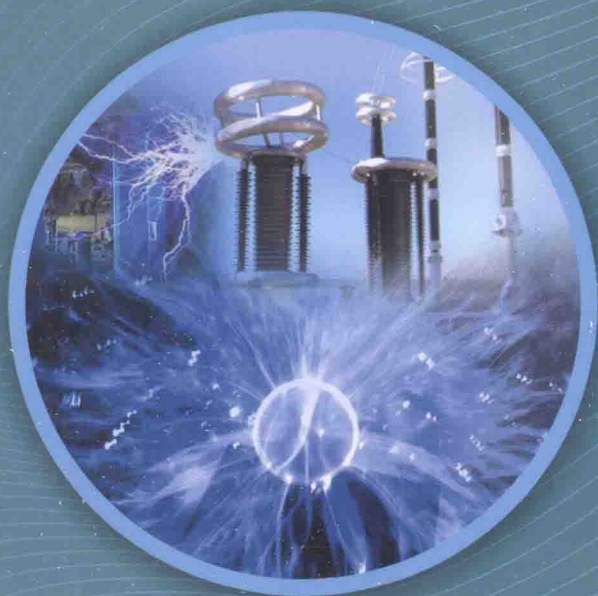


高等学校 **电气工程及其自动化专业** 应用型本科系列规划教材

高电压技术

GAODIANYA JISHU

主 编 石 岩 李翠英 胡 刚 张海燕
主 审 朱家富 官正强

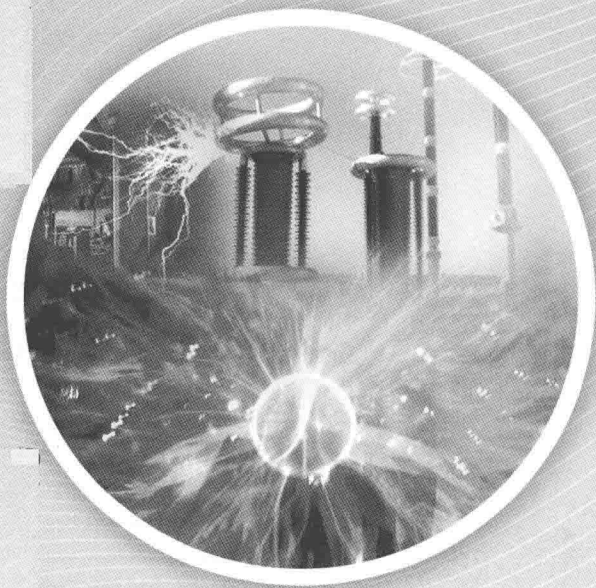


重庆大学出版社
<https://www.cqup.com.cn>

高等学校 **电气工程及其自动化专业** 应用型本科系列规划教材

高电压技术

主 编 石 岩 李翠英 胡 刚 张海燕
主 审 朱家富 官正强



重庆大学出版社

内容提要

本书是高等学校电气工程及其自动化专业应用型本科系列规划教材之一。全书分为3篇,共10章内容,包括气体、液体和固体介质的电气特性,绝缘的预防性实验,电气绝缘的高电压实验,电气绝缘在线检测,输电线路和绕组中的波过程,输电线路的防雷保护,电力系统过电压及防护,电力系统绝缘配合等。

本书可作为电气工程类专业学生学习高电压技术课程的教材,也可供电力部门有关人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

高电压技术/石岩等主编. —重庆:重庆大学出版社, 2016. 1

高等学校电气工程及其自动化专业应用型本科系列规划教材

ISBN 978-7-5624-9424-9

I. ①高… II. ①石… III. ①高电压—技术—高等学校—教材 IV. ①TM8

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2016)第 002001 号

高电压技术

主 编 石 岩 李翠英 胡 刚 张海燕

主 审 朱家富 官正强

策划编辑:曾显跃

责任编辑:李定群 高鸿宽 版式设计:曾显跃

责任校对:关德强 责任印制:赵 晟

*

重庆大学出版社出版发行

出版人:易树平

社址:重庆市沙坪坝区大学城西路 21 号

邮编:401331

电话:(023) 88617190 88617185(中小学)

传真:(023) 88617186 88617166

网址:<http://www.cqup.com.cn>

邮箱:fxk@cqup.com.cn (营销中心)

全国新华书店经销

重庆升光电力印务有限公司印刷

*

开本:787×1092 1/16 印张:12.75 字数:318 千

2016 年 1 月第 1 版 2016 年 1 月第 1 次印刷

印数:1—3 000

ISBN 978-7-5624-9424-9 定价:26.00 元

本书如有印刷、装订等质量问题,本社负责调换

版权所有,请勿擅自翻印和用本书

制作各类出版物及配套用书,违者必究

前言

本书是高等学校电气工程及其自动化专业应用型本科系列规划教材之一。本书可作为电气类专业学生的教材,也可供电力部门有关人员参考。

高电压技术的发展始于 20 世纪初,它是随着输电电压的提高而发展的一门学科。输电线路电压等级的不断提高、长度的增加、高压电气设备安全可靠运行的要求等促进了高电压技术学科不断发展,特别是近年来随着我国交直流特高压输电线路的建设,对高电压技术这门课程提出新的课题,促使高电压技术继续在高电压远距离输电这个传统领域向纵深发展。

