

普通高等教育“十一五”国家级规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUOJIAJI GUIHUA JIAOCAI



GAODIANYA JISHU

高电压技术

(第二版)

张一尘 主编



中国电力出版社

<http://jc.cepp.com.cn>



普通高等教育“十一五”国家级规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUOJIAJI GUIHUA JIAOCAI
普通高校电力类专业教学指导委员会推荐使用教材

GAO DIANYA JISHU

高电压技术

(第二版)

主 编 张一尘
编 写 章建勋 屠志健



中国电力出版社
<http://jc.cepp.com.cn>

内 容 提 要

本书为普通高等教育“十一五”国家级规划教材。

本书共分十一章。第一至四章主要讲授电气设备绝缘在高电压作用下的性能和有关的绝缘试验技术；第五至十章主要讲授过电压产生的物理过程及其防护措施；第十一章简单介绍电力系统配合的基本概念，对近年来高电压领域的新技术也有适当反映。

本书可作为普通高等学校本科教材，也可作为高等学校成人教育、职工大学等教学用书，还可作为从事电力系统设计、安装、调试及运行工程技术人员的参考用书。

图书在版编目 (CIP) 数据

高电压技术/张一尘主编. —2 版. —北京: 中国电力出版社, 2007

普通高等教育“十一五”国家级规划教材

ISBN 978-7-5083-4963-3

I. 高… II. 张… III. 高电压—高等学校—教材
IV. TM8

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2006) 第 133330 号

中国电力出版社出版、发行

(北京三里河路 6 号 100011 <http://jc.cepp.com.cn>)

北京市同江印刷厂印刷

各地新华书店经售

*

2005 年 5 月第 1 版

2007 年 1 月第二版 2007 年 1 月北京第三次印刷

787 毫米×1092 毫米 16 开本 14 印张 339 千字

印数 5001—8000 册 定价 23.00 元

版 权 专 有 翻 印 必 究

(本书如有印装质量问题, 我社发行部负责退换)



前 言

高电压技术是研究电气设备绝缘及其运行问题的学科。作为从事电力系统的设计、安装、调试及运行的工程技术人员,都会遇到属于高电压技术的问题。本书在论述电气设备绝缘和电力系统过电压及其防护的同时,还介绍了电气绝缘试验等,使学生对高电压技术有更加全面的认识,有利于其实践动手能力的提高。

本书文字简练,通俗易懂,并还配有习题及解答,可供学习者练习之用。

本书由上海电力学院张一尘主编。其中,第一、三章由章建勋编写,第二、八、九、十、十一章由屠志健编写,其余章节由张一尘编写。

由于时间紧迫,加之水平有限,本书如有错漏请读者批评指正。

编 者

目 录

前言

第一章 气体的绝缘特性	1
第一节 气体介质中带质点的产生与消失	1
第二节 均匀电场中气体间隙的放电特性	4
第三节 不均匀电场中气隙的放电特性	10
第四节 雷电冲击电压下气隙的击穿特性	14
第五节 操作冲击电压下气隙的击穿特性	18
第六节 大气条件对气体间隙击穿电压的影响	20
第七节 提高气体间隙绝缘强度的方法	21
第八节 气体中的沿面放电	24
习题	31
第二章 液体和固体电介质的绝缘特性	32
第一节 电介质的极化	32
第二节 电介质的电导	37
第三节 电介质的损耗	38
第四节 液体电介质的击穿特性	41
第五节 固体电介质的击穿特性	44
第六节 电介质的老化	46
习题	47
第三章 电气设备的绝缘试验	48
第一节 绝缘电阻和吸收比测量	48
第二节 介质损耗角正切的测量	51
第三节 局部放电的测量	56
第四节 工频耐压试验	59
第五节 直流泄漏电流的测量与直流耐压试验	69
第六节 冲击高压试验	73
习题	76
第四章 线路和绕组的波过程	78
第一节 无损耗单导线线路中的波过程	78
第二节 行波的折射和反射	83
第三节 行波通过串联电感和并联电容	86

第四节	行波的多次折、反射	91
第五节	行波在平行多导线系统中的传播	95
第六节	行波的衰减和变形	98
第七节	变压器绕组中的波过程	100
习题		106
第五章	雷电及防雷设备	107
第一节	雷电的电气参数	107
第二节	避雷针和避雷线	110
第三节	避雷器	112
第四节	防雷接地	120
习题		125
第六章	输电线路的防雷保护	126
第一节	输电线路的感应雷过电压	126
第二节	输电线路的直击雷过电压和耐雷水平	128
第三节	输电线路的雷击跳闸率	132
第四节	输电线路的防雷措施	135
习题		137
第七章	发电厂和变电所的防雷保护	138
第一节	发电厂、变电所的直击雷保护	138
第二节	变电所的侵入波保护	140
第三节	变电所的进线段保护	145
第四节	变压器防雷保护的几个具体问题	148
第五节	旋转电机的防雷保护	150
第六节	气体绝缘变电所的防雷保护	155
习题		156
第八章	电力系统的工频过电压	157
第一节	内过电压和工频过电压概况	157
第二节	空载线路电容效应引起的工频过电压	158
习题		161
第九章	操作过电压	162
第一节	操作过电压的一般特性	162
第二节	间歇电弧接地过电压	163
第三节	空载线路分闸过电压	168
第四节	空载线路合闸过电压	172
第五节	切除空载变压器过电压	174

