

全国高职高专机电类专业规划教材

高电压技术

李玉清 夏 勇 主编

刘福玉 主审



黄河水利出版社

全国高职高专机电类专业规划教材

高电压技术

主 编 李玉清 夏 勇
副主编 周作茂 张 舒 杨思斯
主 审 刘福玉

黄 河 水 利 出 版 社

· 郑 州 ·

内 容 提 要

本书是全国高职高专机电类专业规划教材,是根据教育部对高职高专教育的教学基本要求及全国水利水电高职教研会制定的高电压技术课程标准编写完成的。本书内容包括电介质的绝缘特性及试验诊断、电力系统过电压与绝缘配合两个部分,主要介绍气体、液体和固体介质的绝缘特性及有关的高电压试验技术,过电压产生的物理过程及其防护措施,以及电力系统绝缘配合的基本概念,适当增加了近年来高电压领域的新技术方面的内容,着重阐述了高电压技术的基本概念、基本原理以及工程应用中的关键问题。

本书可作为高职高专电气工程及其自动化相关专业的教材以及成人教育高电压技术课程的教材,也可用做普通高校电力类专业学生的自学参考书以及电力部门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/李玉清,夏勇主编. —郑州:黄河水利出版社,2012. 10

全国高职高专机电类专业规划教材

ISBN 978 - 7 - 5509 - 0338 - 8

I. ①高… II. ①李… ②夏… 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(2012)第 200385 号

组稿编辑:王路平 电话:0371-66022212 E-mail:hhsllwlp@163.com

简 群

66026749

w_jq001@163.com

出 版 社:黄河水利出版社

地址:河南省郑州市顺河路黄委会综合楼14层

邮政编码:450003

发行单位:黄河水利出版社

发行部电话:0371 - 66026940、66020550、66028024、66022620(传真)

E-mail: hhsllcbs@126.com

承印单位:河南地质彩色印刷厂

开本:787 mm × 1092 mm 1/16

印张:18

字数:420千字

印数:1—4 100

版次:2012 年 10 月第 1 版

印次:2012 年 10 月第 1 次印刷

定价:36.00 元

前 言

本书是根据《教育部关于全面提高高等职业教育教学质量的若干意见》(教高[2006]16号)、《教育部关于推进高等职业教育改革创新引领职业教育科学发展的若干意见》(教职成[2011]12号)等文件精神,由全国水利水电高职教研会拟定的教材编写规划,在中国水利教育协会指导下,由全国水利水电高职教研会组织编写的机电类专业规划教材。该套规划教材是在近年来我国高职高专院校专业建设和课程建设不断深化改革和探索的基础上组织编写的,内容上力求体现高职教育理念,注重对学生应用能力和实践能力的培养;形式上力求做到基于工作任务和工作过程编写,便于“教、学、练、做”一体化。该套规划教材是一套理论联系实际、教学面向生产的高职高专教育精品规划教材。

高电压技术是发电厂及电力系统等专业的一门主干专业课,在电力系统中占有举足轻重的地位,这是因为高电压技术课程所讲授的内容是电力系统的基本知识,是电力系统日常生产、技术监督、设备管理、运行管理不可或缺的专业知识。特别是近年来随着我国电力系统的发展,新的电压等级——1 000 kV 特高压电网的建设,全国联网,西电东送,新产品、新设备、新技术的大量应用,高电压技术专业知识显得尤为重要。另外,我国电力事业正处于飞速发展的时代,一些老式设备、技术不断被淘汰,新产品、新技术不断涌现,新问题、新矛盾不断发生,因而我们的专业主干课——高电压技术的相关内容也应随之不断发展和更新,应紧密结合电力系统的生产实际和发展需要以及实际需求进行调整。该书编写的目的就是尽可能地结合电力系统的生产实际和技术进步,服务于电力生产、科研,最大可能地反映电力系统的实际需求。

本书在总结编者多年实际工作经验的基础上,参考了多个版本的《高电压技术》、《高电压工程》和国内外大量的论文、专著及研究文献,整合了近年来的相关成果。除全面反映高电压技术所包含的高电压绝缘、高电压试验和电力系统过电压这三个方面的基础知识外,为了更好地反映电力系统的生产实际和发展,本书在以下几个方面做了较大的调整:

(1)除介绍常见气体、固体、液体的绝缘特性外,还增加了 SF₆ 气体的绝缘特性等内容,因为 SF₆ 气体在电力系统中得到了越来越广泛的应用。

(2)增加了电力系统防污闪技术的内容,因为电气设备的污闪及其防护在我国电力系统中已占有非常重要的地位,从输变电设计、产品设计到运行管理、安全管理、设备检修、维护,以及反事故技术措施等,无不与污闪与防污闪相关。

(3)强化了常用电气设备的试验分析和判别,因为学生毕业后是要服务于电力系统的,掌握电气设备的基本试验方法,并能根据试验结果对电气设备的状态进行分析判断,对电力系统的绝缘监督、技术管理是非常重要的。

本书编写人员及编写分工如下:三峡电力职业学院李玉清编写了第一、二、三章,长江工程职业技术学院夏勇编写了第四章及附录,三峡电力职业学院周作茂编写了第五、六

章,三峡电力职业学院张舒编写了第七章,湖南水利水电职业技术学院杨思斯编写了第八章。全书由李玉清、夏勇担任主编,并由李玉清负责全书内容的统编和定稿;由周作茂、张舒、杨思斯担任副主编;由重庆水利电力职业技术学院刘福玉担任主审。

本书编写过程中得到了三峡电力职业学院领导的大力支持和帮助;广东顺德金言电气高级工程师陈猷清、振源电力设备有限公司高级工程师黄成明以及武汉供电局高级工程师余乐等,对本书的编写也给予了大力支持和帮助,在此一并致以衷心的感谢!

由于编者水平有限,加上成书时间仓促,书中错误和不足之处在所难免,欢迎读者批评指正。

编 者

2012 年 5 月

目 录

前 言

第一篇 电介质的绝缘特性及试验诊断

第一章 气体介质的绝缘特性	(1)
第一节 带电粒子的产生和消失	(2)
第二节 均匀电场中气体放电的两个理论	(6)
第三节 均匀和稍不均匀电场中气体放电特性	(14)
第四节 极不均匀电场中气体放电特性	(16)
第五节 雷电和操作冲击电压下气隙的击穿特性	(21)
第六节 大气条件对气隙击穿电压的影响	(28)
第七节 提高气隙绝缘强度的方法	(30)
第八节 气体中的沿面放电	(33)
习 题	(39)
第二章 液体和固体介质的绝缘特性	(42)
第一节 液体和固体介质的极化	(42)
第二节 电介质的电导	(48)
第三节 电介质的损耗	(52)
第四节 液体电介质的击穿特性与改进措施	(56)
第五节 固体电介质的击穿特性与改进措施	(61)
第六节 电介质的老化	(65)
第七节 组合绝缘的电气特性	(69)
习 题	(73)
第三章 高电压试验技术	(75)
第一节 概 述	(75)
第二节 绝缘电阻的测量	(75)
第三节 泄漏电流的测量	(82)
第四节 介质损耗角正切值的测量	(84)
第五节 局部放电试验	(88)
第六节 工频交流耐压试验	(95)
第七节 直流耐压试验	(102)
第八节 冲击电压试验	(105)
第九节 高电压测量技术	(110)
第十节 电压分布的测量	(115)

第十一节 绝缘状况的综合判断与在线检测	(117)
习 题	(123)

第二篇 电力系统过电压与绝缘配合

第四章 线路和绕组中的波过程	(127)
第一节 波沿均匀无损单导线的传播	(128)
第二节 行波的折射和反射	(134)
第三节 行波穿过串联电感和旁过并联电容	(141)
第四节 行波的多次折射、反射	(146)
第五节 波在平行多导线系统中的传播	(148)
第六节 行波在有损耗线路上的传播	(150)
第七节 变压器绕组中的波过程	(153)
第八节 旋转电机绕组中的波过程	(161)
习 题	(163)
第五章 雷电及防雷设备	(165)
第一节 雷电放电和雷电过电压	(165)
第二节 防雷保护装置	(176)
习 题	(196)
第六章 电力系统防雷保护	(197)
第一节 架空输电线路的防雷保护	(197)
第二节 发电厂和变电所(站)的防雷保护	(208)
第三节 旋转电机的防雷保护	(221)
习 题	(226)
第七章 电力系统内部过电压	(228)
第一节 操作过电压	(229)
第二节 暂时过电压	(248)
习 题	(261)
第八章 电力系统绝缘配合	(263)
第一节 绝缘配合的基本概念	(263)
第二节 中性点接地方式对绝缘水平的影响	(265)
第三节 绝缘配合的惯用法	(266)
第四节 绝缘配合的统计法	(269)
第五节 架空线路的绝缘配合	(270)
习 题	(275)
附 录	(276)
参考文献	(282)