对电气类专业学生来说,学习高电压技术课程中要学会正确处理电力系统过电压与绝缘这一对矛盾。在运行条件下,电气设备和输电线路的绝缘不但长期处于工作电压下,而且会受到各种过电压作用,绝缘不仅要能够耐受工作电压的长期作用,而且还必须能耐受可能出现的各种过电压,要解决这对矛盾要从两方面入手:保证和提高绝缘的耐受电压;设法降低和限制过电压。这两个方面就构成了高电压技术课程的主要内容。高电压技术的研究对象是各种形态的高电压和各种性能的介质,需要有各种高电压的测试设备来研究各种介质在各种高电压下的物理现象;同时关于介质击穿的机理尚不是很完备,许多实际问题需要依靠试验来解决;为检验绝缘是否具有应有的耐受电压水平,还必须按照试验标准对绝缘进行试验。因此,高电压试验技术又构成了高电压技术课程的另一重要内容,也是从事高电压工程技术人员通常采用的研究方法之一。

本书分为 3 篇,共 10 章,内容包括高电压绝缘、高电压试验、过电压防护及绝缘配合。其中,第 1 章、第 10 章由石岩编写,第 2 章、第 6 章由胡刚编写,第 3 章、第 5 章由李翠英编写,第 4 章由张海燕编写,第 7 章由朱光平和苑尚尊编写,第 8 章由庄凯和胡敏编写,第 9 章由张锐和张义辉编写,全书由石岩、李翠英、胡刚和张海燕主编。

本书由朱家富和官正强主审,并提出了宝贵的修改意见,在此表示衷心的感谢。

由于作者水平有限,书中难免有不当甚至疏漏之处,恳请读者批评指正。可通过邮件与作者(石岩)联系:ceeshy@163.com。

编者

2015 年 10 月

目 录

第1篇 高电压绝缘介质

第1章 气体电介质的电气特性	1
1.1 气体放电的基本物理过程	1
1.2 气体放电的影响因素	15
1.3 沿面放电	22
习题与思考题	31
第2章 液体电介质的电气特性	32
2.1 液体电介质的极化与损耗	32
2.2 液体电介质的电导	35
2.3 液体电介质的击穿	38
习题与思考题	42
第3章 固体电介质的电气特性	43
3.1 固体电介质的极化与损耗	43
3.2 固体电介质的电导	48
3.3 固体电介质的击穿	55
习题与思考题	61

第2篇 高电压试验

第4章 绝缘的预防性实验	62
4.1 绝缘电阻、吸收比与泄漏电流的测量	63
4.2 介质损耗角正切的测量	67
4.3 局部放电的测量	72
4.4 绝缘油性能检测	75
习题与思考题	83
第5章 电气绝缘高电压试验	84
5.1 工频高电压试验	84
5.2 直流高电压试验	95
5.3 冲击高电压试验	101
习题与思考题	109
第6章 电气绝缘在线检测	110
6.1 变压器油中溶解气体的在线检测	110

6.2 局部放电在线检测	116
6.3 介质损耗角正切的在线检测	117
习题与思考题	119

第3篇 过电压防护与绝缘配合

第7章 输电线路和绕组中的波过程	120
7.1 均匀无损单导线上的波过程	121
7.2 行波的折射和反射	124
7.3 波在多导线系统中的传播	128
7.4 波在传播中的衰减与畸变	130
7.5 绕组中的波过程	132
习题与思考题	138

第8章 输电线路的防雷保护	139
8.1 输电线路的感应雷过电压	139
8.2 输电线路的直击雷过电压和耐雷水平	141
8.3 输电线路的雷击跳闸率	147
8.4 输电线路的防雷措施	148
习题与思考题	150

第9章 电力系统过电压及防护	151
9.1 空载长线的电容效应	152
9.2 不对称短路引起的工频电压升高	155
9.3 谐振过电压	157
9.4 传递过电压	160
9.5 断线引起的铁磁谐振过电压	161
9.6 断线引起的铁磁谐振过电压	164
9.7 合空载线路过电压	168
9.8 切除空载变压器过电压	171
9.9 电弧接地过电压	174
习题与思考题	180

第10章 电力系统绝缘配合	181
10.1 系统中性点接地方式及其对绝缘水平的影响	181
10.2 绝缘配合的原则和方法	182
10.3 变电所电气设备绝缘水平的确定	186
10.4 架空输电线路绝缘水平的确定	189
习题与思考题	193

参考文献	195
------------	-----

第 **1** 篇

高电压绝缘介质

电介质可分为气体介质、液体介质和固体介质 3 大类。实际的绝缘结构常采用几种电介质的组合绝缘。电介质的电气强度是有限的,超过其极限电场强度均会被击穿,研究电介质的电气特性便于确定电力线路和设备的绝缘配置。

第 **1** 章

气体电介质的电气特性

1.1 气体放电的基本物理过程

1.1.1 气体中带电质点的产生和消失

气体是电力系统中使用最多的绝缘介质。气体电介质,特别是空气是电力系统中主要的绝缘介质,输电线路和电气设备的外绝缘都是以空气为绝缘介质。因此,研究气体电介质的电

气特性具有重要的工程意义。

当气体间隙中的电场强度达到某一临界值后,气体间隙中电流剧增,气体介质失去了绝缘能力而被击穿,这种现象称为气体介质的击穿,也称为气体放电。气体击穿后,具有不同的放电形式:在气压低、电源功率较小时,为充满间隙的辉光放电;在大气压下,表现为火花放电或电弧放电;在极不均匀电场中,会在局部电场最强处产生电晕放电。在电场作用下,气体间隙中带电质点的产生与消失决定了气体中的放电现象的强弱与发展。

