发生质的变化,电子崩头部开始形成流注。

2. 空间光电离的作用

前面所描述的初崩头部成为辐射源后,会向气体间隙各处发生光子而引起空间光电离。光电离新产生的光电子位于崩头前方的强电场区,它们又激烈地产生了新的电子崩,即二次电子崩。二次电子崩向主电子崩汇合,其头部的电子进入主电子崩头部的正空间电荷区(主电子崩的电子此时已大部分进入阳极),由于这里的电场强度较小,所以电子大多形成负离子。由大量的正、负带电质点构成的混合通道就是流注。

由于流注通道的导电性好,其头部(流注的发展方向与初崩的发展方向相反)又是由二次电子崩形成的正电荷,因此流注头部前方出现更强的电场。同时,由于很多二次电子崩汇集的结果,流注头部的电离过程迅速发展,向周围放射出大量光子,继续引起空间光电离。于是,在流注前方出现了新的二次电子崩,它们被吸引向流注头部,从而延长了流注通道。

随着流注向阴极的接近,其头部电场会越来越强,发展速度也会越来越快。当流注一旦达到阴极,整个间隙被导电性能良好的等离子通道所贯通。此时,强大的电子流流过流注迅速向阳极运动,由于互相摩擦,便会产生几千摄氏度的高温,形成热电离,放电即转为火花放电或电弧放电,将整个间隙的击穿。流注的形成和发展过程如图 1.6 所示。

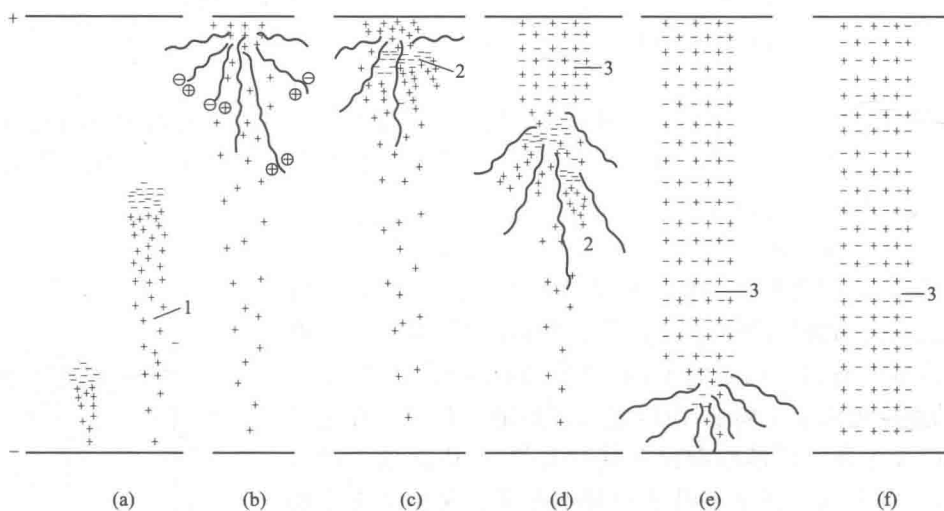


图 1.6 流注的产生及发展

1—主电子崩;2—二次电子崩;3—流注

由以上分析可知,流注的形成需要初崩头部的电荷达到一定的数量,使电场发生足够的畸变和加强,造成足够的空间光电离才能实现。当外加电压较低时,电子崩需要经过整个间隙才能形成流注,这种流注是由阳极向阴极发展的,称为正流注(图 1.6)。当外加电压比击穿电压高时,电子崩无需跑完整个间隙,其头部的电子数就可以达到形成流注的足够数量,此时流注会以更快的速度发展,同时通道会出现更明显的分支,如长间隙的雷电放电现象。这种情况下流注是由阴极向阳极发展的,称为负流注。只要流注形成,放电就转入自持,从而导致均匀电场的气隙击穿。

1.3 不均匀电场中的气体放电

汤逊实验中的均匀电场是一种少有的特例,实际电力设施中常见的是不均匀电场。按照电场的不均匀程度,又可分为稍不均匀电场和极不均匀电场。如高压试验室中测量电压用的球间隙和全封闭组合电器中的分相母线筒都是典型的稍不均匀电场;高压输电线之间的空气绝缘是典型的极不均匀电场。

1.3.1 稍不均匀和极不均匀电场中的气体放电特征

稍不均匀电场的放电特性与均匀电场相似,间隙击穿前看不到放电迹象,一旦出现自持放电,便立即导致整个间隙的击穿。而极不均匀电场的放电特性则与此大不相同。由于电场强度沿气体间隙的分布极不均匀,当外加电压达到某一临界值时,曲率半径较小的电极表面附近的局部区域首先出现电晕放电现象,它环绕该电极表面有蓝紫色晕光。当外加电压进一步增大时,电晕区也随之扩大,气隙中的放电电流也从微安级增大到毫安级,但气隙依然保持其绝缘状态,没有被击穿。