习题	176
第十章 铁磁谐振过电压	177
第一节 电力系统的谐振过电压	177
第二节 铁磁谐振的基本原理	178
第三节 几种常见的谐振过电压	180
习题	185
第十一章 电力系统的绝缘配合	186
习题	190
附录 球间隙击穿电压表	191
习题解答	194
参考文献	216

第一章 气体的绝缘特性

气体、特别是空气,是电力系统中应用相当广泛的绝缘材料。如架空输电线路相与相之间、线路与铁塔之间、变压器引出线之间都是以空气作为绝缘介质的。此外,在一些液体与固体绝缘材料内部也或多或少的含有一些气泡。所以气体放电的研究是高电压技术中的一个基本任务。

在通常情况下,由于宇宙射线及地层放射性物质的作用,气体中含有少量的带电质点(约为 1000 对/ cm^3),在电场作用下,这些带电质点沿电场方向运动,形成电导电流,故气体通常并不是理想的绝缘材料。当电场较弱时,由于带电质点极少,气体中的电导电流也极小,故可认为气体电介质是良好的绝缘介质。在电场作用下,电子在气体介质中的运动轨迹如图1-1所示。

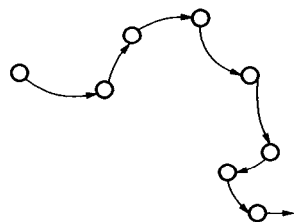


图1-1 电场作用下电子在气体介质中的运动轨迹

当加在气体间隙上的电场强度达到某一临界值后,间隙中的电流会突然剧增,气体介质会失去绝缘性能而导致击穿,这种现象称为气体介质的击穿,也称气体放电。击穿时加在气体间隙两端的电压称为该气隙的击穿电压,或称放电电压,用 U_F 表示。均匀电场中,击穿电压与间隙距离之比称为该气体介质的击穿场强。击穿场强反应了气体介质耐受电场作用的能力,也即该气体的电气强度,或称气体的绝缘强度;在不均匀电场中,击穿电压与间隙距离之比,称为该气体介质的平均击穿场强。

气体间隙击穿后,由于电源容量、电极形式、气体压力等的不同,而具有不同的放电形式。在大气压或更高的气压下常表现为火花放电的形式,但如果电源功率大、内阻小时,就可能出现电流大、温度高的电弧放电。不管是火花放电还是电弧放电,放电通常限制在一个带状的狭窄通道中。在极不均匀电场中,可能只有局部间隙中的场强达到临界值,在此局部处首先出现放电,叫局部放电。高压输电线路导线周围出现的电晕放电就属于局部放电。

上面所说的“放电”或“击穿”也适用于液体或固体介质。当电极间既有固体介质,又有气体或液体介质,它们构成并联的放电路径时,放电往往沿着固体介质表面发生,通常叫做闪络。例如当输电线路出现较高的电压时,常常会引起沿绝缘子表面的闪络。固体介质中的击穿将使介质强度永久丧失。而在气体或液体介质中发生击穿则一般只引起介质强度的暂时丧失,当外加电压去掉后,能恢复其绝缘性能,故称为自恢复绝缘。

第一节 气体介质中带电质点的产生与消失

一、气体原子的激发与游离

气体原子在外界因素(电场、高温等)的作用下,吸收外界能量使其内部能量增加,这时气体原子核外的电子将从离原子核较近的轨道跳到离原子核较远的轨道上去,此过程称为原子的激发,也称激励。被激发的原子称为激发原子,激发原子内部的能量比正常原子大。

原子的激发状态是不稳定状态,一般经过约 10^{-8} s 就会回复到正常状态,激发原子回到正常状态时将以短波光的形式放出能量。

如果中性原子由外界获得足够的能量,以致使原子中的一个或几个电子完全脱离原子核的束缚而成为自由电子和正离子(即带电质点),此过程称为原子的游离,也称电离。游离是激发的极限状态,气体分子(或原子)游离所需要的能量称为游离能,游离能随气体种类而不同,一般约在 $10\sim 15\text{eV}$ 之间。

分子或原子的游离可以一次完成,也可以分级完成,先经过激发阶段,然后再产生的游离称为分级游离。分级游离时,一次需要获得的能量较小,但几次获得的总能量应大于或等于其游离能。

按照外界能量来源的不同,游离可以分为下列不同的形式:

