



普通高等学校电力工程类专业教学指导委员会推荐使用教材

高等学校教材

高电压技术

浙江大学 赵智大 主编

中国电力出版社

普通高等学校电力工程类专业教学指导委员会推荐使用教材

高等学校教材

ND39/07
高电压技术

浙江大学 赵智大 主编

中国电力出版社

内 容 提 要

本书为普通高等学校电气工程类专业教学指导委员会推荐使用教材。本书内容包括电介质的电气强度、电气设备绝缘试验、电力系统过电压与绝缘配合等三篇共十章。着重介绍高电压技术最基本的理论概念和工程应用中的关键问题，并适度反映现代高电压技术领域的新进展。

本书为高等学校电气工程类专业学生在学习高电压技术课程时的教材，也可供电力、电工方面的工程技术人员参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

高电压技术/赵智大主编. -北京: 中国电力出版社, 1999

高等学校教材

ISBN 7-80125-874-6

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 (98) 第 22615 号

中国电力出版社出版

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

北京四季青印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

1999 年 5 月第一版 1999 年 5 月北京第一次印刷

787 毫米×1092 毫米 16 开本 17.25 印张 391 千字

印数 0001—5500 册 定价 17.00 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

本书系根据全国高等学校电力工程类专业教学指导委员会制订的《高电压技术课程教学基本要求》和高压教学组讨论通过的教材编写大纲编写的，为电力类各专业学生在学习本课程时的教科书。

限于篇幅，本书对电介质击穿的过程、电气设备的具体绝缘结构、高电压试验的实际操作等方面的内容作了较多的压缩，其目的是为了腾出篇幅着重阐述有关的基础理论和基本物理概念，并适当顾及工程应用中的关键问题。

在编写过程中，除了以主编多年来在浙江大学讲授本课程时的讲稿和讲义作为基础外，也参考了国内外不少有关教材和资料，其中主要的列于参考文献中。

本书参编为：清华大学张仁豫教授（第一章第八节）、西安交通大学邱毓昌教授（第二章第五节）、湖南大学刘炳尧教授（第三章、第四章）。

本书由上海交通大学李福寿教授担任主审，他为了提高书稿质量付出了大量精力和劳动，提出了不少宝贵意见；西安交通大学严璋教授、浙江大学叶蜚誉教授、张守义教授、周浩副教授、徐瑞德副教授亦对本书的编写和出版提供了宝贵的支持和帮助，在此向他们表示衷心的感谢。

书中难免有不妥和错误之处，恳请读者给予批评指正。

编者

1998年12月

目 录

前 言	
绪 论	1

第一篇 电介质的电气强度

第一章 气体放电的基本物理过程	3
第一节 带电粒子的产生和消失	3
第二节 电子崩	8
第三节 自持放电条件	10
第四节 起始电压与气压的关系	12
第五节 气体放电的流注理论	13
第六节 不均匀电场中的放电过程	15
第七节 放电时间和冲击电压下的气隙击穿	19
第八节 沿面放电和污闪事故	23
第二章 气体介质的电气强度	32
第一节 均匀和稍不均匀电场气隙的击穿特性	32
第二节 极不均匀电场气隙的击穿特性	34
第三节 大气条件对气隙击穿特性的影响及其校正	40
第四节 提高气体介质电气强度的方法	41
第五节 六氟化硫和气体绝缘电气设备	45
第三章 液体和固体介质的电气特性	51
第一节 液体和固体介质的极化、电导和损耗	51
第二节 液体介质的击穿	61
第三节 固体介质的击穿	66
第四节 组合绝缘的电气强度	70

第二篇 电气设备绝缘试验

第四章 电气设备绝缘预防性试验	75
第一节 绝缘的老化	76
第二节 绝缘电阻、吸收比和泄漏电流的测量	78
第三节 介质损耗角正切的测量	83
第四节 局部放电的测量	88
第五节 电压分布的测量	93
第六节 绝缘状态的综合判断	95
第五章 绝缘的高电压试验	96
第一节 工频高电压试验	96

