

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



GAODIANYA JISHU

高电压技术

赵玉林 主编



中国电力出版社

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

普通高等教育“十五”规划教材
PUTONG GAODENG JIAOYU SHIYIWU GUIHUA JIAOCAI



中国电力出版社出版

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

GAODIANYA JISHU

高电压技术

主 编 赵玉林

副主编 朱学东

编 写 沈 琴 刘振宇

高晶晶 马淋淋

主 审 朴在林

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

8MT.VI

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

中国电力出版社出版

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

中国电力出版社出版

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

中国电力出版社

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

（北京） 100044 号 8 100044 号 8 100044 号 8

本书为普通高等教育“十一五”规划教材。

本书重点介绍地方电力系统的高电压技术,同时对超高压系统的相关内容和近年在电力系统中应用的相关新技术也作了适当介绍。全书共分十章,主要内容包括气体电介质的电气强度,液体、固体电介质的电气性能,线路和绕组中的波过程,雷电及防雷装置,输电线路的大气过电压和防雷保护,发电厂和变电所的防雷保护,电力系统内部过电压,电力系统的绝缘配合,高电压试验技术,电力系统主要电气设备绝缘预防性试验方法。

本书可作为高等院校电气工程及其自动化、农业电气化与自动化专业的教材,也可供电力系统有关技术人员参考。

林正雄 主編
宋學未 主編
謝 可 主編

高电压技术/赵玉林主编. —北京: 中国电力出版社, 2008
普通高等教育“十一五”规划教材

ISBN 978-7-5083-7361-4

I. 高… II. 赵… III. 高电压-技术-高等学校-教材
IV. TM8

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2008) 第 082087 号

中国电力出版社出版、发行

(北京三里河路6号 100044 <http://jc.cepp.com.cn>)

航远印刷有限公司印刷

各地新华书店经售

*

2008年7月第一版 2008年7月北京第一次印刷
787毫米×1092毫米 16开本 14.25印张 341千字

定价 22.80 元

敬告读者

本书封面贴有防伪标签，加热后中心图案消失

本书如有印装质量问题，我社发行部负责退换

版權專有 翻印必究

前言

为贯彻落实教育部《关于进一步加强高等学校本科教学工作的若干意见》和《教育部关于以就业为导向深化高等职业教育改革的若干意见》的精神,加强教材建设,确保教材质量,中国电力教育协会组织制订了普通高等教育“十一五”教材规划。该规划强调适应不同层次、不同类型院校,满足学科发展和人才培养的需求,坚持专业基础课教材与教学急需的专业教材并重、新编与修订相结合。本书为新编教材。

从事电力系统设计、安装调试及运行的工程技术人员,都会遇到有关电气设备绝缘介质电气特性、电力系统过电压及其防护、如何保证电气设备供电可靠性等诸多属于高电压技术领域的问题。本教材就是针对电气工程及其自动化专业、农业电气化与自动化专业应用型人才培养方案的特点编写的。在内容方面,对传统的高电压技术进行了一定量删减的同时,增加了近几年高电压技术领域的最新成果。在编写体系上,采用电气绝缘基本理论,电力系统过电压及其防护技术及绝缘配合技术,最后介绍高电压试验技术。在叙述方面,力求深入浅出,强调物理概念。本书可作为电气工程及其自动化专业、农业电气化与自动化专业(电力系统自动化专业方向)的教材,也可作为电力部门相关人员的参考书。

全书共分十章。主要内容为:高电压绝缘理论,介绍了气体、液体和固体电介质的电气性能,击穿机理,影响击穿的因素和提高基础电压的措施;电力系统过电压及其防护技术,介绍电力系统过电压的产生、发展机理和限制措施;电力系统绝缘配合,介绍电力系统绝缘配合的基本方法和原则、试验电压的确定;高电压试验技术,介绍如何通过施加高电压的方法来判断电气设备绝缘状态的基本方法,每章后均附有习题。

本书第十章介绍电力系统主要电气设备绝缘预防性试验方法,是为增强学生实践能力而设的,各学校可根据学时多少而取舍,不影响本书的连贯性。

参加本书编写工作的有东北农业大学赵玉林(编写第一、二章),八一农垦大学朱学东(编写第八章及附录1),南京农业大学沈琴(编写第五、六章),山西农业大学刘振宇(编写第七章),黑龙江工程学院高晶晶(编写第三、四章),青岛理工大学马淋淋(编写第九、十章)。赵玉林教授任主编,并负责全书的统稿工作,朱学东副教授任副主编。

在本书的编写过程中,本书的主审沈阳农业大学朴在林教授一直保持与主编的密切联系,及时地提出修改和补充意见,在保证本书的质量方面起到了重要作用,在此表示衷心的感谢。同时还要感谢为本书的编写体系和内容提出重要修改意见的华北电力大学律方成教授,是他的意见使本书的编写体系更趋合理,也使内容与目前的工程实际水平结合得更紧密。本书的编写参考了很多国内外的文献,特别是近年出版的同名教材,在此对本书参考文献的编著者表示感谢。