1. 碰撞游离

处于电场中的带电质点,除了经常地作不规则的热运动,不断地与其他质点发生碰撞以外,还受着电场力的作用,沿电场方向不断得到加速并积累动能。当具有的动能积累到一定数值后,在其与气体原子(或分子)发生碰撞时,可以使后者产生游离。由碰撞而引起的游离称为碰撞游离。碰撞游离是气体放电过程中产生带电质点的极重要来源。

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游离。而在气体放电过程中,碰撞游离主要是由自由电子与气体原子(或分子)相撞而引起的,故电子在碰撞游离中起着极其重要的作用。通过碰撞,能使中性原子(或分子)发生游离的电子称为有效电子。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,因而产生碰撞游离的可能性是很小的。

当电子从电场获得的动能等于或大于气体原子(或分子)的游离能时,就有可能因碰撞而使气体原子(或分子)分裂成电子(或负离子)和正离子。即电子的动能满足如下条件时就有可能引起碰撞游离

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq W_i \quad (1-1)$$

式中 m ——电子的质量;

v ——电子的运动速度;

W_i ——气体原子(或分子)的游离能。

质点两次碰撞之间的距离称为自由行程。平均自由行程与气体间的压力成反比,与绝对温度成正比。一般情况下,平均自由行程越大,越容易发生碰撞游离。

2. 光游离

由光辐射引起气体原子(或分子)的游离称为光游离。

光辐射的能量以不连续的光子的形式发出。当光子的能量等于或大于气体原子(或分子)的游离能时,就可能引起光游离,即产生光游离的条件为

$$h\nu \geq W_i \quad (1-2)$$

式中 h ——普朗克常数,其值为 $6.62 \times 10^{-27} \text{erg} \cdot \text{s}$;

ν ——光的频率。

因为波长 $\lambda = \frac{C}{\nu}$, C 为光速 ($3 \times 10^8 \text{m/s}$)。则上式说明,产生光游离的能力不决定于光

的强度，而决定于光的波长，波长越短，光子的能量越大，游离能力就越强。通常可见光是不能直接产生光游离的，只有各种短波长的高能辐射线，例如宇宙线、 γ 线、X线以及短波长的紫外线等才有使气体产生光游离的能力。在气体放电过程中，当处于激发状态的原子回到正常状态，以及异号带电质点复合成中性原子（或分子）时，都以光子的形式放出多余的能量，成为导致产生光游离的因素。光游离在气体放电中起着很重要的作用。

由光游离产生的自由电子称为光电子。

3. 热游离

气体在热状态下引起的游离过程称为热游离。

在常温下，由于气体质点的热运动所具有的平均动能远低于气体的游离能，因此不可能产生热游离。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）碰撞时产生游离。此外，高温气体的热辐射也能导致气体分子（或原子）产生光游离。故热游离实质上并不是另外一种独立的游离形式，而是在热状态下产生碰撞游离和光游离的综合。气体分子（或原子）产生热游离的条件是

$$\frac{3}{2}KT \geq W_i \quad (1-3)$$

式中 K ——波茨曼常数，其值为 1.38×10^{-16} erg/K；

T ——绝对温度，K。

4. 表面游离

以上讨论的是气体介质中电子和正离子的产生，但在气体放电中存在着电流的循环，因此必然有阴极发射电子的过程，我们将电子从金属电极表面逸出来的过程称为表面游离。电子从金属电极表面释放出来所需要的能量称为逸出功。逸出功的大小与金属电极的材料及其表面状态有关，一般需要 $1 \sim 5$ eV，小于气体在空间游离时的游离能，这说明从阴极发射电子比在空间使气体分子（或原子）游离容易。

用各种不同的方式供给金属电极能量，例如将金属电极加热，正离子撞击阴极、短波光照射电极以及强电场的作用等，都可以使阴极发射电子。

二、气体中带电质点的消失

在气体发生放电过程中，除了有不断产生带电质点的游离过程外，还存在着导致带电质点从游离区域消失，或者削弱的相反过程，通常称为去游离过程。任何形式的放电过程总存在着带电质点的产生（游离）和带电质点的消失（去游离）过程。带电质点在电场作用下定向运动，消失于电极，带电质点的扩散与复合以及电子的附着效应都属于去游离过程。当导致气体游离的因素消失以后，这些去游离过程可使气体迅速恢复中性的绝缘状态。

1. 带电质点的扩散

气体中的带电质点经常处于不规则的热运动中，如果不同区域的带电质点存在着浓度差，则它们总是不断地从高浓度区域向低浓度区域运动，使各处带电质点的浓度变得均匀，此现象称为带电质点的扩散。当空气间隙发生放电并去掉电源以后，放电通道中高浓度的带电质点迅速地向四周扩散，使空气间恢复原来的绝缘状态。

气体中带电质点的扩散是热运动造成的，故它与气体的状态有关。气体的压力越高或温度越低，扩散过程也就越弱。电子的质量远小于离子，所以电子的热运动速度很大，它在热

运动过程中所受到的碰撞机会也较少,因此,电子的扩散作用比离子要强得多。

2. 带电质点的复合

正离子与负离子或电子相遇,发生电荷的传递而互相中和,还原为中性分子或中性原子的过程称为复合。复合可在气体中进行,也可在容器壁上发生。在带电质点的复合过程中会放出能量。异号带电质点的浓度愈大,复合也愈强烈,所以,强烈的游离区也总是强烈的复合区。