气体中带电质点的产生有两个途径:一是气体本身发生游离;二是在气体中的金属电极发生表面游离。所谓游离,就是中性质点获得外界能量分解出带电质点的过程。

(1) 气体中带电质点的产生

带电质点可由以下形式的游离形成:

1) 碰撞游离

电场中电子被加速获得动能。如果其动能大于气体质点的游离能,在和气体质点发生碰撞时,就可能使气体质点产生游离分裂成正离子和电子。这种游离称为碰撞游离。这是气体中带电质点数目增加的重要原因。

2) 光游离

电磁射线(光子)的能量 $h\nu$ 等于或大于气体质点的游离能时所引起的游离过程,称为光游离。它在气体放电中起着重要作用。

光具有波动、粒子二重性,光子是携带能量的质点,光游离相当于光子与气体质点发生碰撞。如果光子能量足够大就可以使气体质点在碰撞时发生游离,产生正离子和自由电子,此时产生的电子称为光电子。

在各种气体和金属蒸气中,可见光的光子所携带能量不足以使气体质点游离,因此可知,光不可能发生光游离,但不排除由于分级游离而造成游离的可能性。导致气体光游离的光子可以是伦琴射线、 γ 射线等高能射线,也可以是气体中反激励过程或异号带电质点复合成中性质点过程中释放出的光子,这些光子又可引起光游离。

3) 热游离

因气体分子热运动状态引起的游离称为热游离。其实质仍是碰撞游离和光游离,只是直接的能量来源不同而已。

在常温下,气体质点热运动所具有的平均动能远低于气体的游离能,不足以引起碰撞游离,而在高温下,如电弧放电时,气体温度可达数千摄氏度,此时气体质点动能就足以引起碰撞游离了;此外,高温气体的热辐射也能导致气体质点产生光游离。

4) 表面游离

放在气体中的金属电极表面游离出自由电子的现象称为表面游离。使金属释放出电子也需要能量,以使电子克服金属表面的束缚作用,这个能量通常称为逸出功。各种金属的逸出功比气体的游离能小得多。金属表面游离所需能量可从下述途径获得:

① 正离子碰撞阴极。

正离子在电场中向阴极运动,碰撞阴极时将其能量传递给电子而使金属表面逸出两个电子,其中一个与正离子结合而合成中性质点,另一个才可能成为自由电子。

② 光电效应。

金属表面受到光的照射,也能产生表面游离。

③强场发射。

在阴极附近加上很强的外电场,其电场强度大将电子从阴极表面拉出来,称为强场发射或冷发射。

④热电子发射。

将金属电极加热到很高的温度,可使其中电子获得巨大能量,逸出金属。在电子、离子器件中常利用热电子发射作为电子来源,在强电领域,对某些电弧放电的过程有重要作用。

对于工程上常见的气体间隙的击穿来说,起主要作用的是正离子碰撞阴极的表面游离和光电效应。

需要说明的是:

①不管是什么形式的游离方式,要在气体中产生自由电子,都应使气体外层电子或金属表面电子获得足够能量,以克服原子核的吸引力,且每次满足条件的碰撞不一定都能产生游离过程。

②在气体质点相互碰撞中,还会产生带负电的负离子,这是由于自由电子和气体分子碰撞时,被气体分子吸附而形成负离子。负离子的形成虽然未减少带电质点的数目,但其游离能力比自由电子小得多。因此,负离子的形成对气体放电的发展是不利的,有助于气体抗电强度的提高。

(2) 气体中带电质点的消失

气体中带电质点的消失主要有以下3种方式:

①带电质点在电场作用下作定向运动,流入电极,中和电荷。

②带电质点从高浓度区域向低浓度区域扩散。

③带电质点的复合。带正负电荷的质点相遇,发生电荷的传递、中和而还原成中性质点的过程,称为复合。

气体中存在游离过程,也就存在复合过程。在电场作用下,气体间隙是发展成击穿还是保持其绝缘能力,取决于气体中带电质点的产生与消失的趋势。如果带电质点的产生占主要地位,气体间隙中的带电质点数目就增加,放电就能发展下去导致击穿;如果带电质点的消失占主要地位,气体间隙中带电质点数目就减少,放电就会逐渐停止,气隙尚能起绝缘作用。

1.1.2 汤逊理论和巴申定律

对均匀电场气隙的击穿,可用汤逊理论来描述,这是在20世纪初英国物理学家汤逊(J. S. Townsend)在大量实验的基础上总结出来的。

如图1.1(a)所示,表示一个低气压下电介质为空气的平板电极。紫外线光源通过石英窗口照射到阴极板上,使之发射出光电子,一定强度的光照射所产生的光电子是一个常数。当在极板间加上可变直流电压后,极板间空气间隙的伏安特性如图1.1(b)所示。在 Oa 段,电流随电压升高而增大,这是因为一定强度的光照射所产生的光电子是一个常数,随着电压升高,间隙中带电质点运动速度加大,单位时间内通过所观察面的电子数增多,电流随电压的增加呈线性关系。当电压升到一定值后,电流趋于饱和,这是因为光照射产生的光电子是一个常数的关系,故电流仍取决于外界游离因素(紫外线光照射),而和电压无关,这时气隙仍能良好绝缘。当电压继续升高到 U_0 时,电流随电压升高而迅速增大,这时气隙中必然出现了新的游离因素。此因素是电子在电场作用下,已积累起足以引起游离的能量,当它与气体分子碰撞时,产