由于编者水平有限,书中不妥之处在所难免,敬请读者及同行批评指正。

编者

2008年4月

目 录

前言

第一章 气体电介质的电气强度	1
第一节 气体中带电质点的产生与消失	1
第二节 均匀电场小气隙的放电	4
第三节 均匀电场大气隙的放电	7
第四节 不均匀电场气隙的击穿	9
第五节 冲击电压下空气的击穿特性	12
第六节 大气条件对空气间隙击穿电压的影响	15
第七节 提高气隙抗电强度的措施	17
第八节 六氟化硫的电气性能及其绝缘电气设备	19
第九节 沿面放电	23
习题	26
第二章 液体、固体电介质的电气性能	27
第一节 电介质的极化	27
第二节 电介质的电导	32
第三节 电介质的损耗	34
第四节 液体电介质的击穿特性	38
第五节 固体电介质的击穿特性	41
第六节 电介质的老化	43
习题	46
第三章 线路和绕组中的波过程	48
第一节 均匀无损耗单导线的波过程	48
第二节 行波的折射和反射	51
第三节 行波通过串联电感和并联电容	56
第四节 行波的多次折射和反射	60
第五节 冲击电晕对线路波过程的影响	63
第六节 变压器绕组中的波过程	65
第七节 旋转电机绕组中的波过程	71
习题	73
第四章 雷电及防雷装置	74
第一节 雷电及其参数	74
第二节 避雷针和避雷线	80
第三节 避雷器	84
第四节 接地装置	97

习题	100
第五章 输电线路的大气过电压和防雷保护	101
第一节 输电线路的感应雷过电压	101
第二节 输电线路的直击雷过电压和耐雷水平	103
第三节 输电线路的雷击跳闸率	108
第四节 架空线路的防雷措施	110
习题	111
第六章 发电厂和变电所的防雷保护	112
第一节 发电厂和变电所的直击雷保护	112
第二节 发电厂和变电所对侵入波的防护	113
第三节 变电所的进线段保护	119
第四节 三绕组变压器、自耦变压器和变压器中性点的防雷保护	122
第五节 配电变压器的防雷保护	123
第六节 旋转电机的防雷保护	124
第七节 气体绝缘变电所的防雷保护	127
习题	129
第七章 电力系统内部过电压	130
第一节 接地故障引起的工频电压升高	130
第二节 甩负荷引起的工频电压升高	133
第三节 切除容性负荷引起的过电压	134
第四节 切除空载变压器引起的过电压	138
第五节 电弧接地过电压	141
第六节 谐振过电压	146
习题	151
第八章 电力系统的绝缘配合	152
第一节 绝缘配合的基本概念	152
第二节 线路和变电所外绝缘的绝缘配合	153
第三节 电气设备试验电压的确定	156
习题	158
第九章 高电压试验技术	159
第一节 绝缘电阻及吸收比的测量	159
第二节 泄漏电流的测量	163
第三节 介质损耗角正切值的测量	165
第四节 局部放电测量	169
第五节 工频交流耐压试验	171
第六节 直流耐压试验	178
第七节 冲击耐压试验	182
习题	185
第十章 电力系统主要电气设备绝缘预防性试验方法	186

第一节	电力变压器、消弧线圈和油浸电抗器试验·····	186
第二节	互感器试验·····	190
第三节	断路器试验·····	194
第四节	电力电缆和电力电容器试验·····	195
第五节	避雷器试验·····	198
第六节	发电机试验·····	201
第七节	绝缘油与绝缘工具的耐压试验·····	204
	习题·····	208
附录	·····	209
附录 1	球极间放电电压 ·····	209
附录 2	国产阀型避雷器的电气特性 ·····	215
参考文献	·····	218

第一章 气体电介质的电气强度

电介质在电气设备中是作为绝缘材料使用的,按其物质形态,可分为气体介质、液体介质和固体介质。不过,在实际绝缘结构中所采用的往往是由几种电介质联合构成的组合绝缘。例如电气设备的外绝缘往往由气体介质(空气)和固体介质(绝缘子)联合组成,而内绝缘则较多地由固体介质和液体介质联合组成。

一切电介质的电气强度都是有限的,超过某种限度,电介质就会逐步丧失其原有的绝缘性能,甚至演变成导体。在电场的作用下,电介质中出现的电气现象可分为两大类:

- (1) 在弱电场下(当电场强度比击穿场强小得多时),主要是极化、电导、介质损耗等。
- (2) 在强电场下(当电场强度等于或大于放电起始场强或击穿场强时),主要有放电、闪络、击穿等。

电介质的电气性能可用四个参数来表征,即用介电常数 ϵ 表征介质的极化性能;电导率 γ 或电阻率 ρ 表征导电性能;介质损耗角的正切值 $\tan\delta$ 表征功率损耗性能;击穿场强(介质丧失绝缘性能所需外施的最低电场强度) E_b 或绝缘强度表征耐电压性能。对气体介质而言,由于极化、电导和损耗均很小,因此只讨论其耐电压特性。

气体电介质,特别是空气,是电力系统中主要的绝缘介质。例如,输电线路的相间绝缘、相对地绝缘、电气设备的外绝缘都是以空气为介质的。所以研究气体电介质的耐电压特性具有重要的实际意义,同时对于了解结构较为复杂的液体、固体电介质的击穿过程也大有帮助。

在正常状态下,中性的气体分子是不导电的,是良好的绝缘体。但当作用于气体的电场强度超过其击穿场强 E_b 时,气体就会失去绝缘性能,出现导电或放电的现象。在均匀电场中,出现放电将导致间隙的击穿;在不均匀电场中,可以有较稳定的局部放电,如电晕放电。当电源功率较小时,气隙的击穿表现为火花放电;当电源功率较大时,击穿常表现为电弧放电。