1.3.2 极不均匀电场中的电晕放电

不均匀电场气隙中的最大电场强度 $E_{\max}$ 通常出现在曲率半径小的电极表面附近。电极的曲率半径越小, $E_{\max}$ 就越大,电场越不均匀,如“棒—板”间隙和“棒—棒”间隙。在这种间隙中,棒电极表面的电场强度最大。当外加电压达到某一临界值时,棒电极附近空间的电场强度首先达到起始放电场强 E_0 ,因而在这个局部区域中首先出现碰撞电离和电子崩,甚至出现流注,并发展成为自持放电。但由于离棒电极较远的地方电场强度仍然很低,所以自持放电只能局限在棒电极附近一个不大的区域,这种局部放电称为电晕放电,把开始出现电晕放电的电压称为电晕起始电压。

发生电晕放电时,环绕棒电极表面会出现蓝紫色晕光,并伴有轻微的“嘶嘶”响声,严重时还可闻到臭氧的气味。

1.3.3 极不均匀电场中的极性效应

在极不均匀电场中,虽然放电一定从曲率半径较小的那个电极表面(即电场强度最大的地方)开始,而与该电极的极性(电位的正负)无关,但后来的放电发展过程、气隙的电气强度、击穿电压等都与该电极的极性密切相关,即极不均匀电场中的放电存在明显的极性效应。极性效应是不对称的极不均匀电场所具有的特性之一。

决定极性要看表面电场较强的那个电极所具有的电位符号。在两个电极几何形状不同的场合,极性取决于曲率半径较小的那个电极的电位符号(如“棒—板”间隙的棒极电位);在两个电极几何形状相同的场合(如“棒—棒”间隙),极性则取决于不接地电极上的电位。

下面以电场最不均匀的“棒—板”间隙为例,从流注理论的概念出发,说明放电的发展过程和极性效应。

1. 正极性

“棒—板”间隙的正极性击穿电压较低,而其电晕起始电压相对较高。

棒极带正电位时,棒极附近强场区内的电晕放电将在棒极附近空间留下许多正离子(电子崩头部的电子到达棒极后即被中和),如图 1.7(a)所示。这些正离子以相对缓慢的速度向阴

极运动,如图 1.7(b)所示。它们削弱了棒极附近的电场强度,而加强了正离子群外部空间的电场,如图 1.7(c)所示。这样,棒极的附近难以形成流注,自持放电难以实现,故其电晕起始电压较高。而正离子群前方电场的加强是有利于流注向极板方向推进的,因而放电的发展是顺利的,直至气隙被击穿,故其击穿电压较低。

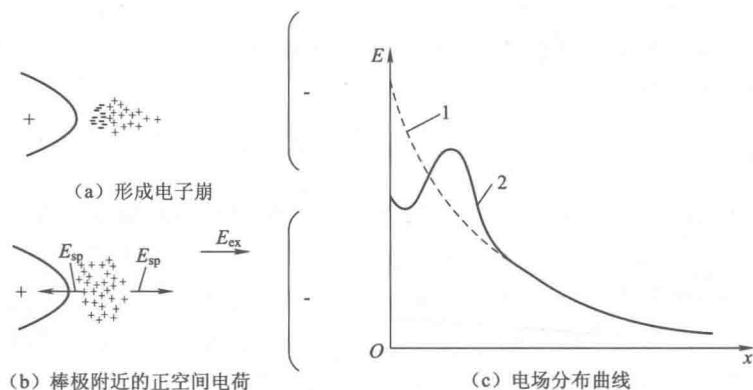


图 1.7 正极性“棒—板”间隙中的电场畸变

E_{ex} —外电场; E_{sp} —空间电荷的电场;

1—外电场 E_{ex} 沿间隙的分布; 2—考虑空间电荷的电场 E_{sp} 后间隙中的电场分布

2. 负极性

“棒—板”间隙的负极性击穿电压较高,而其电晕起始电压相对较低。当棒极带负电位时,电子崩的发展方向与棒带正电位时相反,如图 1.8(a)所示。电子崩由棒极表面出发向外发展,崩头的电子在离开强场(电晕)区后,虽不能再引起新的碰撞电离,但仍继续以越来越慢的速度向板极运动,并大多形成负离子。这样,在棒极附近出现的是大批正离子,而在间隙深处则是非常分散的负离子,如图 1.8(b)所示。负离子浓度小,对电场的影响不大,而正离子却使外加电场发生了畸变,它们加强了棒极表面附近的电场而削弱了外围空间的电场,如图 1.8(c)所示。棒极附近电场的加强,容易形成自持放电,所以电晕起始电压较低;而外围空间电场的削弱,则使电晕区不易向外扩展,流注的发展不顺利,故其击穿电压较高。