第一篇 电介质的绝缘特性及试验诊断

电介质也称为绝缘体,是指具有极高电阻率(约 $10^{19} \Omega \cdot \text{m}$)的物质,在电力系统和电气设备中是作为绝缘材料使用的,即将电位不等的导体分隔开,使之没有电气连接而保持不同的电位。尽管电介质的种类较多,但按其物质形态一般可分为气体介质、液体介质和固体介质三类。在实际的绝缘结构中,常将几类电介质联合构成组合绝缘,如电气设备的外绝缘多由气体介质(如空气)和固体介质(如绝缘子)联合构成,内绝缘则一般由固体介质和液体介质(变压器油)联合构成。

电介质确实有良好的绝缘性能,因而能得到广泛应用,但其电气强度总是有限的,超过某种限度,电介质就会被击穿而丧失其绝缘性能,甚至演变成导体。因此,在强电场(电场强度等于或大于放电起始场强或击穿场强)中,电介质表现为放电、闪络、击穿等电气特性,研究和分析这些电气特性对工程实际具有重要意义。下面首先讨论在强电场中电介质的放电、闪络、击穿等电气特性。

第一章 气体介质的绝缘特性

气体介质如空气、 SF_6 气体等,是电力系统中常用的绝缘材料。例如,常见的架空输电线路相与相之间、导线与地线之间、导线与杆塔之间、变压器引出线之间等都是以空气作为绝缘介质的;在以往的空气断路器中,以压缩空气作为绝缘和灭弧介质;在某些充气电缆和高压电容器中,特别是气体绝缘组合电器(GIS)中,更是采用高电气强度的 SF_6 气体作为绝缘介质。此外,在一些固体和液体介质的内部也或多或少地存在小气泡,影响它们的绝缘特性。所以,气体放电机理的研究,是高电压技术中一项基本前提,它影响着后续的液体与固体介质击穿机理的研究。

如果气体介质中不存在带电粒子,则气体是不导电的。但在通常情况下,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粒子(约为 $1\,000$ 对/ cm^3),在电场作用下,这些带电粒子沿电场方向运动,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,由于带电粒子极少,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。当气体中存在电场时,气体中的带电粒子进行着十分复杂的运动:一方面和中性分子一样进行着热运动;另一方面沿电场方向作定向运动或漂移,同时不可避免地与中性分子发生碰撞。其运动轨迹大致描述如图 1-1 所示。

如果把单位行程中的碰撞次数 N_p 的倒数 λ 定义为带电粒子的平均自由行程长度,则实际的自由行程长度是一个随机量,粒子的自由行程等于或大于某一距离 x 的概率为

$P(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}}$, 在大气压 (101.325 kPa) 和常温下, 空气中电子的平均自由行程长度的数量级为 10^{-5} cm。

当加在气体间隙 (简称气隙) 上的电场强度达到某一临界值后, 气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体的击穿电压或放电电压。均匀电场中, 击穿电压与间隙距离之比称为气体介质的击穿场强。

击穿场强反映了介质耐受电场作用的能力, 也即该气体的电气强度, 或者称气体的绝缘强度。在不均匀电场中, 击穿电压与间隙距离之比称为气体介质的平均击穿场强。

气体间隙击穿后, 随电源容量、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, 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, 即为局部放电。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, 当输电线路路上出现较高的电压时, 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, 称为不可自恢复绝缘。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, 能自行恢复其绝缘性能, 故称为自恢复绝缘。

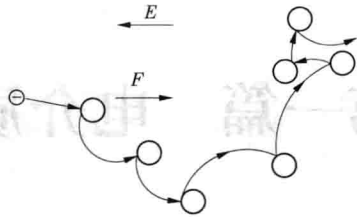


图 1-1 在电场作用下气体中带电粒子的运动轨迹

第一节 带电粒子的产生和消失

电力系统中所使用的电气设备 (如架空线) 都在不同程度上以不同形式利用气体介质作为绝缘材料。纯净的中性状态的气体是不导电的, 只有在气体中出现了带电粒子 (电子、正离子、负离子) 以后才可能导电, 并在电场的作用下发展成各种形式的放电现象。为了分析气体的放电过程, 我们首先了解气体中带电粒子产生和消失的过程及条件。