生游离,即电子碰撞游离。

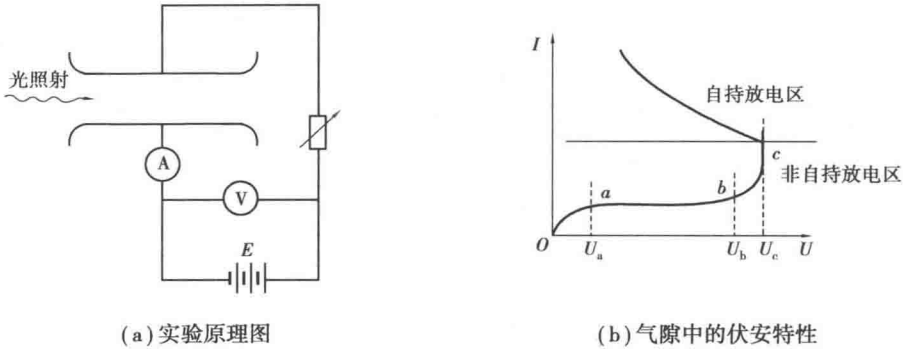


图 1.1 气体间隙放电实验原理图及其伏安特性

设在外部游离因素光照射下产生的一个电子,在电场作用下,这个电子在向阳极作定向运动时不断引起碰撞游离,气体质点游离后新产生的电子和原有电子一起,又从电场获得能量继续沿电场方向运动,引起游离。这样下去,电子数就像雪崩似地增加,形成电子崩,如图 1.2 所示。电子崩的出现,使气隙中带电质点数大增,故电流也大大增加了。

为寻求电子崩的发展规律,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单位距离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。当温度一定时,根据实验和理论推导可知

$$\alpha = Ape^{-BP/E}$$

式中 A, B ——与气体性质有关的常数;

P ——大气压力;

E ——电场强度。

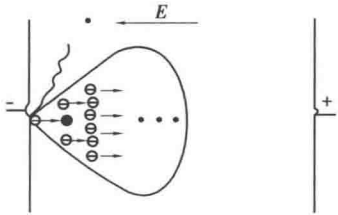


图 1.2 电子崩形成

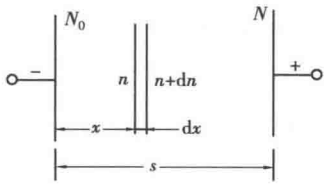


图 1.3 电子崩内电子数

如图 1.3 所示,设一个电子沿电场方向行径 1 cm 时与气体质点发生碰撞游离而产生出的平均电子数为 α 。在外界游离因素光照射下,从阴极出发的 n 个电子,在电场的作用下,获得能量,引起碰撞游离。当到达距阴极 x 处的横截面上,单位时间内单位面积内有 n 个电子飞过。这 n 个电子行过 dx 之后,又会增加 dn 。其数目为

$$dn = \alpha n dx$$

移项得

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \tag{1.1}$$

两边同时积分

$$\int_{N_0}^{N_x} \frac{dn}{n} = \int_0^x \alpha dx$$

当 $x=0$ 时, $n=N_0$, 则

$$N_x = N_0 \exp \int_0^x \alpha dx$$

在均匀电场中, α 是一个常数, 则

$$N_x = N_0 \exp \int_0^x \alpha dx$$

当 $x=s$ 时, 为到达阳极板的电子数:

$$N = N_0 e^{\alpha s} \quad (1.2)$$

此式表明:

① 当一个电子从阴极出发 (即 $N_0=1$) 行经整个间隙距离 s 后, 由于产生碰撞游离, 最终到达阳极的电子总数扣除它本身, 新产生出的电子数是 $(e^{\alpha s} - 1)$ 个, 并同时产生了同 $(e^{\alpha s} - 1)$ 一样多的正离子。由于电子的运动速度比正离子的快得多, 因此当全部电子进入阳极后, 在气隙中遗留下了 $(e^{\alpha s} - 1)$ 个正离子。这样可解释在图 1.1(b) 中电压过 U_b 后随着电压的升高, 电流增加的原因。

② 当外界游离因素消失, $N_0=0$ 时, $N=0$ 即只有碰撞游离因素 (α 过程), 不能维持放电发展。这种需要依靠外界游离因素支持的放电称为非自持放电。

当电压继续升高到达 U_c 后, 电流急剧突增, 气隙转入良好的导电状态, 并伴随着明显的亮、声、热等现象。这说明此时间隙的放电又有了新的特点。当间隙上所加电压增到 U_c 时, 由于强烈的游离将同时产生很多正离子。依上所述, 一个电子行经 s 距离所产生的正离子数为 $(e^{\alpha s} - 1)$ 个, 这些正离子到达阴极时, 使阴极表面游离出新的电子。这些新电子将会在电场作用下向阳极运动, 又产生电子崩, 重复上面的过程。设一个正离子撞击阴极产生出的自由电子数为 γ , γ 称为正离子的表面游离系数, 则 $(e^{\alpha s} - 1)$ 个正离子撞击阴极产生的电子数为: $\gamma(e^{\alpha s} - 1)$ 。只要 $\gamma(e^{\alpha s} - 1) \geq 1$ 即阴极表面至少逸出一个电子, 则即使外界游离因素不复存在, 气隙中游离过程也能继续下去。这种只依靠电场就能维持下去的放电称为自持放电。放电进入自持阶段, 并最终导致击穿。由此, 均匀电场中由非自持放电转为自持放电的条件为

$$\gamma(e^{\alpha s} - 1) \geq 1 \quad (1.3)$$

因为 $e^{\alpha s} \gg 1$, 则上式可简化为

$$\gamma e^{\alpha s} \geq 1$$

此式具有清楚的物理意义。由于偶然因素而产生的一个电子从阴极出发在间隙中引起强烈游离, 游离出的全部正离子 $(e^{\alpha s} - 1)$ 达到阴极能由 γ 过程在阴极表面上至少逸出一个电子, 放电转入自持放电。