第二节	直流高电压试验	101
第三节	冲击高电压试验	105
第四节	高电压测量技术	113

第三篇 电力系统过电压与绝缘配合

第六章	输电线路和绕组中的波过程	123
第一节	波沿均匀无损单导线的传播	125
第二节	行波的折射和反射	129
第三节	行波的多次折、反射	139
第四节	波在多导线系统中的传播	142
第五节	波在有损耗线路上的传播	146
第六节	变压器绕组中的波过程	148
第七节	旋转电机绕组中的波过程	158
第七章	雷电放电及防雷保护装置	161
第一节	雷电放电和雷电过电压	161
第二节	防雷保护装置	171
第八章	电力系统防雷保护	192
第一节	架空输电线路防雷保护	192
第二节	变电所的防雷保护	202
第三节	旋转电机的防雷保护	212
第九章	内部过电压	217
第一节	切断空载线路过电压	218
第二节	空载线路合闸过电压	221
第三节	切除空载变压器过电压	225
第四节	断续电弧接地过电压	228
第五节	有关操作过电压若干总的概念与结论	233
第六节	工频电压升高	234
第七节	谐振过电压	237
第十章	电力系统绝缘配合	241
第一节	绝缘配合基本概念	241
第二节	中性点接地方式对绝缘水平的影响	243
第三节	绝缘配合惯用法	244
第四节	架空输电线路的绝缘配合	248
第五节	绝缘配合统计法	252
附录		
附录一	标准球隙放电电压表	255
附录二	阀式避雷器电气特性	258
习题	261
参考文献	270

绪 论

高电压技术的发展始于 20 世纪初期，至今已成为电工学科的一个重要分支，它主要研讨高电压（强电场）下的各种电气物理问题。

高电压技术的进展始终与大功率远距离输电的需求密切相关，现代电力系统的输电电压已由高压（HV）提高到超过 220kV 的超高压（EHV），目前世界上最高的交、直流输电电压等级已分别达到 750kV 和 $\pm 600\text{kV}$ 。我国作为装机容量和年发电量均居世界第二位的电力大国，也已建成相当规模的 500kV 交流输电系统， $\pm 500\text{kV}$ 直流输电线路也已投入运行。由于国土辽阔、动力资源与用电中心相距遥远，我国还是世界上少数几个有可能要发展 1000kV 及以上特高压（UHV）输电技术的国家之一。

对于电力工程专业的学生来说，学习本课程的主要目的是学会正确处理电力系统中过电压与绝缘这一对矛盾。电力系统的设计、建设和运行都要求工程技术人员在各种电介质和绝缘结构的电气特性、电力系统中的过电压及其防护措施、绝缘的高电压试验等方面具有必要的知识，这些问题彼此密切相关，一起构成了高电压技术的主体内容。为了说明电力工业与高电压技术的密切关系，不妨以高压架空输电线路的设计为例，在图 0-1 中列出种种与高电压技术直接相关的工程问题。