一、带电粒子的产生

在电场的作用下气体间隙中能发生放电现象, 说明其中存在带电粒子。这些带电粒子主要是由气体原子游离产生的。原子在外界因素作用下, 使其一个或几个电子脱离原子核的束缚而形成自由电子和正离子的物理过程称为游离, 它是气体放电的首要前提。

原子通常处于正常状态且具有最小能量。当原子获得外加能量时, 电子有可能跃迁到能量较高的状态, 也就是一个或若干个电子有可能转移到离核较远的轨道上去, 该现象称为激励或激发。激励过程所需的能量称为激励能, 等于该轨道和常态轨道的能级差。激励状态存在的时间很短, 电子将自动返回到常态轨道上去, 此时产生激励时所吸收的外加能量以辐射能 (光子) 的形式放出。如果原子获得的外加能量足够大, 电子还有可能跃

迁到能量更高的状态,甚至脱离原子核而成为自由电子,这时原来中性的原子发生了游离,分解成两种带电粒子,即电子和正离子。我们定义使基态原子或分子中结合最松弛的那个电子游离出来所需要最小能量称为游离能。表 1-1 所示为几种常用气体的激励能与游离能。

表 1-1 几种常用气体的激励能与游离能

气体	N ₂	O ₂	H ₂	CO ₂	H ₂ O	SF ₆
激励能(eV)	6.1	7.9	11.2	10.0	7.6	6.8
游离能(eV)	15.6	12.5	15.4	13.7	12.8	15.6

注:1eV=1.6×10⁻¹⁹ J。

游离所需的能量通过不同的形式传递给气体分子,诸如光能、热能、机械能等,对应的游离过程分别称为光游离、热游离和碰撞游离等,此外还有电极表面的游离,下面分而述之。

(一)光游离

由光辐射引起气体原子(或分子)的游离称为光游离。频率为 ν 的光子的能量为

$$W = h\nu \tag{1-1}$$

式中 h ——普朗克常数, $h=6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}=4.136 \times 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$ 。

当满足以下条件时,产生光游离

$$h\nu \geq W_i \quad \text{或} \quad \lambda \leq \frac{hc}{W_i} \tag{1-2}$$

式中 λ ——光的波长,m;

c ——光速, $c=3 \times 10^8 \text{ m/s}$;

W_i ——气体的游离能,eV。

式(1-2)说明,光的波长越短,就越容易引起光游离。据此,各种可见光都不能使气体直接发生光游离,紫外线也只能使少数几种游离能特别小的金属蒸气发生光游离,只有那些波长更短的高能辐射线,如 X 射线、 γ 射线等,才能使气体发生光游离。

(二)热游离

气体在热状态下引起的游离过程称为热游离。由于分子的热运动,各气体分子具有不尽相同的动能,但其平均值与气体的温度成正比,即

$$W = \frac{3}{2}KT \tag{1-3}$$

式中 K ——波茨曼常数, $K=1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$;

T ——绝对温度,K。

常温下,气体分子的平均动能比其游离能要小得多,因而发生热游离的概率极小。但在高温下,如气体中发生电弧放电,电弧的温度高达 1 000 ~ 9 000 K,足以使气体分子游离。于是,产生热游离的条件为

$$\frac{3}{2}KT \geq W_i \tag{1-4}$$

式中 W_i ——气体的游离能。

不同的气体,其游离能不尽相同。如空气,当其温度高于 10 000 K 时,才需考虑热游离;而达到 20 000 K 时,几乎全部的分子都处于热游离状态。

(三) 碰撞游离

气体中的电子在电场力的作用下获得加速后和气体分子碰撞时,把动能传给气体分子引起的游离称为碰撞游离。

设电场强度为 E , 电子移过距离 x 所获得的动能为

$$W = \frac{1}{2}mv^2 = q_e Ex \quad (1-5)$$

式中 m ——电子的质量;

v ——电子运动速度;

q_e ——电子的电荷量;