由非自持放电转入自持放电的电压称为起始放电电压 U_0 。对均匀电场, 则气隙被击穿, 此后可形成辉光放电或火花放电或电弧放电, 起始放电电压 U_0 就是气隙的击穿电压 U_b 。对不均匀电场, 则在大曲率电极周围电场集中的区域发生电晕放电, 而击穿电压 U_b 比起始放电电压 U_0 可能高很多。

以上描述均匀电场气隙的击穿放电的理论称为汤逊理论。由式(1.3)可推得自持放电时的放电电压

$$U_b = \frac{Bps}{\ln \left[\frac{Aps}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(ps) \quad (1.4)$$

即当气体和电极材料一定时,气隙的击穿电压是气压 p 与间隙距离 s 乘积的函数。这个关系在汤逊理论提出之前就已被巴申(paschen)从实验中总结出来,故称为巴申定律。巴申定律为汤逊理论奠定了实验基础,而汤逊理论为巴申定律提供了理论依据。图 1.4 为几种气体击穿电压与 ps 的实验结果。

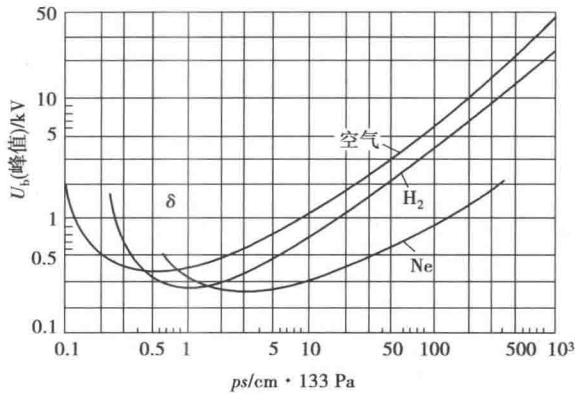


图 1.4 均匀电场中几种气体击穿电压 U_b 与 ps 的关系

式(1.4)还可写为

$$U_b = f(\delta \cdot s) \quad (1.5)$$

式中 δ ——气体相对密度,是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。

这是巴申定律更普遍的形式。由此,可知气体的击穿电压除和气体种类有关外还与气体的状态有关。图 1.4 表明,随着 ps 的变化,击穿电压将出现最小值。曲线中的最小击穿电压与式(1.4)中的最小值相对应。击穿电压 U_b 存在最小值是因为,当 s 一定时,改变气体气压 p , p 增大, δ 随之增大,电子在运动过程中易与气体分子相碰撞,两次碰撞之间走过的路径(自由行程)很小。虽然碰撞次数增多,但电子积累的能量不足以引起气体分子发生游离,因而击穿电压升高;反之, p 减小, δ 随之而减小,电子在运动中碰撞次数减少,击穿电压也升高。当 p 一定时,改变 s 也将改变击穿电压。增大 s 必然要升高电压才能维持足够的电场强度,使间隙击穿;反之,减小 s 而 s 太短时,则电子由阴极运动到阳极时碰撞次数太少,击穿电压也会升高。

1.1.3 流注理论

汤逊理论是在低气压 ps 值较小条件下进行的放电实验基础上总结出来的,对低气压下小间隙的放电现象能作出很好的解释,但对于大气压的放电现象就不再适用。汤逊理论只适用于一定的 ps 范围。通常认为,空气中 $ps > 200 (\text{cm} \cdot 133 \text{ Pa})$ 后,击穿过程将发生变化,不能再用

汤逊理论来说明。

工程中大气压下的气隙的击穿,用汤逊理论不能很好地解释。在汤逊以后,由 Leob 和 Week 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,较好地解释了这些现象。

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,如图 1.5 所示。用流注理论来描述均匀电场中气隙的放电过程,如图 1.6 所示。

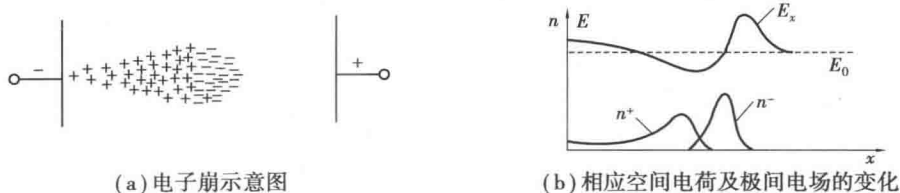


图 1.5 平板电极间电子崩

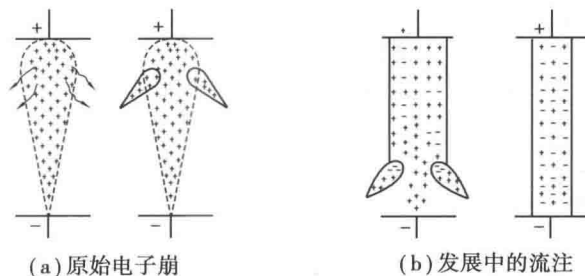


图 1.6 正流注发展机理

当外界电场足够强时,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(称为初始电子崩)。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($1.5 \times 10^7 \text{ cm/s}$),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,电子崩头部集中了电子,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。因此电子崩的游离过程集中于崩头,空间电荷的分布也是极不均匀的,这样当电子崩发展到足够程度后,空间电荷将使外电场发生明显畸变,如图 1.5 所示,大大加强了崩头及崩尾电场而削弱了崩内正负电荷区域之间的电场。

