

高等学校教学用书

电 子 学

下 册

H. A. 卡普佐夫著

人 民 教 育 出 版 社

高等学校教学用书



电 子 学
下 册

И. А. 卡普佐夫 著
楼 格 尹 道 乐 译
水 永 安 朱 宜
鮑 家 善 校

人民教育出版社

本書系根据苏联国立科学技术理論書籍出版社 (Гостехиздат) 出版卡普佐夫 (Н. А. Капцов) 著的“电子学” (Электроника) 1956 年版譯出。原書經苏联高等教育部审定为国立大学無綫电物理專業电子学課程的教科書。

本書共15章, 中譯本暫分为兩册出版, 下册包括第9章至15章, 內容是繁流放电、輝光放电、弧光放电、火花放电与电暈放电、大气中的电現象, 气体放电的輻射等等, 書末附录圖表10种。中文譯本可作为綜合性大学物理系無綫电物理及电子物理專門化有关課程的教学参考書, 工業大学电真空專業的学生亦可参考。

下册的譯者是樓格、尹道乐、水永安、朱宜等同志, 譯稿曾由鮑家善同志校訂一遍。

本书原由高等教育出版社出版。自1960年4月1日起, 高等教育出版社奉命与人民教育出版社合并, 統称“人民教育出版社”。因此本书今后用人民教育出版社名义繼續印行。

电 子 学

下 册

Н. А. 卡普佐夫 著

樓 格 等 譯

人民教育出版社出版 高等学校教学用书編輯部
北京宣武門內承恩寺7号

北京市書刊出版业營業許可証出字第2号

工人出版社印刷厂印装 新华書店發行

統一書号13010·257 开本850×1168 1/32 印张7 11/16 字数178,000 印数11,501-31,500
1957年11月第1版 1960年7月北京第6次印刷 定价(6) ¥0.75

目 录

第九章 繁流放电	229
§ 60 电子繁流底理論(229)	§ 61 系数 α 与 e 和 p 的关系(235)
§ 62 斯托列托夫效应与斯托列托夫常数(242)	§ 63 引燃底推迟現象和放电底形成底時間(243)
§ 64 考虑空間电荷作用的繁流放电理論(246)	§ 65 放电底引燃电压与各种条件的关系(250)
§ 66 長管中的放电引燃(255)	§ 7 高真空底击穿(258)
§ 68 繁流放电底过渡形式(259)	§ 69 輝光放电底特征和区域(260)
§ 70 輝光放电底伏特安培特性曲綫和电位分布(262)	§ 71 輝光放电底陰極部分(262)
§ 72 輝光放电底陰極区内的基本过程(267)	§ 73 陰極溅射(270)
§ 74 輝光放电底陽極部分(274)	§ 75 輝光放电底骨干, 陽極区(275)
§ 76 紋狀的陽極区(279)	§ 77 輝光放电底器件(282)
第十章 輝光放电底等离子区	285
§ 78 等离子区(285)	§ 79 探針特性曲綫法(288)
§ 80 等离子区底張弛時間和張弛距离(298)	§ 81 在等离子区中电子按能量的分布情况(299)
§ 82 等离子区底消电离現象(309)	§ 83 气体放电等离子区底理論(310)
§ 84 等离子区内的电振動(317)	§ 85 人工加热陰極的放电現象(319)
§ 86 含气兩極管和閘流管(322)	
第十一章 弧光放电	327
§ 87 B. B. 彼特洛夫發現电弧。弧光放电底特征及各种形态(327)	§ 88 弧底形成(329)
§ 89 陰極光斑。弧光放电底外形和它的各部分(331)	§ 90 弧光放电时的电位分布和伏特安培特性曲綫(332)
§ 91 弧光放电各部分底溫度与輻射(335)	§ 92 以电弧产生不衰減的振蕩(337)
§ 93 在高压或超高压下的弧光放电底陽極区(341)	§ 94 弧光放电底綫底稳定性(346)
§ 95 雅布洛契柯夫灯(347)	§ 96 电弧爐和弧焊接(349)
§ 97 汞整流器(350)	
第十二章 火花放电及电量放电	354
§ 98 火花放电底一般情形和各种类型(354)	§ 99 火花放电中的基本过程和条帶底理論(357)
§ 100 火花放电底繼續阶段(369)	§ 101 閃电的特点和研究方法(370)
§ 102 球形閃电(376)	§ 103 火花放电器和触發管, 格拉果列娃-阿尔卡捷娃电磁波大規模發射器(377)
§ 104 电量放电底發生条件和一般圖景(378)	§ 105 电量放电底电場分布和伏特安培特性曲綫(381)
§ 106 双極电量放电(386)	§ 107 电量放电中的断續現象(387)
§ 108 电量放电过渡到火花放电或弧光放电(389)	