事实上，在目前电力工程专业的教学计划中，《高电压技术》是唯一研讨电力系统过

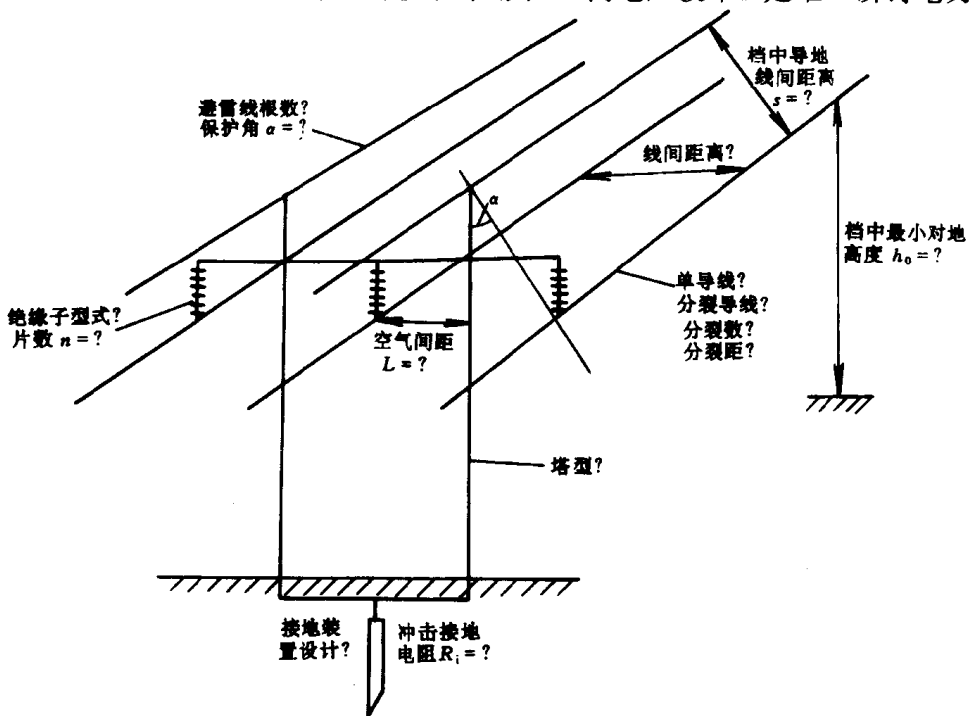


图 0-1 高压架空输电线路设计中的高电压技术问题

电压和绝缘问题的一门课程，而且本课程的有些部分（例如电介质的电气特性、分布参数电路中的行波理论等）还具有专业基础知识的性质，实属强电方面各个专业学生知识结构中不可或缺的组成部分。

另一方面，也应指出：从 20 世纪 60 年代开始，高电压技术加强了与其他学科的相互渗透和联系，在这个过程中，高电压技术一方面不断汲取其他科技领域的新成果，促进了自身的更新和发展；另一方面也使高电压技术方面的新进展、新方法更广泛地应用到诸如大功率脉冲技术、激光技术、核物理、生态与环境保护、生物医学、高压静电工业应用等科技领域，显示出强大的活力。

第一篇 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。

第一章 气体放电的基本物理过程

绝大多数电气设备都在不同程度上以不同的形式利用气体介质作为绝缘材料。大自然为我们免费提供了一种相当理想的气体介质——空气。架空输电线路各相导线之间、导线与地线之间、导线与杆塔之间的绝缘都利用了空气；高压电气设备的外绝缘也利用着空气。

在空气断路器中，压缩空气被用作绝缘媒质和灭弧媒质。在某些类型的高压电缆（充气电缆）和高压电容器中，特别是在现代的气体绝缘组合电器（GIS）中，更采用压缩的高电气强度气体（例如 SF_6 ）作为绝缘。

假如气体中不存在带电粒子，气体是不导电的。但实际上，由于外界电离因子（宇宙线和地下放射性物质的高能辐射线等）的作用，地面大气层的空气中不可避免地存在一些带电粒子（每立方厘米体积内约有 500~1000 对正、负带电粒子），但即使如此，空气仍不失为相当理想的电介质（电导很小、介质损耗很小、且仍有足够的电气强度）。

在一定条件下，气体中也会出现放电现象，甚至完全丧失其作为电介质而具有的绝缘特性。在本课程中，研究气体放电的主要目的为：①了解气体在高电压（强电场）的作用下逐步由电介质演变成导体的物理过程；②掌握气体介质的电气强度及其提高的方法。

第一节 带电粒子的产生和消失

为了说明气体放电过程，首先必须了解气体中带电粒子产生、运动和消失的过程和条

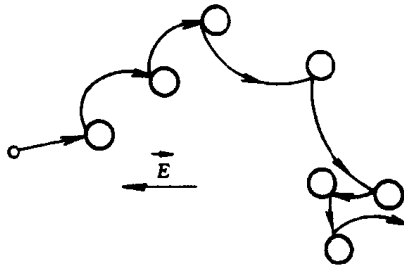


图 1-1 电子在有电场的
气体中的运动轨迹

件。

一、带电粒子在气体中的运动

(一) 自由行程长度

当气体中存在电场时，其中的带电粒子将具有复杂的运动轨迹，它们一方面与中性的气体粒子（原子或分子）一样，进行着混乱热运动，另一方面又将沿着电场作定向漂移（见图 1-1）。