当加在间隙上的电压 $U = U_b$ (间隙的击穿电压)时,电子崩要跑完整个间隙距离 s ,正负离子的浓度才足够大,达到 10^8 数量级,即 $\alpha s = 20$ 。初崩中正负离子间电场大大削弱,复合剧烈进行,同时放出大量光子。这些光子向四周辐射,此时光子能量已足够大,能使中性分子产生光游离,产生新的自由电子(称为光电子)。光电子处于一个被加强了的电场中,非常容易形成新的电子崩(称为二次崩)。二次崩中的电子受初崩中正离子的吸引作用,就注入初崩中,形成了正负离子的混合质通道。此时离子浓度更高,达到 10^{13} 数量级,复合更剧烈进行,又不断向崩尾辐射出光电子,形成新的光游离,不断有光电子和二次崩产生。二次崩电子又不断渗入初崩中来,使正负离子的混合质通道不断伸长。这种正负离子的混合质通道就称为流注。

通过实测发现,流注每厘米有 20 kV 的压降(在均匀电场中,空气的击穿场强为 30 kV/cm)。因此,在均匀电场中流注一旦形成,就大大加强了剩余空间场强,使流注迅速伸长,迅速发展,其发展速度达到 $3 \times 10^8 \sim 3 \times 10^9 \text{ cm/s}$,比电子运动速度还要快,此时流注从阳极向阴极发展,故称阳极流注(或正流注)。当流注一旦达到阴极,将间隙接通,就形成了主放电,强大的电子流通过混合质通道,迅速向阳极跑,由于互相摩擦,产生了几千摄氏度的高温,形成了热游离,主放电由阴极向阳极发展,主放电通道才是等离子体,相当于导体,于是热游离通道贯穿整个间隙,间隙被击穿。由于流注发展速度比电子运动速度快 1~2 个数量级,故在时间和空间上大大加快了击穿过程。另外由于正负离子间的相互吸引,使热游离通道变得很细,故其主放电通道是一细长通道,而不是充满整个电极面的放电,这时阴极材料在整个放电过程中已不起任何作用了。

很明显,流注的形成条件就是流注理论的自持放电条件。

若 $U > U_b$,则电子崩不需要经过整个间隙,其头部的游离程度已足以形成流注了。流注形成后,向阳极发展,所以称为负流注。其特点是部分流注是由于初崩中电子渗入二次崩的正离子中,在负流注的发展中电子的运动受到电子崩留下的正电荷的牵制,所以其发展速度较正流注要小。当流注贯通整个间隙时,间隙就击穿了。

1.1.4 不均匀电场中的放电过程

电力系统中所遇到的绝缘结构大多是不均匀的。不均匀电场的形式很多,绝大多数是不对称电场,少数为对称电场。不对称用棒板间隙来代表,可根据其数据来估计绝缘距离;对称电场用棒-棒或球-球间隙来代表。电场的不均匀程度,用不均匀系数 k_e 表示,它是最大场强 $E_{\max}$ 与平均场强 E_{av} 的比值为

$$k_e = E_{\max} / E_{av} \quad (1.6)$$

其中

$$E_{av} = U/s$$

式中 U ——电极间电压;

s ——电极距离。

$k_e < 2$ 时,是稍不均匀场; $k_e > 4$ 后,是极不均匀场。稍不均匀电场中击穿形式、过程和均匀电场中的类似,虽然电场不均匀,但还不能维持稳定的局部放电,一旦放电达到自持,必然导致整个间隙立即击穿。而在极不均匀场中间隙击穿前出现稳定的电晕放电,且放电过程具有显著的极性效应;间隙距离较长时,将出现先导放电过程。

(1) 电晕放电

在电场极不均匀时,随间隙上所加电压的升高,在大曲率电极附近很小范围的电场足以使空气发生游离,而间隙中大部分区域电场仍然很小。在大曲率电极附近很薄一层空气中将具备自持放电条件,放电仅局限在大曲率电极周围很小范围内,而整个间隙尚未击穿。这种放电称为电晕放电。这是由于大曲率周围的强场区气体游离造成的。伴随强场区中的游离、复合、激励和反激励,发出大量光子,使起晕电极周围有薄薄的紫色光层,称为电晕层,电晕层以外的电场很弱,不再发生游离。

电晕放电是极不均匀电场所特有的一种自持放电形式,是极不均匀电场的特征之一。通常以开始出现电晕时的电压称为电晕起始电压,它低于击穿电压,电场越不均匀,两者的差值越大。