E ——外电场强度;

x ——电子移动的距离。

如果 W 大于或等于气体分子的游离能 W_i , 该电子就有足够的能量完成碰撞游离。于是,碰撞游离时应满足条件

$$q_e Ex \geq W_i \quad (1-6)$$

由此可得,电子为造成碰撞游离而必须飞越的最短距离为

$$x_i = \frac{W_i}{q_e E} = \frac{U_i}{E} \quad (1-7)$$

式中, U_i 为气体的游离电位,在数值上与以 eV 为单位的 W_i 相等。 x_i 的大小取决于场强 E , 增大气体中的场强将使 x_i 值减小,可见提高外加电压将使碰撞游离的概率和程度增大。

(四) 电极表面的游离

电子从金属电极表面逸出来的过程称为表面游离。电子从金属表面逸出时需要一定的能量,称为逸出功。各种金属的逸出功是不同的,如表 1-2 所示。

表 1-2 部分金属的逸出功

金属	铁(Fe)	铝(Al)	铜(Cu)	银(Ag)	铯(Cs)	氧化铜(CuO)
逸出功(eV)	3.9	1.8	3.9	3.1	0.7	5.3

比较表 1-2 与表 1-1 数据可知:金属的逸出功要比气体分子的游离能小得多,也就是说,金属电极表面游离比气体空间游离更容易发生。因而,在许多情况下,金属电极表面游离在气体放电过程中起着十分重要的作用。随着外施能量形式的不同,当逸出功小于游离能时,阴极表面游离可在下列情况下发生:

(1) 正离子撞击阴极表面。正离子所具有的能量为其动能和势能之和,其势能等于气体的游离能 W_i 。通常正离子的动能不大,可以忽略不计,那么只有在它的势能等于或大于阴极材料的逸出功的两倍时,才能引起阴极表面的电子发射。因为首先要从金属表面拉出一个电子,使之和正离子结合成一个中性分子,正离子才能释放出全部势能而引起更多的电子从金属表面逸出。从表 1-1 和表 1-2 不难看出,这个条件是可以满足的。

(2) 光电子发射。金属阴极表面在光的照射下,会引起光电子发射,其条件是光子的

能量应大于金属的逸出功。由于金属的逸出功比起气体的游离能要小得多,所以紫外线及以上的短波辐射都能引起金属表面游离。

(3)热电子发射。金属中的电子在高温下获得足够的动能而从金属表面逸出的现象,称为热电子发射。在许多电子和离子的器件中常利用加热阴极来实现电子发射。

(4)强场发射。也称冷发射,是指当阴极表面附近存在很强的电场时,能使阴极发射电子的现象。一般常态气体的击穿场强远小于此值,所以常态气体的击穿过程完全不受强场发射的影响,但在高压下,特别是在压缩的高电气强度气体的击穿过程中,强场发射能起一定作用,而在真空的击穿过程中,强场发射更是起着决定性的作用。

二、带电粒子的消失

上述带电粒子的产生途径是多种多样的,均可归结为因游离过程而产生,但同时还存在相反的过程,即带电粒子的消失过程。在电场作用下,气体中的放电是不断发展以致击穿或是气体还能保持其电气强度而起绝缘作用,取决于这两种过程的失衡发展情况。

带电粒子的消失可能有以下几种情况:

(1)中和。指带电粒子在电场的驱动下做定向运动,在到达电极时,消失于电极上而形成外电路中的电流的现象。

(2)扩散。指带电粒子因热运动,从高浓度区域向低浓度区域移动而逸出气体放电空间的现象。这可使放电通道中的带电粒子数减少,以致放电过程减弱或停止。扩散与气体状态有关,气体的压力越大或(和)温度越高,扩散过程越强;反之,气体的压力越小或(和)温度越低,扩散过程越弱。

(3)复合。当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相互中和、还原为分子的过程,这种现象称为复合。如果复合发生在电子和正离子之间,就称为电子复合,其结果是产生一个中性分子。如果复合发生在正离子和负离子之间,就称为离子复合,其结果是产生两个中性分子。

并不是异号带电粒子每次相遇都能引起复合,复合的强度取决于异号带电粒子的浓度大小和相互接近的时间长短。粒子的浓度越小,粒子间的相对速度越大,相互作用的时间越短,复合的可能性越小;反之,复合的可能性越大。气体中电子的速度比离子的大得多,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。不管怎样,复合都会以光子的形式释放出多余的能量,而这种光辐射在一定条件下又能导致其他气体分子的游离,使气体放电出现跳跃式的发展。