第一节 气体中带电质点的产生与消失

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质点(电子、负离子或正离子)以后才可能导电,并在电场力作用下发展成各种形式的气体放电现象。

一、带电质点的产生

质点的来源有两个:一是气体质点本身发生游离;二是位于气体中的金属发生表面游离。

气体质点游离所需的能量称为游离能。随气体种类不同,游离能一般在 $10\sim 15\text{eV}$ 之间。金属表面游离所需要的能量称为逸出功,随金属不同一般在 $1\sim 5\text{eV}$ 之间($1\text{eV}=16021892\times 10^{-19}\text{J}$)。

根据引起气体质点游离因素的不同,游离有下列几种方式。

(一) 碰撞游离

一个质点(可以是带电质点,也可以是中性质点)撞击另一个中性质点且使其分解为两个带电质点的现象称为碰撞游离。发生碰撞游离的首要条件是撞击质点的总能量一定要大于被撞质点在正常状态下的游离能。如果撞击质点的能量小于被撞质点的游离能,虽然不能使其游离,但却可使该被撞质点的位能跃迁到较高能级上去,这种现象称为激励。处于激励状态的质点易发生游离。

撞击质点的能量有两种:

(1) 动能。它等于 $mv^2/2$, m 为质点的质量, v 为质点的速度。

(2) 位能。如果以正常中性质点的位能为参考点取其为零,则处在激励状态下的质点具有较高的位能。

发生碰撞游离的首要条件是撞击质点的总能量(动能与位能之和)必须大于被撞质点的游离能 W ,除此还需要一定的相互作用时间。一般来说,撞击质点的动能愈大,造成游离的几率也愈高。

碰撞游离可以一次完成,也可以分级游离的方式完成。例如汞气的游离能是 10.4eV,但是当撞击质点的能量为 4.6eV 时却可使其游离。这是由于先前的撞击已使被撞质点处于激励状态,然后其他的撞击质点又使其游离,这就是分级游离。但分级游离所需要的总能量一定大于气体的游离能。

电子、离子等对中性质点(原子或分子)的碰撞,以及激励原子对激励原子的碰撞都能产生游离。其中电子的质量小,在电场力的作用下容易获得较高的速度,积累起足够的动能,所以电子在碰撞游离中起主导作用。而其他的质点因为本身的体积和质量较大,难于在碰撞前积累起足够的能量,因而游离作用小。

(二) 光游离

短波射线的光子具有很大能量,它以光速运动,当它照射到中性原子(或分子)上时所产生的游离称为光游离,光子的能量与其频率成正比,即

$$W = h\nu \quad (1-1)$$

式中 h ——普朗克常量,等于 $6.626075 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$;

ν ——光的频率, Hz。

当气体受到光辐射作用时,如光子的能量大于气体的游离能,就有可能引起光游离。光游离也可以分级游离的方式来完成。

紫外线、 χ 射线, α 、 β 和 γ 等短波射线都是产生光游离的因素。在气体击穿过程中异号带电质点不断复合为中性质点而放出的光子,激励状态的原子还原时放出的光子也有产生光游离的作用,并且是重要的光游离因素。

(三) 热游离

当温度升高时,气体质点的动能也增加。在高温下,质点热运动时相互碰撞而产生的游离称为热游离。在常温下,热游离的可能性很小,只有在 5000~10000K 的高温下才产生热游离。

热游离有三种形式:

(1) 高温时,高速运动的气体分子相互碰撞而产生的游离。

(2) 气体分子与容器壁相碰撞失去动能而放出光子,温度升高,光子的频率及能量增

加,因而在高温时,光子与气体分子相遇时可能产生游离。

(3) 上述两种游离产生的电子与中性质点碰撞而产生的游离。

上面的三种游离均发生在气体的空间,然而在气体的击穿过程中还存在表面游离现象。

(四) 表面游离

金属表面的电子接受外界能量后,逸出表面成为自由电子的现象称为表面游离。

表面游离有四种形式:

(1) 热电子发射。将金属表面加热,电子热运动速度增加,其能量超过逸出功,电子逸出金属表面。

(2) 二次发射。具有足够能量的质点(例如正离子)撞击阴极表面,使其释放出电子。

(3) 光电子发射。用短波光照射金属表面,当光子能量大于逸出功时,金属表面释放出电子。

(4) 强电场发射。当电极附近的电场特别强时,金属表面的电子被强行拉出。这种发射所需的外电场极高,在 10^6 V/cm 数量级。一般气隙的击穿场强远低于此值,所以,一般气隙的击穿过程中不会出现强电场发射。强电场发射只在某些高压强或高真空下气隙的击穿时才具有重要意义。

二、带电质点的消失

某些气体、如氧、氟、氯、六氟化硫等,它们的游离能特别大。当电子与之相撞时,通常不能产生碰撞游离,反而撞击电子被吸附而形成负离子。这样的气体通常称为负电性气体。

在负离子形成过程中,气隙中的电子逐渐减少。另外,由于负离子体积大、运动速度慢,因此它不易使气体游离而产生新电子,所以负离子的形成会阻碍击穿过程的发展。

在气体放电的发展过程中,除了有带电质点产生的游离过程,也同时存在带电质点从游离区消失或削弱其游离的过程,这个过程称为去游离过程。在放电发展过程中,游离起主导作用。而在电弧熄灭过程中,则与前面相反,去游离起主导作用。去游离过程将使气体迅速恢复中性的绝缘状态。