工程上经常遇到极不均匀电场,架空线路就是一个例子。在雨雪等恶劣气候环境下,在高压输电线附近可听到电晕的滋滋声,夜色下还可看到导线周围的紫色晕光,一些高压设备上会发生电晕。电晕放电会造成许多不利影响。气体放电过程中的光、声、热的效应以及化学反应等都要引起能量损耗;同时,放电的脉冲现象会产生高频电磁波,对无线电通信造成干扰;电晕放电还使空气发生化学反应,生成臭氧、氮氧化物等产物,臭氧、氮氧化物是强氧化剂和腐蚀剂,会对气体中的固体介质及金属电极造成损伤或腐蚀。因此,在高压输电线路上应力求避免或限制电晕,特别是超高压系统中,限制电晕引起的能量损耗和电磁波对无线电的干扰已成为必须加以解决的重要问题。

限制电晕最有效的方法是改进电极的形状,增大电极的曲率半径,如采用均压环、屏蔽环;在某些载流量不能满足要求的场合,可采用空心的、薄壳的、扩大尺寸的球面或旋转椭圆等形式的电极,如超高压输电线路采用分裂导线。

电晕损失的大小,与导线表面的电场强度、导线表面状况、线路通过地区的气象条件、线路所在地区海拔高度等因素有关,而导线表面电场强度又和电压等级、实际运行电压、导线间距、导线对地高度、导线半径等情况有关。影响电晕能量损耗的因素很多,使电晕损失计算很复杂。许多国家,按本国的具体情况,采用适合于自己国家的计算方法,如按经验公式计算,按本国气象条件推算,按电晕损失概率曲线推算,查曲线图表等。

对交流电压作用下输电线路上的电晕最早系统研究的是美国工程师皮克(Peck)。他在一系列实验研究的基础上,总结出了计算输电线路上的电晕的经验公式,称为皮克公式。

导线表面起晕场强有效值 $E_{y,e}$ 为

$$E_{y,e} = 21.4\delta m_1 m_2 \left(1 + \frac{0.298}{\sqrt{r_0 \delta}} \right) \quad (1.7)$$

式中 r_0 ——起晕导线的半径,cm;

δ ——空气的相对密度,标准状况下的空气密度为1;

m_1 ——导线表面状态系数,根据不同情况,为0.8~1.0;

m_2 ——气象系数,根据不同气象情况,为0.8~1.0。

三相对称时,导线的起晕临界场电压有效值为

$$U_{y,e} = E_{y,e} r_0 \ln \frac{s}{r_0} = 21.4\delta m_1 m_2 \left(1 + \frac{0.298}{\sqrt{r_0 \delta}} \right) r_0 \ln \frac{s}{r_0} \quad (1.8)$$

式中 s ——线间距离,cm;

r_0 ——导线半径,cm;

$U_{y,e}$ ——起晕临界电压(对地),kV。

导线水平排列时,则上式中的 s 应以 s_m 代替, s_m 为三相导线的几何平均距离,即

$$s_m = \sqrt[3]{s_{ab}s_{bc}s_{ac}} \quad (1.9)$$

式中 s_{ab} 、 s_{bc} 、 s_{ac} ——A-B、B-C、C-A 相间距离。

按以上计算公式,当导线水平排列时,边相导线的起晕电压较中相的略低。电晕损耗功率的经验公式为

$$P = \frac{241}{\delta} (f+25) \sqrt{\frac{r_0}{s}} (U - U_0)^2 \times 10^{-5} \quad (1.10)$$

式中 f ——电源频率,Hz;

U ——运行相电压, kV;

U_0 ——起晕临界相电压, kV;

其他符号的意义同前。

式(1.10)纯粹是由实验得出的,适用于三相对称配置的线路,没有计及对击穿距离的影响,适用于电晕损失较大时,而不适用于较好天气情况和光滑导线。另外,皮克公式出现时,输电电压尚未超过 220 kV,因此,对超高压线路也不适用。

随着输电电压的提高,在超特高压系统中多采用分裂导线,以限制电晕放电和增加线路输送功率。此时很难再用某种简单的统一的公式来计算电晕损失,而只能根据在试验线路上的实验数据,制订出一系列曲线表格,进行综合计算。

在某些特定场合下,电晕放电也有其有利的一面。例如,电晕可削弱输电线上雷电冲击或操作冲击电压波的幅值及陡度;可利用电晕放电改善电场分布;可利用电晕除尘,等等。

(2) 极性效应

在极不均匀电场中,间隙上所加电压不足以导致击穿时,在大曲率电极附近,电场最强,就可发生游离过程,形成电晕放电。在起晕电极附近积聚的空间电荷将对放电过程造成影响,使间隙击穿电压具有明显的极性效应。

决定极性要看表面场强较强的那个电极所具有的极性。在两个电极几何形状不同的场合(如棒-板间隙),极性取决于大曲率半径的那个电极的极性,而在两个电极几何形状相同的场合(如棒-棒间隙),则极性取决于不接地的那个电极的极性。