(4)附着。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所放出的能量称为电子的亲能和。电子亲和能的大小可用来衡量原子俘获一个电子的难易。电子的亲能和越大,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,因而具有很大的亲和能。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,惰性气体和氮气则不会形成负离子。

如前所述,离子的游离能力不如电子。电子被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尽管并未使气体中带电粒子的数目改变,但却能使自由电子数减少,因而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,这是值得利用的。

第二节 均匀电场中气体放电的两个理论

在 20 世纪初期,英国物理学家汤逊(Townsend)在均匀电场、低气压、短间隙的条件下进行了放电实验,依据实验研究结果提出了比较系统的理论和计算公式,解释了整个气体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研究奠定了基础。随着电力系统电压等级的提高和实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实验研究逐渐发展起来,在此基础上,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 p 和极间距离 d 的乘积在广阔范围内的气体放电现象。

一、汤逊放电理论

(一) 均匀电场中气体间隙的伏安特性

如图 1-2 所示,放置在空气中的平行板电极,极间电场是均匀的。在外部光源的照射下,两平行板电极间的气体一方面由于游离而不断产生带电粒子,另一方面,正、负带电粒子又在不断复合,这种动态平衡的结果使气体空间存在一定浓度的带电粒子。电极间施加电压后带电粒子沿电场方向运动,电路中出现电流。外施电压 U 逐渐升高,电流 I 也发生变化。

图 1-3 所示为实验所得平行板电极(均匀电场)间气体中的电流 I 与所加电压 U 的关系,即伏安特性。在曲线 oa 段, I 随 U 的提高而增大,这是由于电极空间的带电粒子向电极运动加速而导致复合数的减少所致。在曲线 ab 段,当电压达到 U_a 以后,电流趋向于饱

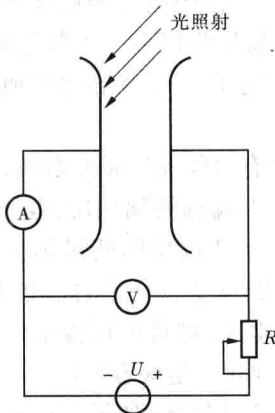


图 1-2 实验原理图

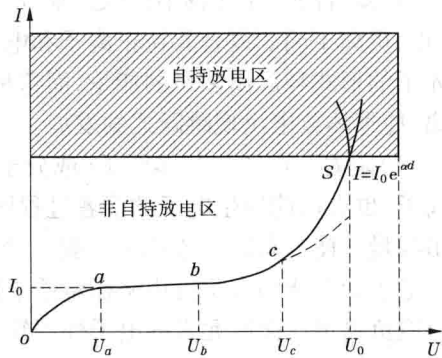


图 1-3 均匀电场中气体的伏安特性

和值 I_0 ，这是因为这时在单位时间内由外界游离因素作用而在此间隙中所产生的带电粒子几乎全部参与导电，电流值仅取决于游离因素的强弱而与所加电压无关。所以，电流趋于饱和，但饱和电流密度数值极小，约为 10^{-19} A/cm^3 的数量级，此时气体间隙仍处于良好绝缘状态。当电压提高到 U_b 以后，电流又开始随电压的升高而增大，这是由于电压升高，电场增强，气隙中出现了新的游离因素，即产生了电子的碰撞游离，从而产生了更多的带电粒子。电压升高到某一临界值 U_0 时，电流急剧增加，气隙被击穿，并伴有发光、发声等现象，即此时气体转入良好的导电状态而丧失绝缘性能。

从实验所得伏安特性可知，外施电压小于 U_0 时，气隙内虽有电流，但其数值很小，通常远小于微安级。此时，气体本身的绝缘性能尚未被破坏，间隙未被击穿，而且这时间隙的电流要依靠外界游离因素才能维持。如果取消外界游离因素，那么电流也将消失。这类依靠外界游离因素的存在而维持的放电叫非自持放电。在电压达到 U_0 以后，气体中发生了强烈的游离，电流急剧增加，且此时气隙中的游离过程只靠外施电压就能维持，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 30 kV(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，此时的起始放电电压是间隙的电晕起始电压，而击穿电压则比起始放电电压高得多。