在带电质点的复合过程中会发生光辐射,这种光辐射在一定条件下又可能成为导致光游离的因素。

复合进行的速度取决于带电质点的浓度,正、负带电质点的浓度越大,它们相遇的机会也越大,复合进行得就越快。但并不是异号带电质点每次相遇都能引起复合。要能引起复合,参加复合的异号带电质点需相互接触一定的时间,异号带电质点间的相对速度越大,相互作用的时间就越短,复合的可能性也就越小。气体中电子的运动速度比离子要大得多,所以正、负离子间的复合要比正离子和电子间的复合容易发生得多。故在气体放电过程中,通常以异性离子间的复合更为重要。

3. 附着效应

电子与气体原子(或分子)碰撞时,不但有可能发生碰撞游离产生电子和正离子,也有可能发生电子的附着过程而形成负离子。与碰撞游离相反,电子的附着过程放出能量。使基态的气体原子获得一个电子形成负离子时所放出的能量称为电子的亲合能。电子亲合能的大小可用来衡量原子捕获一个电子的难易,电子的亲合能越大,则越易形成负离子。卤族元素的电子外层轨道中增添一个电子,则可形成像惰性气体一样稳定的电子排布结构,因而具有很大的亲合能,所以,卤族元素是很容易俘获一个电子而形成负离子的。容易吸附电子形成负离子的气体称为电负性气体。如氧、氯、氟、水蒸气、六氟化硫等都属于电负性气体,惰性气体和氮则不会形成负离子。

如前所述,离子的游离能力不如电子。电子为原子或分子俘获而形成质量大、运动速度慢的负离子后,游离能力大减,因此,俘获自由电子而成为负离子这一现象会对气体放电的发展起抑制作用,有助于气体绝缘强度的提高,这是值得注意利用的。

第二节 均匀电场中气体间隙的放电特性

本世纪初,汤逊(Townsend)在均匀电场、低气压、短间隙的条件下进行了放电试验,依据试验研究结果提出了比较系统的理论和计算公式。解释了整个间隙放电的过程和击穿条件,这是最早的气体放电理论,称为汤逊的电子崩理论(亦称汤逊放电理论)。整个理论虽然有很大的局限性,但其对电子崩发展过程的分析为气体放电的研究奠定了基础。随着电力系统电压等级的提高和试验研究工作的不断完善,高气压、长间隙条件下气体间隙击穿的实验研究逐渐发展起来,在此实验研究的基础上,总结出了大气中气体间隙击穿的流注理论。这两个理论可以解释大气压力 P 和极间距离 S 的乘积 PS 在广阔范围内的气体放电现象。

一、汤逊放电理论

1. 均匀电场中气体间隙的伏安特性

图1-2(a)表示放置在空气中的平行板电极,极间电场是均匀的。当在两电极间加上

从零起逐渐升高的直流电压 U 时,间隙中的电流 I 与极间电压 U 的关系,即均匀电场中气体间隙的伏安特性如图 1-2 (b) 所示。在外界光源(天然辐射或人工光源)照射下,两平行板电极间的气体由于外界游离作用而不断地产生带电质点,并使自由带电质点达到一定的密度。

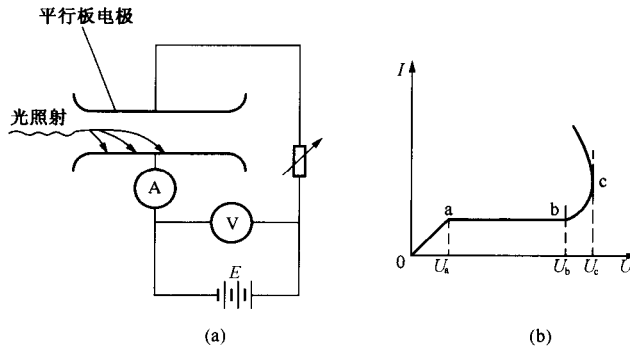


图 1-2 均匀电场中气体间隙的伏安特性

(a) 实验装置原理图; (b) 均匀电场中气体的伏安特性

在极间加上直流电压后,这些带电质点开始沿着电场方向作定向移动,回路中出现了电流。起初,随着电压的升高,带电质点的运动速度加大,间隙中的电流也随之增大。如图 1-2 (b) 中曲线 0-a 段所示。到达 a 点后,电流不再随电压的增大而增大。因为这时在单位时间内由外界游离因素在间隙中产生的带电质点已全部参加导电,所以电流趋于饱和,如图 1-2 (b) 曲线的 a-b 段,此时饱和的电流密度是极小的,一般只有 10^{-19} A/cm² 的数量级,因此这时的间隙仍处于良好的绝缘状态。当电压增大到 U_b 以后,间隙中的电流又随外加电压的增加而增大,如曲线的 b-c 段,这时由于间隙中又出现了新的游离因素,即产生了电子的碰撞游离。电子在足够强的电场作用下,已积累起足以引起碰撞游离的动能。当电压升高至某临界值 U_c 以后,电流急剧突增,此时气体间隙转入良好的导电状态,并伴随着产生明显的外部特征,如发光、发声等现象。