带电质点的消失主要有下面两种形式。

(一) 带电质点的扩散

气体中的带电质点也和其他的中性分子一样,经常处于不规则的热运动之中。如果不同区域的带电质点存在浓度差,则它们总的趋势是不断从高浓度区域移向低浓度区域,趋向于使各处带电质点浓度变得均匀。这种现象称为带电质点的扩散。当气隙发生放电并去掉电源后,放电通道中高浓度的带电质点将迅速地地向周围扩散,使间隙恢复到原来的绝缘状态。

(二) 带电质点的复合

气体中带异号电荷的质点相遇时,有可能发生电荷的传递与中和,这种现象称为带电质点的复合。发生在电子和正离子之间的复合称为电子复合,其结果是产生一个中性分子;发生在正负离子之间的复合称为离子式复合,其结果是产生两个中性分子。复合是与游离相反的物理过程,在这个过程中,将游离时吸收的能量以光子的形式释放出来。这种光辐射在一定条件下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。

带电质点的复合强度与正、负带电质点的浓度,质点的相对运动速度有关。带电质点的浓度越大,质点的相对运动速度越低,则复合越剧烈。在常态下,每立方厘米的空气中大约

存在 500~1000 对正负电荷。它们是外界游离因子（高能辐射线）使空气发生游离和产生出来的正负电荷又不断地复合所达到的一种动态平衡状态。

第二节 均匀电场小气隙的放电

一、气隙放电的伏安特性曲线

19 世纪 90 年代，英国物理学家通过图 1-1 所示的平行板电极实验装置，做出了均匀电场空气间隙的伏安特性曲线，如图 1-2 所示。

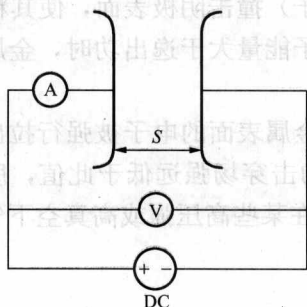


图 1-1 平行板电极实验装置

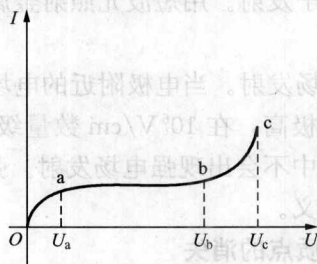


图 1-2 气隙的伏安特性曲线

从图 1-2 可以看出，当电压很低时也有电流流过气隙，即气隙中有电荷的定向移动。那么，这些移动电荷是如何产生的，气体的伏安特性曲线为什么是这个形状呢？英国物理学家汤申德（Townsend）认为，空气中由于宇宙射线和地球放射性物质射线的作用，总是存在中性质点光游离和带电质点复合的运动过程。同时，阴极受表面游离的作用也要向气隙中发射电子。在平衡状态下，空气中总是存在少量的带电质点。这些带电质点在外电场作用下定向移动形成了电流。开始，随电压的升高，带电质点的移动速度加快，电流也随之增大，如图 1-2 中的 O~a 段。到达 a 点以后，由外界因素在气隙中产生的带电质点已全部参与导电，且由于带电质点在移动过程中与中性质点相碰撞时必然要损失它的能量，从而使带电质点的移动速度随外加电压的升高而趋于不变，因此电流也基本不变。这时的电流密度是极小的，一般约为 10^{-19} A/cm^2 数量级。因此，这时气隙仍处于良好的绝缘状态。当到达 b 点以后，电流又重新随电压的升高而增大。这是因为当外加电场足够高时，移动的带电质点（主要是电子）的能量足以使被撞的中性质点游离，即碰撞游离。这种碰撞游离一旦发生，就将愈来愈剧烈，被碰撞游离出来的新电子在强电场加速下又将产生新的碰撞游离，使气隙带电质点急剧增多。这种电子急剧增多的现象就如同雪山上的雪崩一样剧烈地发展下去，故称为电子崩。由于电压的升高产生电子崩使气隙电荷急剧增加，因此电流也急剧增大。最后到达 c 点时，电流更急剧增加到必须依靠外电路电阻来限制的地步，即气隙已经击穿。

通过用铅皮在放电的不同时刻封包气隙的辅助性实验表明，在 O~c 段的放电必须依靠外界游离因素才能使放电维持下去，所以此范围的放电称为非自持放电。在 c 点以后的放电即使取消了外界射线的作用，也能使放电靠外施电压自行维持下去，所以此段放电称为自持放电。

二、气隙击穿电压 U_0 的计算

汤申德在他的气体放电理论中，引用游离系数来描述击穿过程。

(一) 汤申德游离系数

(1) 汤申德第一游离系数 α 。一个电子逆外电场方向行进单位距离产生的碰撞游离数称为汤申德第一游离系数, 记为 α 。显然 α 与电场强度、气体种类及相对密度有关。实验和理论分析得知其关系式为

$$\alpha = A\delta e^{-\frac{B}{E}} \quad (1-2)$$

式中 A 、 B ——均为与气体性质有关的常数, 对空气, $A = 109.61 \text{ kV/kPa}$, $B = 2738.40 \text{ kV/kPa}$;