各种粒子在气体中运动时都会不断地互相碰撞，任一粒子在 1cm 的行程中所遭遇的碰撞次数与气体分子的半径和密度有关。单位行程中的碰撞次数 Z 的倒数 λ

即为该粒子的平均自由行程长度。

实际的自由行程长度是一个随机量，并具有很大的分散性。粒子的自由行程长度等于或大于某一距离 x 的概率为

$$P(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1-1)$$

可见实际自由行程长度等于或大于平均自由行程长度 λ 的概率为 36.8%。

由于电子的半径或体积要比离子或气体分子小得多，所以电子的平均自由行程长度要比离子或气体分子大得多。由气体动力学可知，电子的平均自由行程长度

$$\lambda_e = \frac{1}{\pi r^2 N} \quad (1-2)$$

式中 r ——气体分子的半径；

N ——气体分子的密度。

由于 $N = \frac{p}{kT}$ ，代入上式即得

$$\lambda_e = \frac{kT}{\pi r^2 p} \quad (1-3)$$

式中 p ——气压，Pa；

T ——气温，K；

k ——波尔茨曼常数， $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ 。

在大气压和常温下，电子在空气中的平均自由行程长度的数量级为 10^{-5}cm 。

(二) 带电粒子的迁移率

带电粒子虽然不可避免地要与气体分子不断地发生碰撞，但在电场力的驱动下，仍将沿着电场方向漂移，其速度 u 与场强 E 成正比，其比例系数 $k = u/E$ ，称为迁移率，它表示该带电粒子在单位场强（1V/m）下沿电场方向的漂移速度。

由于电子的平均自由行程长度比离子大得多，而电子的质量比离子小得多，更易加速，所以电子的迁移率远大于离子。

(三) 扩散

气体中带电粒子和中性粒子的运动还与粒子的浓度有关。在热运动的过程中，粒子会从浓度较大的区域运动到浓度较小的区域，从而使每种粒子的浓度分布均匀化，这种物理

过程称为扩散。气压越低或温度越高，则扩散进行得越快。电子的热运动速度大、自由行程长度大，所以其扩散速度也要比离子快得多。

二、带电粒子的产生

产生带电粒子的物理过程称为电离，它是气体放电的首要前提。

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。当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，这个现象称为激励，产生激励所需的能量（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（例如 10^{-8}s ），电子将自动返回常态轨道上去，这时产生激励时所吸收的外加能量将以辐射能（光子）的形式放出。如果原子获得的外加能量足够大，电子还可跃迁至离核更远的轨道上去，甚至摆脱原子核的约束而成为自由电子，这时原来中性的原子发生了电离，分解成两种带电粒子——电子和正离子，使基态原子或分子中结合最松弛的那个电子电离出来所需的最小能量称为电离能。

表 1-1 列出了某些常见气体的激励能和电离能之值，它们通常以电子伏 (eV) 表示。由于电子的电荷 q_e 恒等于 $1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ ，所以有时亦可采用激励电位 U_e (V) 和电离电位 U_i (V) 来代替激励能和电离能，以便在计算中排除 q_e 值。

表 1-1 某些气体的激励能和电离能

气 体	激励能 W_e (eV)	电离能 W_i (eV)	气 体	激励能 W_e (eV)	电离能 W_i (eV)
N ₂	6.1	15.6	CO ₂	10.0	13.7
O ₂	7.9	12.5	H ₂ O	7.6	12.8
H ₂	11.2	15.4	SF ₆	6.8	15.6

引起电离所需的能量可通过不同的形式传递给气体分子，诸如光能、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。

（一）光电离

频率为 ν 的光子能量为

$$W = h\nu \quad (1-4)$$

式中 h ——普朗克常数 $= 6.63 \times 10^{-34}\text{J} \cdot \text{s} = 4.13 \times 10^{-15}\text{eV} \cdot \text{s}$ 。

发生空间光电离的条件应为

$$\begin{aligned} h\nu &\geq W_i \\ \text{或者} \quad \lambda &\leq \frac{hc}{W_i} \end{aligned} \quad (1-5)$$

式中 λ ——光的波长，m；

c ——光速 $= 3 \times 10^8\text{m/s}$ ；

W_i ——气体的电离能，eV。

通过式 (1-5) 的计算可知，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汽发生光电离，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。

应该指出：在气体放电中，能导致气体光电离的光源不仅有外界的高能辐射线，而且

还可能是气体放电本身，例如在后面将要介绍的带电粒子复合的过程中，就会放出辐射能而引起新的光电离。

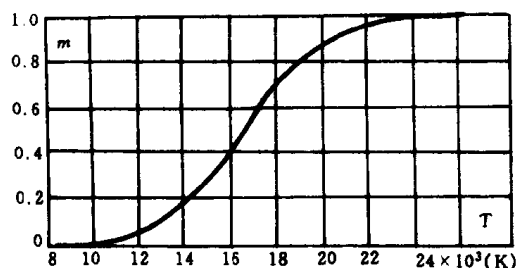


图 1-2 空气的电离度 m 与温度 T 的关系

(二) 热电离

在常温下，气体分子发生热电离的概率极小。

气体中已发生电离的分子数与总分子数的比值 m 称为该气体的电离度。图 1-2 是空气的电离度与温度的关系曲线，可以看出：只有在温度超过 10000K 时（例如电弧放电的情况），才需要考虑热电离；而在温度达到 20000K 左右