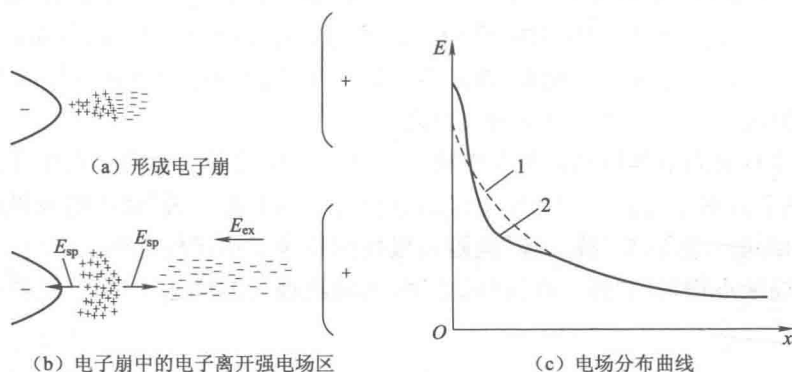


图 1.8 负极性“棒—板”间隙中的电场畸变

E_{ex} —外电场; E_{sp} —空间电荷的电场;

1—外电场 E_{ex} 沿间隙的分布; 2—考虑空间电荷的电场 E_{sp} 后的间隙中的电场分布

输电线路和电气设备外绝缘的空气间隙大都属于极不均匀电场的情况,所以在工频高电压的作用下,击穿均发生在外加电压为正极性的那半周内;在进行外绝缘的冲击高压试验时,也往往施加正极性冲击电压,因为这时的电气强度较低。

1.4 不同电压形式下气隙的击穿特性

气隙的击穿电压与电场均匀程度、电极形状、极间距离、气体的状态以及气体种类有关。此外,气隙的击穿电压还与外加电压形式有非常大的关系。

按作用时间的长短,外加电压形式可分为两类:一类称为持续电压,此类电压持续时间较长,变化速度较小,如直流电压和工频交流电压;另一类称为冲击电压,此类电压持续时间极短,以微秒(μs)计,变化速度很快,如雷电冲击电压和操作冲击电压。在持续电压作用下,间隙放电发展所需的时间可以忽略不计,仅考虑其电压大小即可。但是在冲击电压下,电压作用时间短到可以与放电需要的时间相比拟,这时放电发展所需的时间就不可忽略了。

1.4.1 相关概念

完成气隙击穿的三个必备条件为:①足够大的电场强度或足够高的电压;②在气隙中存在能引起电子崩并导致流注和主放电的有效电子;③需要一定的时间,让放电得以逐步发展并完成击穿。

1. 放电时间

完成击穿所需的放电时间很短,如果气隙上所加的是直流电压、工频交流电压等持续作用的电压,则上述第三个条件均可满足;但若所加的是变化速度快、作用时间短的冲击电压,则因其有效时间也以微秒计算,所以放电时间就变成一个重要因素了。

设在一间隙上施加如图 1.9 所示的电压。每个间隙都有它的最低静态击穿电压,即长时间作用在间隙上能使间隙击穿的最低电压值,通常用 U_0 表示。欲使间隙击穿,外加电压必须不小于静态击穿电压 U_0 。但对于冲击电压而言这仅是必要条件,而不是充分条件。

当对静态击穿电压为 U_0 的间隙施加冲击电压时,经 t_0 时间后,电压上升到 U_0 ,但气隙并不立刻击穿,而需经过时间 t_{lag} 后才能击穿,即间隙的击穿不仅需要足够的电压,还需要足够的时间。从开始加压到间隙完全击穿为止的时间称为击穿时间 t_b ,即

$$t_b = t_0 + t_s + t_f$$

(1) 升压时间 t_0 : 电压从零升高到静态击穿电压 U_0 所需的时间。在这段时间内,击穿过程尚未开始,因为此时电压还不足够高。实际上,时间到达 t_0 后,击穿过程也不一定立即开始,因为此时气隙中可能尚未出现有效电子。

(2) 统计时延 t_s : 从电压升到 U_0 的时刻起间隙中形成第一个有效电子的时间。有效电子是指能引起电子崩并最终导致击穿的电子。有效电子的出现是一个随机事件,取决于许多偶然因素,因而等候有效电子的出现所需的时间具有统计性。

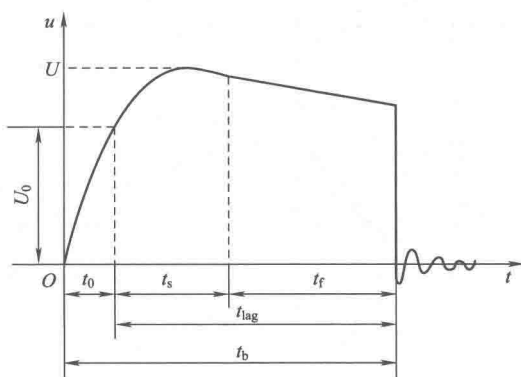


图 1.9 放电时间的组成