当外施电压小于 U_c 时,间隙内虽有电流,但其数值很小,通常远小于微安级,此时气体本身的绝缘性能尚未被破坏,即间隙尚未被击穿。此时间隙的电流要依靠外界游离因素来维持,若取消外界游离因素,电流也将消失。这种需要外界游离因素存在才能维持的放电称为非自持放电。若外施电压达到 U_c 后,气体中发生了强烈的游离,电流剧增,此时间隙中的游离过程依靠电场的作用可以自行维持,而不再需要外界游离因素了。这种不需要外界游离因素存在也能维持的放电称为自持放电。由非自持放电转为自持放电的电压称为起始放电电压。如果电场比较均匀,则整个间隙将被击穿,即均匀电场中的起始放电电压等于间隙的击穿电压,在标准大气条件下,均匀电场中空气间隙的击穿场强约为 30kV (幅值)/cm。而对于不均匀电场,当放电由非自持放电转入自持放电时,在大曲率电极表面电场集中的区域将发生局部放电,俗称电晕放电,此时的起始电压是间隙的电晕起始电压,而击穿电压则可能比起始电压高得多。

2. 汤逊理论

如图 1-2 (b) 所示,当气体间隙上所加的电压超过 U_b 以后,所以会出现电流的迅速增长,这是由于外界游离因素的作用,阴极产生光电子发射,使间隙中产生自由电子,这些起

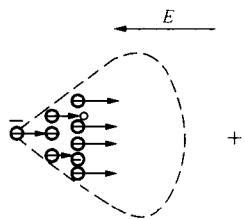


图 1-3 电子崩形成示意图

始电子在较强的电场作用下,从阴极奔向阳极的过程中得到加速,其动能增加,并不断地与气体分子(原子)碰撞产生碰撞游离。由此产生的新电子和原有的电子一起又将从电场获得动能,继续引起碰撞游离。这样,就出现了一个迅猛发展的碰撞游离,使间隙中的带电质点数迅速增大,上述过程如同冰山上发生雪崩一样,称为电子崩,其形成示意图如图 1-3 所示,电子崩过程的出现使间隙中的电流也急剧增加,但此时的放电仍属非自持放电。

为寻求电子崩发展的规律,以 α 表示电子的空间碰撞游离系数,它表示一个电子在电场作用下由阴极向阳极移动过程中在单位行程里所发生的碰撞游离数。 α 的数值与气体的性质、气体的相对密度和电场强度有关。当气温一定时,根据实验和理论推导可知

$$\alpha = APe^{-BP/E} \quad (1-4)$$

式中 A 、 B ——与气体性质有关的常数;

P ——大气压力;

E ——电场强度。

如图 1-4 所示,设在外界游离因素光辐射的作用下,阴极由于光电子发射产生 n_0 个电子,在电场作用下,这 n_0 个电子在向阳极运动的过程中不断产生碰撞游离,行经距离 x 时变成了 n 个电子,再行经 dx 距离,增加的电子数为 dn 个,则

$$dn = n\alpha dx \quad \frac{dn}{n} = \alpha dx$$

对上式积分可求得 n_0 个电子在电场作用下不断产生碰撞游离,发展电子崩,经距离 S 而进入阳极的电子数

$$n_S = n_0 e^{\int_0^S \alpha dx}$$

当气压保持一定,且电场均匀时, α 为常数,上式变为

$$n_S = n_0 e^{\alpha S} \quad (1-5)$$

式 (1-5) 就是电子崩发展的规律。若 $n_0 = 1$, 则

$$n_S = e^{\alpha S}$$

即一个电子从阴极出发运动到阳极时,由于碰撞游离形成电子崩,到达阳极时将变成 $e^{\alpha S}$ 个电子,当然其中包括起始的一个电子。如果除去起始的一个电子,那么产生的新电子数或正离子数为 $(e^{\alpha S} - 1)$ 个。这些正离子在电场的作用下向阴极运动,并撞击阴极表面,如果 $(e^{\alpha S} - 1)$ 个正离子在撞击阴极表面时,至少能从阴极表面释放出一个有效电子来弥补原来那个产生电子崩并已进入阳极的电子,那么这个有效电子将在电场作用下向阳极运动,产生碰撞游离,发展新的电子崩。这样,即使没有外界游离因素存在,放电也能继续下去,即放电达到了自持。若以 γ 表示正离子的表面游离系数,它表示一个正离子在电场作用下由阳极向阴极运动,撞击阴极表面产生表面游离的电子数,于是汤逊理论的自持放电条件可表达为