时，几乎全部空气分子都已处于热电离状态。

(三) 碰撞电离

在电场中获得加速的电子在和气体分子碰撞时，可以把自己的动能转给后者而引起碰撞电离。

电子在电场强度为 E 的电场中移过 x 的距离时所获得的动能为

$$W = \frac{1}{2}mv^2 = q_e E x$$

式中 m ——电子的质量；

q_e ——电子的电荷量。

如果 W 等于或大于气体分子的电离能 W_i ，该电子就有足够的能量去完成碰撞电离。由此可以得出电子引起碰撞电离的条件应为

$$q_e E x \geq W_i \quad (1-6)$$

电子为造成碰撞电离而必须飞越的最小距离 $x_i = \frac{W_i}{q_e E} = \frac{U_i}{E}$ （式中 U_i 为气体的电离电位，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电离的概率和强度增大。

碰撞电离是气体中产生带电粒子的最重要的方式。应该强调的是，主要的碰撞电离均由电子完成，离子碰撞中性分子并使之电离的概率要比电子小得多，所以在分析气体放电发展过程时，往往只考虑电子所引起的碰撞电离。

(四) 电极表面的电离

除了前面所说的发生在气体中的空间电离外，气体中的带电粒子还可能来自电极表面上的电离。

电子从金属表面逸出需要一定的能量，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 某些金属的逸出功

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

将表 1-2 与表 1-1 作比较,就可看出:金属的逸出功要比气体分子的电离能小得多,这表明金属表面电离比气体空间电离更易发生。在不少场合,阴极表面电离(亦可称电子发射)在气体放电过程中起着相当重要的作用。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:正离子所具有的能量为其动能与势能之和,其势能等于气体的电离能 W_i 。通常正离子的动能不大,如忽略不计,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。比较一下表 1-1 与表 1-2 中的数据,不难看出,这个条件是可能满足的。

(2) 光电子发射:高能辐射线照射阴极时,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。由于金属的逸出功要比气体的电离能小得多,所以紫外线也能引起阴极的表面电离。

(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。在许多电子和离子器件中常利用加热阴极来实现电子发射。

(4) 强场发射(冷发射):当阴极表面附近空间存在很强的电场时(10^6V/cm 数量级),也能使阴极发射电子。一般常态气隙的击穿场强远小于此值,所以在常态气隙的击穿过程中完全不受强场发射的影响;但在高气压下、特别是在压缩的高电气强度气体的击穿过程中,强场发射也可能会起一定的作用;而在真空的击穿过程中,它更起着决定性作用。

三、负离子的形成

当电子与气体分子碰撞时,不但有可能引起碰撞电离而产生出正离子和新电子,而且也可能发生电子与中性分子相结合而形成负离子的情况,这种过程称为附着。

某些气体分子对电子有亲合性,因而在它们与电子结合成负离子时会放出能量(电子亲合能),而另一些气体分子要与电子结成负离子时却必须吸收能量。前者的亲合能为正值,这些易于产生负离子的气体称为电负性气体。亲合性愈强的气体分子愈易俘获电子而变成负离子。

应该指出:负离子的形成并没有使气体中的带电粒子数改变,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。空气中的氧气和水汽分子对电子都有一定的亲合性,但还不是太强;而后面将要介绍的某些特殊的电负性气体(例如 SF_6)对电子具有很强的亲合性,其电气强度远大于一般气体,因而被称为高电气强度气体。

四、带电粒子的消失

气体中带电粒子的消失可有下列几种情况:

(1) 带电粒子在电场的驱动下作定向运动,在到达电极时,消失于电极上而形成外电路中的电流;

(2) 带电粒子因扩散现象而逸出气体放电空间;

(3) 带电粒子的复合。

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与中和,这种现象称为复合,它是与电离相反的一种物理过程。复合可能发生在电子和正离子之间,称为电子复合,

其结果是产生了一个中性分子；复合也可能发生在正离子和负离子之间，称为离子复合，其结果是产生了两个中性分子。上述两种复合都会以光子的形式放出多余的能量，这种光辐射在一定条件下能导致其他气体分子的电离，使气体放电出现跳跃式的发展。