δ ——气体的相对密度;

E ——电子所在点的气体的电场强度。

由式 (1-2) 可以清楚地看出, δ 值对 E 值非常敏感, 即电场强度 E 的很小变化就会引起 δ 值的很大变化。标准大气条件下空气中 α 与 E 的关系如图 1-3 所示。

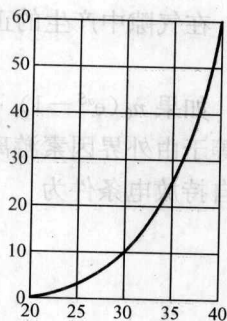


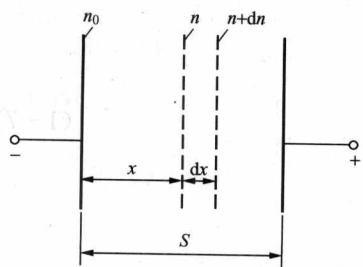
图 1-3 标准大气条件下空气中 α 与 E 的关系

(2) 汤申德第二游离系数 β 。气隙在外加电压作用下, 正离子要沿外电场方向移动。一正离子沿外电场方向行进单位距离所产生的碰撞游离数称为汤申德第二游离系数, 记为 β 。由于正离子质量大, 在外电场作用下不易加速, 且体积大、平均自由行程短, 因此在运动中不易积累起能引起碰撞游离的能量, 所以 β 值很小, 在分析气隙击穿过程中可以不予考虑。

(3) 汤申德第三游离系数 γ 。正离子在外电场作用下向阴极移动, 当与阴极表面相撞时, 如果能量大于阴极材料的逸出功, 可使其表面游离而发射电子。一个正离子撞击阴极表面, 使其释放出的净电子数 (指去除与正离子中和的电子数后) 称为汤申德第三游离系数, 记为 γ 。 γ 的大小与阴极材料和气体种类有关, 在空气中, 铜的 $\gamma = 0.025$, 铝的 $\gamma = 0.035$ 。

(二) 自持放电的条件

阴极的逸出功远小于气体的游离能, 所以在外界射线的作用下, 靠近阳极表面的自由电子密度较高。在外电场作用下, 这些电子产生的碰撞游离数要远高于其他部分的电子, 所以气隙的放电能否维持, 关键取决于阴极表面能否连续不断地释放出电子。如果在外电场作用下, 这些电子产生的电子崩中的正离子向阴极移动, 对阴极表面的游离作用能够代替外界射线的作用, 则阴极能源源不断地释放出电子。这些电子不断形成新的电子崩, 使气隙维持导电状态, 即达到了自持放电。工程上关心的就是这种放电。那么, 在什么条件下才能形成自持放电呢? 下面进行简单的定量分析。



假定在外界游离因素作用下, 阴极表面释放出 n_0 个电子, 如图 1-4 所示。在外电场作用下, 这 n_0 个电子向阳极移动, 产生碰撞游离。行进 x 距离后, 电子数增加到 n 个。这 n 个电子再行进 dx 距离, 则电子的增量为 dn 。 dn 为 n 个电子在 dx 距离内产生的碰撞游离数, 即

$$dn = \alpha n dx \quad (1-3)$$

图 1-4 电子崩中电子数的计算 两端积分得

$$\ln n = \int_0^x \alpha dx + c_1$$

$$n = ce^{\int_0^x \alpha dx}$$

当 $x=0$ 时, $n=n_0$, 所以

$$c = n_0$$

对均匀电场, α 为常数, n_0 个电子经碰撞游离, 进入阳极的电子数为

$$n_a = n_0 e^{\alpha S}$$

在气隙中产生的正电荷数为

$$n_0 e^{\alpha S} - n_0 = n_0 (e^{\alpha S} - 1) \quad (1-4)$$

如果 $n_0 (e^{\alpha S} - 1)$ 个正离子在外电场作用下撞击阴极表面, 表面游离出的净电子数大于或等于由外界因素游离的电子数 n_0 , 在没有外界游离因素的情况下放电也将进行下去, 所以自持放电条件为

$$n_0 (e^{\alpha S} - 1) \gamma = n_0$$

即

$$e^{\alpha S} - 1 = \frac{1}{\gamma} \quad (1-5)$$

(三) 击穿电压 U_b 的计算

根据自持放电条件, 即式 (1-5) 可以导出自持放电时的放电电压。对均匀电场, 自持放电电压就是间隙的击穿电压 U_b , 即

$$U_b = E_b S \quad (1-6)$$

式中 E_b ——空气的击穿场强, $E_b = 30 \text{ kV/cm}$;

S ——极板之间的距离, cm 。

由自持放电条件

$$e^{\alpha S} - 1 = \frac{1}{\gamma}$$

得

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

因为

$$\alpha = A \delta e^{-\frac{B \delta}{U_b}} = A \delta e^{-\frac{B \delta S}{U_b}}$$

所以得

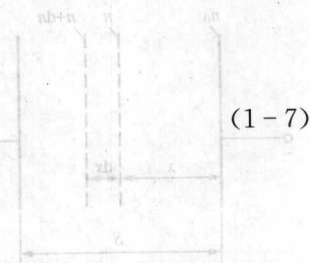
$$A \delta S e^{-\frac{B \delta S}{U_b}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