(二) 汤逊理论

在图 1-3 中，当气体间隙上所施加的电压超过 U_0 以后，之所以会出现电流的迅速增长，是因为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。这些起始电子在较强的电场作用下，从阴极奔向阳极的过程中不断加速，其动能增加，并不断地与气体分子（原子）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中获得足够的能量，继续不断地与气体分子（原子）碰撞，引起新的碰撞游离。这样，就出现了一个数量大增、迅猛发展的碰撞游离，使间隙中的带电粒子数迅速增加，此过程如同冰山上发生雪崩一样，形象地称之为电子崩，其形成示意图如图 1-4 所示。

碰撞游离及由此而产生的电子崩是气体间隙得以放电的必要条件。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（1 cm）里所发生的碰撞游离次数。 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

$$\alpha = Ape^{-Bp/E} \quad (1-8)$$

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 1-5 所示，为了计算粒子数，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

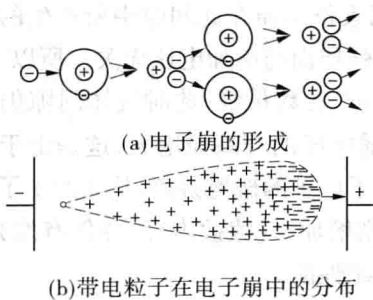


图 1-4 电子崩形成示意图

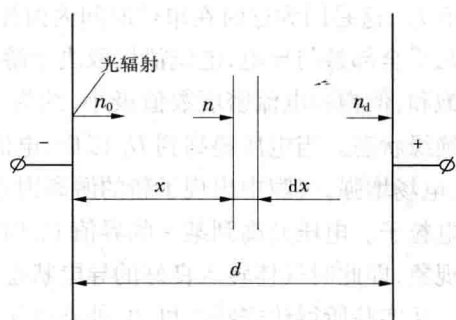


图 1-5 电子崩中电子数计算图

$$dn = n\alpha dx$$

将之变形为

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

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,发展成电子崩,经距离 d 而进入阳极的电子数为

$$n_d = n_0 e^{\int_0^d \alpha dx}$$

当气压保持一定,且电场均匀时, α 为常数,上式变为

$$n_d = n_0 e^{\alpha d} \quad (1-9)$$

式(1-9)就是电子崩发展的规律,呈现出指数特性。

电子崩过程中新增加的电子数或正离子数应为

$$\Delta n = n_d - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1) \quad (1-10)$$

将式(1-10)的等号两侧乘以电子的电荷量 q_e , 即得电流关系式

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1-11)$$

式中, $I_0 = n_0 q_e$, 即图 1-3 中由外界游离因素所造成的饱和电流 I_0 。

式(1-11)表明,虽然电子崩电流按指数规律随极间距离 d 的增大而增大,但这时放电还不能自持,因为一旦除去外界游离因素(令 $I_0 = 0$), I 即变为零。

其实,碰撞游离系数 α 是与电场强度和电子平均自由行程 λ_e (即气体状态)等因素有关的。根据碰撞游离系数 α 的定义,即可得出

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{x}{\lambda_e}} = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{U}{\lambda_e E}} \quad (1-12)$$

由式(1-12)不难看出,电场强度 E 增大时, α 急剧增大;又因为 $\lambda_e \propto \frac{T}{p}$, p 很大时,或 p 很小时, α 值都比较小。这是因为高压时,单位长度上的碰撞次数很多,但能引起游离的概率很小;低气压和真空时,尽管电子很容易积累到足够的动能,但总的碰撞次数少,故 α 也比较小。所以,在高压和高真空下,气隙不易发生放电现象,具有较高的电气强度。

若 $n_0 = 1$, 则

$$n_d = e^{\alpha d} \quad (1-13)$$

该表达式的含义即为：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 $e^{\alpha d}$ 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

$$n_+ = e^{\alpha d} - 1 \quad (1-14)$$

如图 1-3 所示，当气隙电压大于 U_0 时，电流 I 随电压 U 的增大不再遵循 $I = I_0 e^{\alpha d}$ 的规律，而是更快一些。这是因为又出现了促进放电的新因素，也就是受在电子崩的形成过程中所产生的正离子的影响。在电场作用下，正离子向阴极运动，由于它的平均自由行程长度较短，不易积累动能，所以在与气体分子发生碰撞时很难使之游离。但当正离子到达阴极附近时，或者是加强了阴极的电场，或者是撞击阴极表面，引起电极表面游离而拉出电子，部分电子和正离子复合，其余部分则向着阳极运动和形成新的电子崩。