$$\gamma(e^{\alpha S} - 1) = 1 \quad (1-6)$$

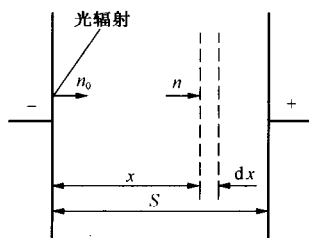


图 1-4 放电间隙中电子崩中电子数的计算

3. 巴申定律

根据汤逊理论的自持放电条件, 可以推出均匀电场中气隙击穿电压与有关影响因素的关系, 将式 (1-6) 改写为 $e^{\alpha S} = 1 + \frac{1}{\gamma}$, 两边取自然对数得

$$\alpha S = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1-7)$$

式 (1-7) 说明, 一个电子经过极间距离 S 所产生的碰撞游离数 αS 必然达到一定的数值 $\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$, 才会开始自持放电。把式 (1-4) 代入式 (1-7), 并设此时 $E = E_0 = \frac{U_F}{S}$, E_0 及 U_F 分别为气隙的击穿场强及击穿电压, 则得

$$APSe^{-BPS/U_F} = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

整理后得

$$U_F = \frac{BPS}{\ln\left[\frac{APS}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right]} \quad (1-8)$$

这个结果就是巴申定律。巴申远在汤逊以前 (1889 年) 就从低气压下的实验总结出了这一条气体放电的定律。它表明, 当气体种类和电极材料一定时, 气隙的击穿电压 U_F 是气体压力 P 和极间距离 S 乘积的函数, 即

$$U_F = f(PS)$$

均匀电场中几种气体间隙的击穿电压 U_F 与 PS 乘积的关系曲线如图 1-5。曲线呈 U 形, 在某一个 PS 值下, U_F 达最小值, 这是对应游离最有利的情况。因为要使放电达到自持, 每个电子在从阴极向阳极运动的行程中, 需要足够的碰撞游离次数。当 S 一定时, 气体压力 P 增大, 气体相对密度 δ 随之增大, 电子在向阳极运动过程中, 极容易与气体粒子相碰撞, 平均每两次碰撞之间的自由行程将缩短, 每次碰撞时由于电子积聚的动能不足以使气体粒子游离, 因而击穿电压升高; 反之, 气体压力减小时, 气体密度减小, 电子在向阳极运动过程中不易与气体粒子相碰撞, 虽然每次碰撞时积聚的动能足以引起气体粒子游离, 但由于碰撞次数减少, 故击穿电压也会升高。

当 P 一定时, 增大极间距离 S , 则必须升高电压才能维持足够的电场强度, 反之, 电极距离 S 减少到和电子两次碰撞之间的平均自由行程可以相比拟时, 则电子由阴极运动到阳极的碰撞次数减少, 因而击穿电压也会升高。

二、流注理论

汤逊的气体放电理论能够较好地解释低气压、短间隙、均匀电场中的放电现象。利用这

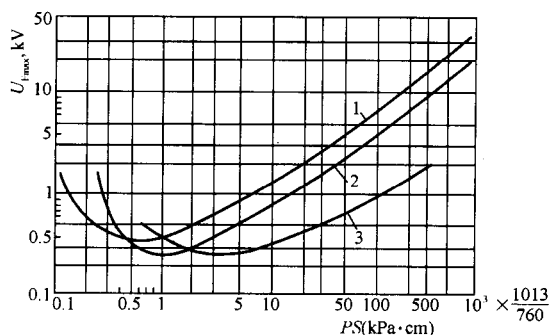


图 1-5 均匀电场中几种气体的击穿电压 U_F 与 PS 的关系

1—空气; 2—氢气; 3—氮气

个理论可以推导出有关均匀电场中气体间隙的击穿电压及其影响因素的一些实用的结论。并在 $PS \leq 200 \times \frac{101.3}{760} \text{ kPa} \cdot \text{cm}$ 时, 为实验所证实。但是这个理论也有它的局限性, 特别是对 PS 乘积较大时, 用汤逊理论来解释其放电现象, 发现有以下几点与实际不符:

(1) 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, 但实测的放电时间比此值小 $10 \sim 100$ 倍。

(2) 按汤逊放电理论, 阴极材料在击穿过程中起着重要的作用, 然而在大气压力下的空气隙中, 间隙的击穿电压与阴极材料无关。

(3) 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。但在大气中气体间隙击穿时会出现有分支的明亮细通道。

所有这些是由于汤逊放电理论没有考虑到在放电发展过程中空间电荷对电场所引起的畸变作用以及光游离的作用, 故有不足之处。在汤逊以后, 由 Leob 和 Meek 等在实验的基础上建立起来的流注理论, 能够弥补汤逊理论的不足, 较好地解释这些现象。

流注理论认为电子的碰撞游离和空间光游离是形成自持放电的主要因素, 并且强调了空间电荷畸变电场的作用。下面就扼要的介绍用流注理论来描述均匀电场中气隙的放电过程(图 1-6)。