带电粒子的复合强度与正、负带电粒子的浓度有关，浓度越大，则复合也进行得越激烈。每立方厘米的常态空气中经常存在着 500~1000 对正、负带电粒子，它们是外界电离因子（高能辐射线）使空气分子发生电离和产生出来的正、负带电粒子又不断地复合所达到的一种动态平衡。

第二节 电子崩

气体放电的现象和发展规律与气体的种类、气压的大小、气隙中的电场型式、电源容量等一系列因素有关。无论何种气体放电都一定有一个电子碰撞电离导致电子崩的阶段，它在所加电压（电场强度）达到某一数值（例如图 1-3 中的 U_b ）时开始出现。

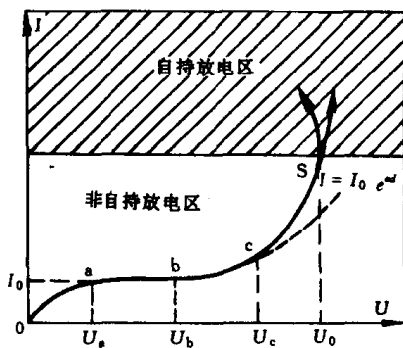


图 1-3 气体放电的伏安特性

前面已经提到，各种高能辐射线（外界电离因子）会引起阴极的表面光电离和气体中的空间光电离，从而使空气中存在一定浓度的带电粒子。因而在气隙的两端电极上施加电压时，即可检测到微小的电流。图 1-3 表示实验所得的平板电极间（均匀电场）气体中的电流 I 与所加电压 U 的关系（伏安特性）。在曲线的 $0a$ 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的速度加快而导致复合数的减少所致。当电压接近 U_a 时，电流趋于饱和值 I_0 ，因为这时由外界电离因子所产生的带电粒子几乎能全部抵达电极，所以电流值仅取决于电离因子的强弱而与所加电压的大小无关。饱和电流 I_0 之值很小，在没有人工照射的情况下，电流密度的数量级仅为 10^{-13}A/cm^2 ，即使采用石英灯照射阴极，其数量级也不会超过 10^{-12}A/cm^2 ，可见这时气体仍处于良好的绝缘状态。

但当电压提高到 U_b 时，电流又开始随电压的升高而增大，这是由于气隙中开始出现碰撞电离和电子崩。电子崩的形成和带电粒子在电子崩中的分布如图 1-4 所示，设外界电离因子在阴极附近产生了一个初始电子，如果空间的电场强度足够大，该电子在向阳极运动时就会引起碰撞电离，产生出一个新电子，初始电子和新电子继续向阳极运动，又会引起新的碰撞电离，产生出更多的电子。依此类推，电子数将按几何级数不断增多，象

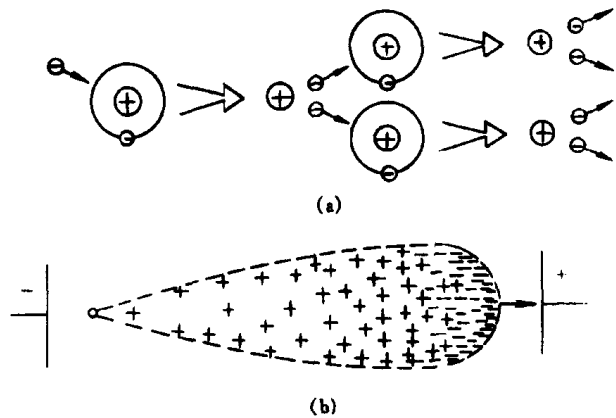


图 1-4 电子崩示意图

(a) 电子崩的形成；(b) 带电粒子在电子崩中的分布

雪崩似地发展，因而这种急剧增大的空间电子流被称为电子崩。

为了分析碰撞电离和电子崩所引起的电流，需要引入一个系数——电子碰撞电离系数 α ，它表示一个电子沿电场方向运动 1cm 的行程中所完成的碰撞电离次数平均值。在图 1-5 所示的平板电极（均匀电场）气隙中，设外界电离因子每秒钟使阴极表面发射出来的初始电子数为 n_0 ，由于碰撞电离和电子崩的结果，在它们到达 x 处时，电子数已增加为 n ，这 n 个电子在 dx 的距离中又会产生出 dn 个新电子。根据碰撞电离系数 α 的定义，可得