经整理得气隙的击穿电压为

$$U_b = \frac{B \delta S}{\ln \frac{A \delta S}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}}$$

由式 (1-7) 可以得出以下两个结论:

(1) 气隙的击穿电压与阴极材料和气体性质有关。



(2) 均匀电场气隙的击穿电压不仅与气隙 S 有关, 还和气体分子相对密度 δ 有关, 是 δ 与 S 乘积的函数。只要 $\delta \cdot S$ 的乘积不变, U_b 也不变。

三、巴申 (Paschen) 定律

U_b 是 δS 的函数这个规律早在汤申德推导出式 (1-7) 以前就由巴申从大量试验中总结出来, 其结果如图 1-5 所示, 所以这个规律又称为巴申定律。

由图 1-5 可见, 曲线存在一谷点, 对应的 $\delta S \approx 75 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $U_b \approx 330 \text{ V}$ 。它说明, 当气隙的工作点 (δS 的值) 不同时, U_b 随 δS 的变化规律也不同。可以这样理解气隙的击穿: 就是气隙在外电压作用下有强大电流通过, 即有大量的带电质点定向移动。而带电质点的产生取决于从阴极出发的电子在向阳极移动过程中与中性质点的碰撞次数和使其游离的概率。假设 δ 保持不变, S 增大, 则必须增大外施电压

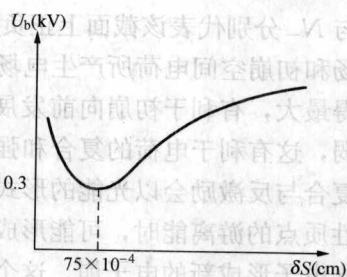


图 1-5 气隙击穿电压 U_b 与 δS 的关系

才能使电子获得足够的能量以产生碰撞游离。但是当 S 值很小, 碰撞游离概论已经很高时, 如果继续减小, 则由于电子与中性质点碰撞次数的减少, 反而使气隙移动的带电质点减少, 所以必须升高外施电压才能保持气隙的击穿。在 S 的变化过程中, 总有一个 S 对气隙中的带电质点的产生最有利, 使击穿电压最低, 这就是谷点, 同理, 当 S 保持不变, 气体分子相对密度 δ 增大时, 电子的自由行程缩短了, 相邻两次碰撞之间积聚到足够动能的概率减小了, 故 U_b 必然升高, 这就是谷点的右侧。反之, 当 δ 减小到很小数值后, 使碰撞游离概率增加的影响不再能抵消碰撞次数减少的作用, 所以为了保持一定数量的带电质点, 必须升高外施电压, 即 U_b 升高, 这就是谷点的左侧。在这两者之间。总有一个 δ 值对造成碰撞游离最有利, 此时 U_b 最小, 这就是谷点。

第三节 均匀电场大气隙的放电

当 δS 很小时, 用汤申德理论可以较好地解释气隙的放电过程, 物理过程清晰, 并且可以定量计算气隙的击穿电压。但是, 当 δS 较大 (如大于 0.26 cm) 时, 气隙放电的许多特点无法用汤申德理论解释。例如气隙从加上电压到整个气隙击穿所用的时间应为电子从阴极出发到达阳极与正离子从阳极到达阴极所用时间之和, 而实际击穿所用时间要比这小得多; 气隙放电应在整个气隙中进行 (因从阴极释放出的电子近似均匀分布), 而实际放电常是在带有明亮分支的狭窄通道内进行; 击穿电压 U_b 与阴极材料有关, 而实际击穿电压与阴极材料几乎无关。上述现象说明在 δS 较大时, 气隙的击穿除了碰撞游离外, 还有新的因素对 U_b 产生影响。在汤申德理论的基础上, 由洛伊布 (Leob) 和米克 (Meek) 等通过大量的试验研究和对雷电的观测, 提出了流注放电理论。流注放电理论既考虑到碰撞游离, 又考虑到在初崩发展过程中空间电荷对气隙电场的畸变和光游离的作用, 能够较切合实际地解释气隙的放电过程。

一、空间电荷对气隙电场的畸变

从阴极发出的电子在外电场作用下向阳极移动, 碰撞游离发展成电子崩 (称为初崩)。由于电子的质量小, 因此在外电场作用下很容易获得加速, 以很高的速度移动在电子崩的头

部。而正离子质量大，体积也较电子大得多，所以缓慢地移动在电子崩的后部（向阴极移动）。由于电子的扩散作用，电子崩在发展过程中半径逐渐增大，其外形如一个头部为球形的圆锥体，如图 1-6 (a) 所示。图 1-6 (b) 所示为空间电荷的浓度分布示意图，其中 N_+ 与 N_- 分别代表该截面上正负电荷的数量。沿电子崩轴线各点的合成电场将是电源的外施电场和初崩空间电荷所产生电场的矢量和，如图 1-6 (c)、(d) 所示。崩头前面电场被加强得最大，有利于初崩向前发展或产生新电子崩。崩内正负空间电荷混杂处的电场被大大减弱，这有利于电荷的复合和强烈的反激励（由激励状态恢复到正常状态的过程称为反激励）。复合与反激励会以光能的形式释放出游离与激励时质点所吸收的能量。当光子的能量大于中性质点的游离能时，可能形成光游离。而初崩尾部电场也得到了加强，这有利于光游离出的光电子形成新的电子崩。这个由初崩中释放出的光子产生的光游离形成的电子崩称为二次电子崩。