如果电压足够大，初始电子崩中的正离子在阴极上产生出来的新电子等于或大于 n_0 ，即使除去外界游离因素的作用，放电也不会停止，这就变成了自持放电。

由自持放电的概念出发，可推出当满足以下条件时，会发生自持放电：

令 γ 表示一个正离子撞击到阴极表面时产生出来的二次电子数，设阴极表面在单位时间内发射出来的电子数为 n_c ，按式 (1-9)，它们在到达阳极时将增加为 n_α ，即

$$n_\alpha = n_c e^{\alpha d} \quad (1-15)$$

n_c 包含有两部分电子：一部分是外界游离因素所造成的 n_0 ，另一部分是前时产生出来的正离子在阴极上造成的二次电子数。当放电达到某种平衡状态时，每秒从阴极上逸出的电子数均为 n_c ，则上述第二部分的二次电子数由式 (1-14) 应等于 $\gamma n_c (e^{\alpha d} - 1)$ ，则

$$n_c = n_0 + \gamma n_c (e^{\alpha d} - 1) \quad (1-16)$$

代入式 (1-15) 整理可得

$$n_\alpha = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1-17)$$

等式两边均乘以电子的电荷 q_e ，即可得

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1-18)$$

由上式可知，如果忽略正离子的作用，即令 $\gamma = 0$ ，上式就变成 $I = I_0 e^{\alpha d}$ ，即为式 (1-11)。

如果 $(e^{\alpha d} - 1)$ 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，发展成新的电子崩。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

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1-19)$$

在不均匀电场中，由于各点的电场强度不一样，因而各处的 α 值也不同，自持放电条件应为

$$\gamma(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1) = 1 \quad (1-20)$$

综上所述,英国物理学家汤逊,依据大量实验事实,提出了比较系统的气体放电理论,其实质是:电子崩和阴极上的正离子游离过程为气体放电的决定因素,电子碰撞游离是气体放电的主要原因;二次电子来源于正离子撞击阴极使阴极表面逸出电子,逸出电子是维持气体放电的必要条件。所逸出的电子能否接替起始电子的作用是自持放电的判据。

汤逊理论只能适用于低气压、短气隙($pd \leq 26.66 \text{ kPa} \cdot \text{cm}$)的情况,因为在这种条件下不会出现下面将要表述的流注放电现象。

(三)巴申定律

根据汤逊理论的自持放电条件 $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ 以及碰撞游离系数 α 与气压 p 、电场强度 E 的关系式(式(1-8))(当气体温度 T 不变时),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(1-19)改写为 $e^{\alpha d} = 1 + \frac{1}{\gamma}$,两边取自然对数得

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1-21)$$

式(1-21)说明,一个电子经过极间距离 d 所产生的碰撞游离数 αd 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(1-8)代入式(1-21),并设此时 $E = E_0 = \frac{U_0}{d}$, E_0 及 U_0 分别为均匀电场中气隙的起始场强及起始电压,则得

$$Apde^{-Bpd/U_0} = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

整理后得

$$U_0 = \frac{Bpd}{\ln\left[\frac{Apd}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right]} \quad (1-22)$$

即可简写为

$$U_0 = f(pd) \quad (1-23)$$

这个结果就是巴申定律。

由于均匀电场气隙的击穿电压 U_b 等于它的自持放电起始电压 U_0 ,上式又可以写为

$$U_b = f(pd) \quad (1-24)$$

物理学家巴申远在汤逊以前(1889年)就从低气压下的实验中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_b 是气体压力 p 和极间距离 d 乘积的函数。

图 1-6 为由式(1-24)所绘出的在均匀电场中几种气体的击穿电压与 pd 乘积的关系曲线,称为巴申曲线。

该曲线形似字母“U”,这一方面表明在某一个 pd 值下,击穿电压 U_b 具有最小值。这是对气体游离最有利的情况。另一方面又表明,改变极间距离 d 的同时,也相应改变气压 p 而使 pd 的乘积不变,则极间距离不等的气隙,其击穿电压却可彼此相等。

由巴申曲线还可知,当极间距离 d 不变时,提高气压或降低气压到真空,都可以提高气隙的击穿电压。这是因为,当 d 一定时,气体压力 p 增大,气体相对密度 δ 随之增大,电