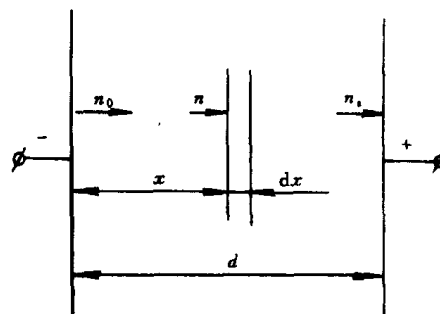


图 1-5 均匀电场中的电子崩计算

$$dn = \alpha n dx$$

分离变数并积分之，可得

$$n = n_0 e^{\int_0^x \alpha dx}$$

对于均匀电场来说，气隙中各点的电场强度相同， α 值不随 x 而变化，所以上式可写成

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

抵达阳极的电子数应为

$$n_a = n_0 e^{\alpha d} \quad (1-7)$$

途中新增加的电子数或正离子数应为

$$\Delta n = n_a - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1) \quad (1-8)$$

将式 (1-7) 的等号两侧乘以电子的电荷 q_e ，即成电流关系式

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1-9)$$

式中 $I_0 = n_0 q_e$ ，即图 1-3 中由外界电离因子所造成的饱和电流 I_0 。

式 (1-9) 表明：虽然电子崩电流按指数规律随极间距离 d 而增大，但这时放电还不能自持，因为一旦除去外界电离因子（令 $I_0 = 0$ ）， I 即变为零。

下面再来探讨一下碰撞电离系数 α 。

如果电子的平均自由行程长度为 λ_e ，则在它运动过 1cm 的距离内将与气体分子发生 $1/\lambda_e$ 次碰撞，不过并非每次碰撞都会引起电离，前面已指出：只有电子在碰撞前已在电场方向运动了 $x_i \left(= \frac{U_i}{E} \right)$ 的距离时，才能积累到足以引起碰撞电离的动能（它等于气体分子的电离能 W_i ），由式 (1-1) 可知，实际自由行程长度等于或大于 x_i 的概率为 $e^{-\frac{x_i}{\lambda_e}}$ ，所以它也就是碰撞时能引起电离的概率。根据碰撞电离系数 α 的定义，即可写出

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{x_i}{\lambda_e}} = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{U_i}{E \lambda_e}} \quad (1-10)$$

由式 (1-3) 可知，电子的平均自由行程长度 λ_e 与气温 T 成正比、与气压 p 成反比，即

$$\lambda_e \propto \frac{T}{p}$$

当气温 T 不变时, 式 (1-10) 即可改写为

$$\alpha = Ape^{-\frac{Bp}{E}} \quad (1-11)$$

式中 A 、 B 是两个与气体种类有关的常数。

由式 (1-11) 不难看出: ① 电场强度 E 增大时, α 急剧增大; ② p 很大 (即 λ_e 很小) 或 p 很小 (即 λ_e 很大) 时, α 值都比较小。这是因为 λ_e 很小 (高压) 时, 单位长度上的碰撞次数很多, 但能引起电离的概率很小; 反之, 当 λ_e 很大 (低气压或真空) 时, 虽然电子很易积累到足够的动能, 但总的碰撞次数太少, 因而 α 也不大。可见在高压和高真空的条件下, 气隙都不易发生放电现象, 即具有较高的电气强度。

第三节 自持放电条件

正如图 1-3 中的曲线所示, 当气隙上所加电压大于 U_0 时, 实测所得电流 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, 可见这时又出现了促进放电的新因素, 这就是正离子开始显露其影响。

在电场的作用下, 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, 所以很难使气体分子发生碰撞电离。但当它们撞击阴极时却有可能引起表面电离而拉出电子, 部分电子和正离子复合, 其余部分则向着阳极运动和引起新的电子崩。

可以设想一下, 如果电压 (电场强度) 足够大, 初始电子崩中的正离子能在阴极上产生出来的新电子数等于或大于 n_0 , 那么即使除去外界电离因子的作用 ($n_0 = 0, I_0 = 0$), 放电也不会停止, 即放电仅仅依靠已经产生出来的电子和正离子 (它们的数目均取决于电场强度) 就能维持下去, 这就变成自持放电了。