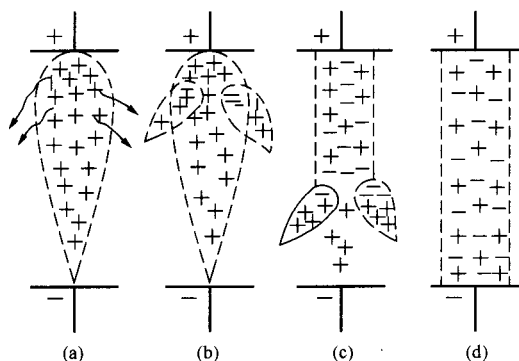


图 1-6 流注的形成及发展

(a) 初始电子崩; (b) 二次电子崩; (c) 流注的发展; (d) 完全击穿

当外电场足够强时, 一个由外界游离因素作用从阴极释放出来的初始电子, 在奔向阳极的途中, 不断地产生碰撞游离, 发展成电子崩(称初始电子崩)。电子崩不断发展, 崩内的电子及正离子数随电子崩发展的距离按指数规律而增长。由于电子的运动速度远大于正离子的速度, 故电子总是位于朝阳极方向的电子崩的头部, 而正离子可近似地看作滞留在原来产生它的位置上, 并较缓慢地向阴极移动, 相对于电子来说, 可认为是静止的。由于电子的扩散作用, 电子崩在其发展过程中, 半径逐渐增大, 电子崩中出现大量的空间电荷, 电子崩头部集中着电子, 其后直至电子崩尾部是正离子, 其外形像一个头部为球状的圆锥体。

当初始电子崩发展到阳极时, 如图中 1-6 (a) 所示, 初始电子崩中的电子迅速跑到阳极上中和电量。留下来的正离子(在电子崩头部其密度最大)作为正空间电荷使后面的电场受到畸变和加强, 同时向周围放射出大量的光子。这些光子在附近的气体中导致光游离, 在空间产生二次电子。它们在正空间电荷所畸变和加强了的电场的作用下, 又形成新的电子崩, 称二次电子崩, 如图 1-6 (b) 所示。二次电子崩头的电子跑向初始电子崩的正空间电荷区, 与之汇合成为充满正负带电质点的混合通道。这个游离通道称为流注。流注通道导电性能良好, 其端部(这里流注的发展方向是从阳极到阴极, 称为阳极流注, 它与初始电子崩发展方向相反), 又有二次电子崩留下的正电荷, 因此大大加强了前方的电场, 促使更多的

新电子崩相继产生并与之汇合,从而使流注向前发展,如图 1-6 (c) 所示。到流注通道把两极接通时,如图 1-6 (d) 所示,就将导致整个间隙的完全击穿。至于形成流注的条件,需要初始电子崩头部的电荷达到一定的数量,使电场得到足够的畸变和加强并造成足够的空间光游离。一般认为当 $\alpha S \approx 20$ (或 $e^{\alpha S} \approx 10^8$) 时便可以满足上述条件,使流注得以形成。而一旦形成了流注,放电就可以转入自持,在均匀电场中即导致间隙的击穿。

如果外施电压比间隙的击穿电压高出许多,则初始电子崩不需要经过整个间隙,其头部即已积累到足够多的空间电荷,形成了流注,流注形成后,向阳极发展,称阴极流注。

流注理论虽不能用来精确计算气体间隙的击穿电压,但它可以解释汤逊理论不能说明的大气中的放电现象。在大气中,放电发展之所以迅速的原因在于多个不同位置的电子崩同时发展和汇合,这些二次崩的起始电子是由光子形成的,光子的运动速度比电子大得多,且它又处在加强的电场中前进,其速度比初始电子崩快,故流注的发展速度极快,使大气中的放电时间特别短;另外,流注通道中的电荷密度很大,电导很大,故其中的电场强度很小,因此,流注出现后,将减弱其周围空间内电场,但加强了流注前方的电场,并且这一作用将伴随着其向前发展而更为增强。故电子崩形成流注后,当由于偶然原因使某一流注发展较快时,它将抑制其他流注的形成和发展,这种作用随流注向前推进越来越强,使流注头部始终保持着很小的半径,因此整个放电通道是狭窄的,而且二次崩可以从流注四周不同的方位同时向流注头部汇合,故流注的头部推进可能有曲折和分支,再则根据流注理论,大气条件下,放电的发展不是靠正离子撞击阴极使阴极产生二次电子来维持,而是靠空间光游离产生光电子来维持,故大气中气隙的击穿电压与阴极材料基本无关。

三、均匀电场中气隙的击穿电压

均匀电场中电极布置对称,因此无击穿的极性效应。均匀电场间隙中各处电场强度相等,击穿所需的时间极短,因此其直流击穿电压与工频击穿电压峰值以及 50% 冲击击穿电压 (指多次施加冲击电压时,其中有 50% 冲击电压导致击穿的电压值,详见本章第四节) 实际上是相同的,其击穿电压的分散性很小。