下面以棒-板间隙为例加以说明。

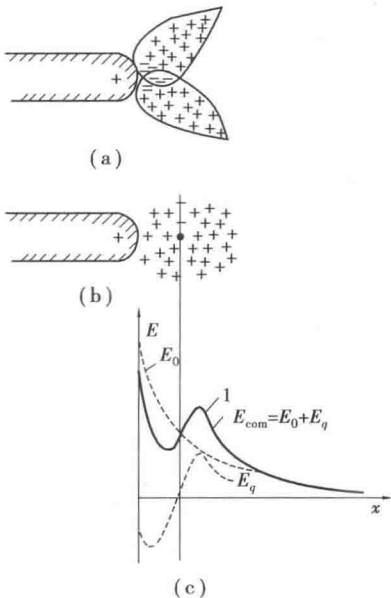


图 1.7 正棒-负板间隙中的电场畸变

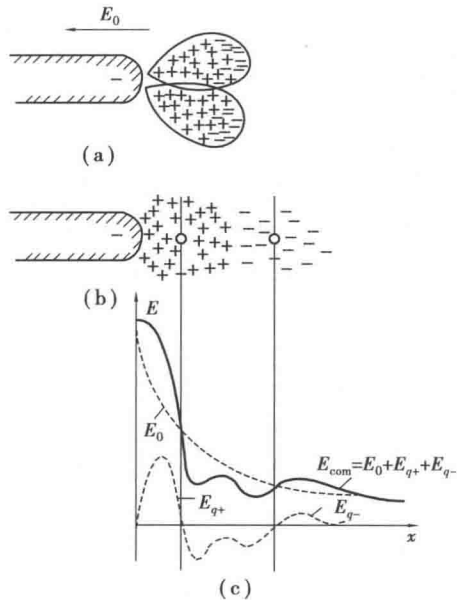


图 1.8 负棒-正板间隙中的电场畸变

棒极为正极性时,如图 1.7(a)所示。电晕放电在棒极附近积聚起正的空间电荷,电子崩头部电子到达棒极后即被中和,如图 1.7(b)所示,从而削弱了紧贴棒极附近的电场,加强了外部空间的电场,如图 1.7(c)所示(图中曲线 1 为外电场的分布)。这样,随着电压升高,电晕放电区不断扩展,强场区将向板极方向推进,好像棒极向板极延伸了似的,使放电向板极迅速

发展。

当棒极为负时,电晕产生后,电子崩由棒极表面出发向外发展,如图 1.8(a)所示。崩头的电子在离开强场区后,不能再引起新的碰撞游离,但仍向板极运行,而在棒极附近是电子崩留下的正的空间电荷,(见图 1.8(b)),将加强与棒极之间的电场,而使其与板极间电场被削弱(见图 1.8(c))。继续升高电压时,电晕区不易向外扩展,整个间隙放电是不顺利的,因而此时间隙的击穿电压要比正极性时高得多,完成击穿的时间也比正极性时长得多。正负流注到达对面极板,间隙被击穿。

当间隙距离较长时,在流注不足以贯穿两极的电压下,仍可发展成击穿。此时将出现逐级推进的先导放电现象。此时流注已发展到足够长度,有较多的电子沿流注通道流向电极,所有电子都将通过通道的根部进入电极,由于剧烈的摩擦产生高温,出现热游离过程。这个具有热游离过程、不断伸长的通道称为先导。先导加强了前方电场,引起新的流注,使先导通道向前逐级伸长。当电压足够高,先导贯穿两极,导致主放电和最终的击穿,间隙被短路,失去绝缘性能,击穿过程就完成了。

综上所述,在极不均匀电场中,气隙较小时,间隙放电大致可分为电子崩、流注和主放电阶段,长间隙的放电则可分为电子崩、流注、先导和主放电阶段。间隙越长,先导过程就发展得越充分。

1.1.5 冲击电压下气体间隙的击穿特性

(1) 标准波形

电力系统中的过电压大多数是一种冲击电压,其持续时间短,在冲击电压下气隙的击穿具有新的特性。

为了在实验室中模拟出实际系统中的过电压,以考验电气设备绝缘介质在过电压下的耐受能力,使所得结果便于比较,各国都制订了冲击电压标准波形。标准波形是根据电力系统中大量实测得到的雷电放电造成的电压波和操作过电压波制订的。

我国规定的标准雷电冲击电压波形与国际电工委员会 IEC 规定的标准波形一致,如图 1.9 所示。冲击波形是非周期性指数衰减波,可用波前时间 T_1 及半峰值时间 T_2 来确定。

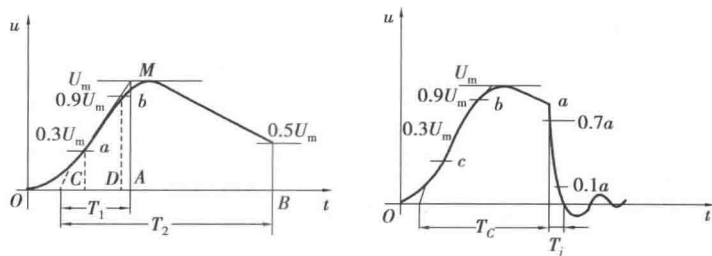


图 1.9 标准雷电冲击电压全波及截波波形

雷电冲击波在实验室中获得时波前起始部分及峰值部分比较平坦,在示波图上不易确定原点及峰值的位置,采用了图中所示的等值斜角波头。取波峰值为 1.0。在 $0.3U_m$ 、 $0.9U_m$ 和 $1.0U_m$ 处作 3 条水平线,与波形分别相交于 a、b 点。直线 ab 与时间轴相交于 O 点,与峰值切线相交于 M 点,OM 线为规定的波前,OM 段在时间轴上的投影即为视在波前时间 $T_1 = T/0.6 = 1.67T$ 。视在半峰值时间 T_2 则从 O 点量至波幅降至 $0.5U_m$ 时对应的时间处。如波形有振荡