从上面的概念出发, 可以推求出自持放电的条件如下。

令 γ 表示一个正离子撞击到阴极表面时产生出来的二次自由电子数, 设阴极表面在单位时间内发射出来的电子数为 n_c , 按式 (1-7), 它们在到达阳极时将增加为 n_a 。

$$n_a = n_c e^{\alpha d} \quad (1-12)$$

n_c 包括了两部分电子, 一部分是外界电离因子所造成的 n_0 , 另一部分是前一秒钟产生出来的正离子在阴极上造成的二次电子发射。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应等于 $\gamma n_c (e^{\alpha d} - 1)$, 而

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

将式 (1-12) 代入上式, 可得

$$\frac{n_a}{e^{\alpha d}} = n_0 + \gamma \frac{n_a}{e^{\alpha d}} (e^{\alpha d} - 1)$$

整理后可得

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

等式两侧均乘以电子的电荷 q_e , 即可得

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1-13)$$

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(1-9)。如果 $1-\gamma(e^{\alpha d}-1)=0$ ，那么即使除去外界电离因子 ($I_0=0$)， I 亦不等于零，即放电能维持下去。

可见自持放电条件应为

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

表 1-3 某些气体在低气压下的 γ 值

气体种类 阴极材料	H ₂	空气	N ₂
铝	0.095	0.035	0.10
铜	0.050	0.025	0.066
铁	0.061	0.020	0.059

式(1-14)包含的物理意义为：一个电子从阴极到阳极途中因电子崩而造成的正离子数为 $e^{\alpha d}-1$ ，这批正离子在阴极上造成的二次自由电子数应为 $\gamma(e^{\alpha d}-1)$ ，如果它等于 1，就意味着那个初始电子有了一个后继电子，从而使放电得以自持。

正离子表面电离系数 γ 之值与阴极材料、气体种类有关。某些气体在低气压下的 γ 值见表 1-3。应该指出：阴极的表面状况（光洁度、污染程度等）对 γ 值也有一定的影响。

放电由非自持转为自持时的电场强度称为起始场强，相应的电压称为起始电压。在比较均匀的电场中，它们往往就是气隙的击穿场强和击穿电压（即起始电压等于击穿电压）；而在不均匀电场中，电离过程仅仅存在于气隙中电场强度等于或大于起始场强的区域，即使放电已能自持，但整个气隙仍未击穿。可见在不均匀电场中，起始电压低于击穿电压，电场越不均匀，二者的差值就越大。

在不均匀电场中，各点的电场强度 E 不一样，所以各处的 α 值也不同，在这种情况下，上面的自持放电条件应改写成

$$\gamma(e^{\int_0^{\alpha d} \alpha dx} - 1) = 1 \quad (1-15)$$

把电子崩和阴极上的 γ 过程作为气体自持放电的决定性因素是汤逊理论的基础，它只适用于低气压、短气隙的情况 [$pd < 26.66 \text{kPa} \cdot \text{cm}$ ($200 \text{mmHg} \cdot \text{cm}$)]，因为在这种条件下不会出现以后将要介绍的流注现象。

上述过程可以用图 1-6 中的图解加以概括，当自持放电条件得到满足时，就会形成图解

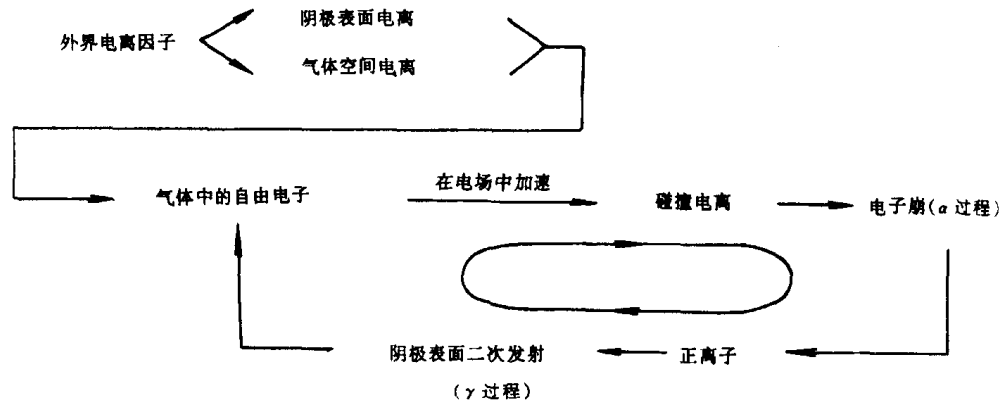


图 1-6 低气压、短气隙情况下的气体放电过程