高压静电电压表的电极布置是均匀电场间隙的一个实例。工程中很少见到比较大的均匀电场间隙,因为这种情况下为消除电极边缘效应,电极的尺寸必须做得很大。因此,对于均匀电场间隙,通常只有间隙长度不长时的击穿数据,如图 1-7 所示。对于图 1-7 所示的击穿电压 (峰值) 实验曲线,可用以下经验公式表示

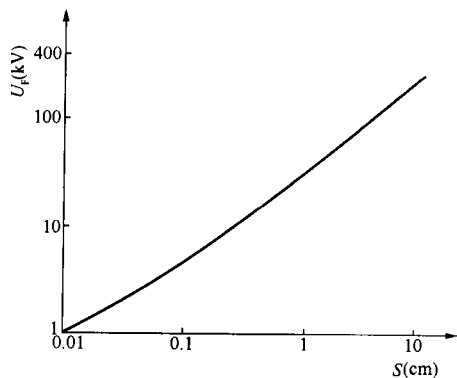


图 1-7 均匀电场中空气间隙的击穿电压峰值 U_F 随间隙距离 S 的变化

$$U_F = 24.22\delta S + 6.08\sqrt{\delta S} \quad \text{kV} \quad (1-9)$$

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{T_0}{T} \times \frac{P}{P_0} = \frac{293}{T} \times \frac{P}{101.3} \\ &= 2.89 \frac{P}{T} \end{aligned} \quad (1-10)$$

式中 S ——间隙距离, cm;

δ ——空气的相对密度, 指气体密度与标准大气条件 ($P_0=101.3\text{kPa}$, $T_0=293\text{K}$) 下的密度之比;

P ——实际大气条件下的气压, kPa;

T ——实际大气条件下的温度, K。

第三节 不均匀电场中气隙的放电特性

在电力工程的大多数实际绝缘结构中, 电场都是不均匀的。不均匀电场可分为稍不均匀电场和极不均匀电场, 全封闭组合电器 (GIS) 的母线筒和高压实验室中测量电压用的球间隙是典型的稍不均匀电场; 高压输电线之间的空气绝缘和实验室中高压发生器的输出端对墙的空气绝缘则是极不均匀电场。稍不均匀电场中放电的特点与均匀电场中相似, 在间隙击穿前看不到有什么放电的迹象。而极不均匀电场 (以下指的不均匀电场就是指极不均匀电场) 中空气间隙的放电具有一系列的特点, 因此, 研究不均匀电场中气体放电的规律有很大的实际意义。

考虑到实际绝缘结构中电场分布形式的多样性, 常用棒—棒 (或针—针) 和棒—板 (或针—板) 间隙的电场作为典型的不均匀电场来研究。工程上遇到不均匀电场时, 可根据这两种典型电极的击穿电压数据来估算绝缘距离。如果实际的电场分布不对称 (如输电线路的导线—地间隙), 可参照棒—板电极的数据; 如果实际的电场分布对称 (如输电线路的导线—导线间隙), 可参照棒—棒电极的数据。

一、电晕放电现象

当电场极不均匀时, 间隙中的最大场强与平均场强相差很大。间隙中的最大场强通常出现在曲率半径小的电极表面附近。在其他条件相同的情况下, 电极曲率半径越小, 最大场强就越大, 电场分布也就越不均匀。

不均匀电场中, 随间隙上所加电压的升高, 在曲率半径小的电极附近空间的局部场强将先达到足以引起强烈游离的数值, 在棒电极附近很薄的一层空气里将达到自持放电条件, 于是在这一局部区域形成自持放电。但由于间隙中的其余部分的场强较小, 所以此游离区不可能扩展很大, 仅局限在棒电极附近的强电场范围内。伴随着游离而存在的复合和反激发, 发出大量的光辐射, 在黑暗里可看到在该电极周围有薄薄的淡紫色发光层, 有些像日月的晕光, 故称电晕放电, 这个发光层叫电晕层。由于游离层不可能向外扩展, 所以虽然电晕放电是自持放电, 但整个间隙仍未击穿。要使间隙击穿, 必须继续升高电压。

电晕放电是极不均匀电场所特有的一种自持放电形式, 通常将开始出现电晕时的电压称为电晕起始电压, 它小于间隙的击穿电压, 电场越不均匀, 两者的差值就越大。开始出现电晕时电极表面的场强称为电晕起始场强。电晕放电是极不均匀电场的特征, 通常把能否出现稳定的电晕放电作为区别不均匀电场和稍不均匀电场的标志。

工程上经常遇到极不均匀电场, 架空输电线就是其中一个例子。在阴雨等恶劣天气时, 在高压输电线附近常常可听到电晕放电的滋滋声, 夜晚还可看到导线周围有淡紫色的晕光。一些高压设备上也会出现电晕, 电晕放电会带来许多不利的影响。电晕放电时产生的光、声、热的效应以及化学反应等都会引起能量损耗; 电晕电流是多个断续的脉冲, 会形成高频