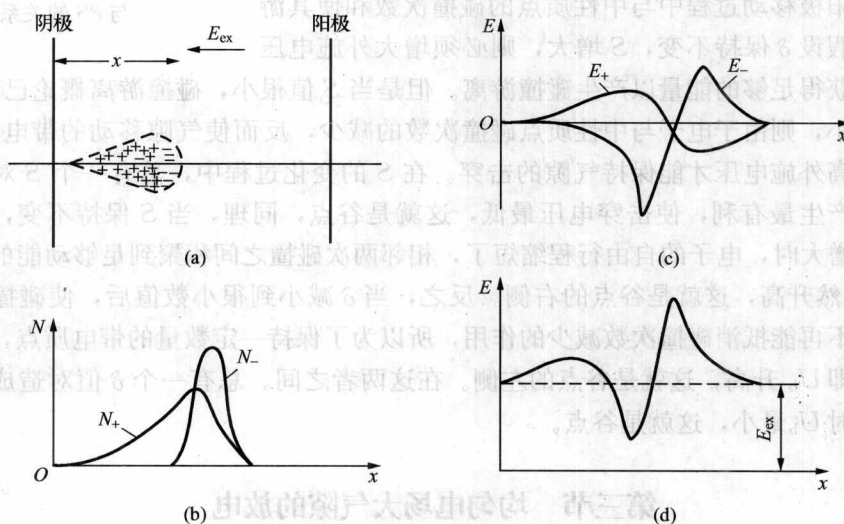


图 1-6 空间电荷

(a) 电子崩；(b) 空间电荷浓度分布；(c)、(d) 合成电场

二、流注的形成

如果外施电压为气隙的最低击穿电压，当初崩发展到阳极时，正负电荷复合和反激励发出的光能足以使位能较高的初崩尾部的部分中性质点光游离而形成光电子。由于受空间电荷（初崩）的畸变作用，崩尾的电场较高，它使光电子以很高的速度向初崩的正电荷区移动，形成二次电子崩。二次电子崩头部的电子与初崩的正空间电荷汇合成为充满正负带电质点的混合通道。这个正电荷多于负电荷的混合通道称为流注通道，简称为流注。流注导电性能良好，其端部又有二次电子崩尾部留下的正空间电荷，因此大大加强了流注前方（流注的发展方向为从阳极到阴极）的电场。由于流注内部正负电荷密度大、场强低，因此也存在剧烈的正负电荷的复合与中性质点的反激励过程。这个过程发出的光子又将使流注前方的部分中性质点光游离，产生出新的光电子。这个新的光电子又以很高的速度向流注前端的部分正电荷区移动，形成新的电子崩，使流注通道不断地向阴极延伸。当流注沟通两极时，就将导致间隙的完全击穿。这个流注是从阳极向阴极发展的，

所以称为正流注。正流注的形成和发展过程如图 1-7 所示。在这里, 自持放电的条件即间隙击穿的条件就是流注形成的条件。初崩头部电荷达到一定的数量, 使初崩轴线电场得到足够的畸变并造成足够的光游离。一般认为当 $\alpha=20$ (或 $e^{\alpha S} \approx 10^8$) 时便可满足上述条件, 使流注得以形成。而流注一旦产生就将继续发展下去, 最后导致间隙的完全击穿。这种用流注的形成来解释气隙击穿过程的理论称为流注理论。

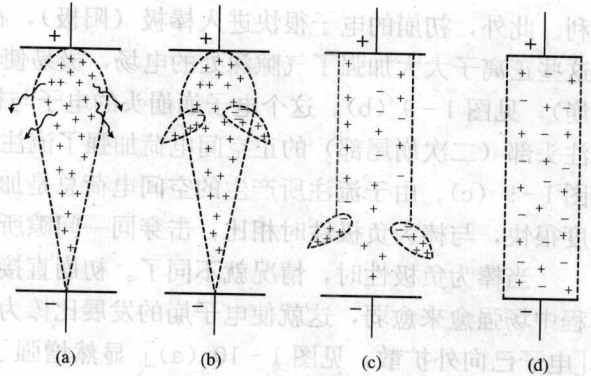


图 1-7 正流注的形成和发展过程

按流注理论, 气隙击穿与否的关键取决于初崩的空间电荷对其轴线电场的畸变程度和初崩发展过程中的发光程度, 而与阴极能否被正离子表面游离无关, 所以击穿电压与阴极材料无关。击穿所用时间为初崩从阴极发展到阳极与正流注从阳极发展到阴极所用时间之和, 而正流注的发展速度比正离子的移动速度高得多, 所以算出的击穿所用时间也要短得多。当第一个电子崩形成后, 其空间电荷对周围电场具有屏蔽作用, 因而不宜在其他位置形成电子崩和流注, 所以放电仅在一个狭窄通道内进行。

如果外施电压比气隙的最低击穿电压高得多, 则主崩不需经过整个间隙, 其头部即已积累到足够多的空间电荷, 发的光足以使主崩前方以及尾部的部分中性质点光游离产生光电子。崩头前方的光电子在畸变后的电场作用下, 向阳极高速移动, 形成二次电子崩。初崩头部负电荷与二次电子崩尾部正电荷汇合形成由阴极向阳极发展的流注, 称为负流注。同时初崩尾部的光电子形成的二次电子崩崩头与初崩正电荷区汇合形成向阴极发展的正流注, 当正、负流注沟通两极时, 气隙击穿。负流注的发展过程如图 1-8 所示。

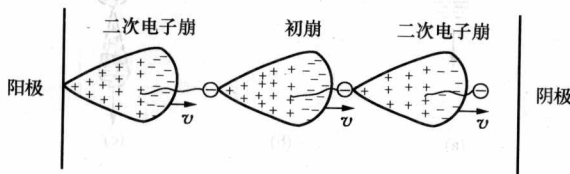


图 1-8 负流注的发展过程

第四节 不均匀电场气隙的击穿

电力工程中大多数实际结构的电场都是不均匀的。与均匀电场相比, 不均匀电场气隙的放电有一系列的特点。因此研究不均匀电场中气隙放电的规律具有重要意义。

不均匀电场的形式繁多, 绝大多数为不对称电场, 少数为对称电场。不对称电场的典型形式是棒—板电极, 对称的典型代表为棒—棒电极。

对不均匀电场, 汤申德理论不适用, 只能用流注理论来分析研究其气隙的击穿过程与特点。

在不对称电场的情况下, 电压极性对气隙的击穿电压有很大影响, 并且长间隙与短间隙的放电又有所不同, 下面以棒—板电极为例进行分析、研究。

一、短间隙的击穿

棒为正极性时, 电子是从场强低的区域向场强高的区域发展, 这对电子崩的发展极为有

利。此外,初崩的电子很快进入棒极(阳极),在棒极前方留下了正离子,见图1-9(a)。这些正离子大大加强了气隙深处的电场,极易使气隙深处的电子产生新的电子崩(二次电子崩),见图1-9(b)。这个电子崩头部的电子与初崩产生的正空间电荷汇合形成流注,而流注头部(二次崩尾部)的正空间电荷加强了流注前方的电场,使流注进一步向阴极扩展,见图1-9(c)。由于流注所产生的空间电荷总是加强前方的电场,因此它的发展是连续的,速度很快,与棒为负极性时相比,击穿同一间隙所需电压要低得多。

当棒为负极性时,情况就不同了。初崩直接由棒极向外发展。先经过强场区,后来的路程中场强愈来愈弱,这就使电子崩的发展比棒为正极性时不利得多。初崩留下的正空间电荷[电子已向外扩散,见图1-10(a)]显然增强了负棒极附近的电场,却削弱了气隙深处的空间电场,使流注的向前发展受到抑制。只有再升高电压,并待初崩中向阴极方向(向后)发展的正流注[见图1-10(b)]完成,使前方(气隙深处)的电场加强后,才可能在前方空间产生新的电子崩,见图1-10(c)。新电子崩的发展过程与第一个电子崩相同。这样就形成了自阴极向阳极发展的负流注。这个负流注发展过程是阶段式的,其平均速度比正流注小得多,击穿同一间隙所需的电压要高得多。

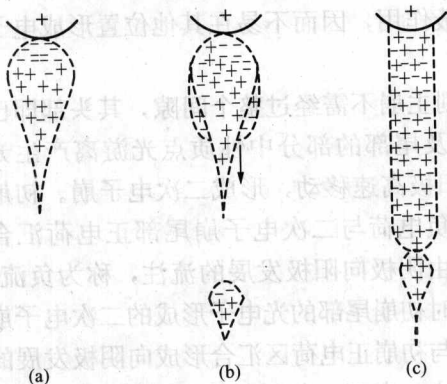


图1-9 棒为正极性时流注的产生与发展

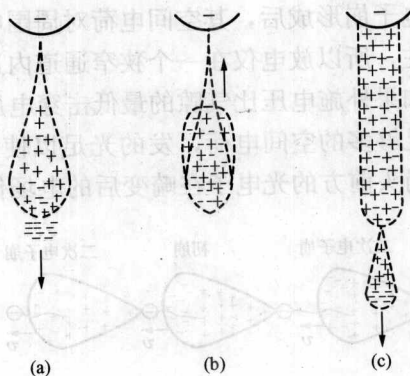


图1-10 棒为负极性时流注的产生与发展

不论是正流注还是负流注,当流注发展到对面电极时,整个间隙就被充满正、负电荷,具有较大导电性的通道所贯穿。在电源电压作用下,流注中的带电质点继续从电源电场获得加速,得到能量,进而发展更强烈的游离,使流注中带电质点的浓度急剧增长,通道的温度和电导也急剧升高和变大,完全失去绝缘性能,气隙的击穿就完成了。

二、长间隙的击穿

实践表明,当气隙较大(约1m以上)时,存在某种新的、不同性质的被称为先导放电的放电过程。不同极性的先导放电过程有不同的特性。目前,对这些问题的研究还很不够,只是对这些事物的现象、参数、影响因素及变化规律等作了一些实测,而对这些放电过程的机理并没有完全研究清楚。

(一) 正先导放电过程

对棒正—板负间隙,当间隙距离很大时,欲使间隙击穿,外电压就要很高。由于电场是极不均匀的,这样的电压将使棒极附近的电场强度达很高数值,使棒极前方宽广的范围内都同时产生强烈游离,发展电子崩和流注。游离出的自由电子循着各自流注通道最终都汇集到