第十三章 高频放电 392

§ 109 在高频和低频交流电情形下的放电(392) § 110 环形无电极放电(394)

§ 111 高气压下的高频放电(394) § 112 高频放电理论(401) § 113 脉冲

放电(413) § 114 天线换向器底放电器(413)

第十四章 地球大气层中的电现象 419

§ 115 电离层(419) § 115 地球大气层的下层中的电场和电流(423) § 117

雷雨理论(426) § 118 极光(428)

第十五章 气体放电底辐射 430

§ 119 气体在放电时的发光特性(430) § 120 光谱线系(431) § 121 原子

中电子能级底矢模型和原子底能态底名称(433) § 122 分子光谱和分子的

项(441) § 123 气体放电底参量和其辐射之间的关系(443) § 124 放电中

气体底余辉(448) § 125 切柳科夫效应和发光电子效应(449) § 126 气体

放电的光源(453)

附录 (某些量底表格与插图) 457

I. 电子由金属和周期表中其他化学元素逸出时的功函数(以电子伏特为单

位)(458) II. 某些原子和分子底电离能(以电子伏特为单位)(458) III.

某些金属(在室温下)的表面光电效应阈(以微米为单位)(461) IV. 电子在

某些气体中底迁移率 K_e (单位为 $\frac{\text{厘米}}{\text{秒}} \cdot \frac{\text{伏特}}{\text{厘米}}$, 当 $t=0^\circ\text{C}$ 且 $P=1$ 毫米汞柱高时)(461) V. 共振光谱线底激发电位 $U_{\text{рез}}$, 亚稳状态底激发电位 $U_{\text{мет}}$ 与某些气体或蒸汽底电离位 U_i ($U_{\text{рез}}, U_{\text{мет}}, U_i$ 以伏特为单位, λ_0 以 $\text{\AA}$ 为单位)(461) VI. 根据萨加公式 $\left(\frac{x^2}{1-x^2} \right) p = 1.33 \times T^{5/2} e^{-\frac{eU_i}{kT}}$ 得出的气体底热电离度 x 与温度的关系(462) VII. 空气的体电离系数 α 底实验值

(463) VIII. 电子在气体中的自由程(463) IX. Д. И. 门德列也夫底元素

周期表(466) X. 根据气体放电中所发生的基本过程对它们的各种类型与

区域进行分类(468)

第九章 繁流放电

§ 60. 电子繁流底理論 气体放电底第一个定量的理論是在本世紀初由湯生所提出的电子繁流理論。这个理論适用于某些类型的气体放电，或某些气体放电的区域；在这些情况中，电子受電場作用而發生的定向运动，比它們的不規則的热运动更占优势。湯生引入了三个系数来表征气体底电离过程。第一个系数是电子对气体底体积电离系数 α ；它表示：由于与气体粒子的碰撞，一个电子在沿着陰極到陽極的方向的每一厘米內，所形成的自由电子的数目，即与此相等的正离子数目。

除了湯生一般地对帶負电粒子所用的系数 α 外，他还引入了第二个系数——正离子底电离系数 β ；它等于一个正离子在从陽極到陰極的每一厘米內，所發生的电离次数。第三个系数 γ ，我們在第三章 § 25 中已討論过。它表征在陰極上的表面电离，即表示平均每一个击中陰極的正离子使陰極放出的电子数目。

在放电时，由于陰極表面上發生的基本过程底作用而引起陰極放出电子的一切过程，总称为 γ 过程。热电子發射和冷陰極發射不在 γ 过程之列。

对于放电底機構，近代的电子繁流理論描述如下。为了要得到放电，我們必須用外电离因素来产生自由电子。这个过程可以在有气体底整个空間中进行，也可以只發生在陰極上。我們究竟采用这两种电离形式的哪一种，虽然对于理論底最終結論而言是無關紧要的，但是为了使我們的討論十分明确起見，此后我們假設，由于陰極表面受到了短波輻射的照射，电子从其表面逸出；并以 n_0 表示在一秒鐘內每平方厘米陰極面發出的电子数，以 i_0 表示

与 n_0 相当的陰極之电子流密度。

每个电子在前往陽極的路程上电离了气体粒子。由此释放出来的电子也向着陽極运动,而且在碰撞时,它們也会把气体粒子分成正离子和电子。这样一来,向陽極运动的电子数目就随着离陰極的距离而逐渐增加;于是所謂的电子繁流現象便發生了。在相同的电場强度下,陰極到陽極的距离越大,那末,从陰極到陽極的繁流增殖越多。

在圖 92 上,令 x 軸垂直于陰極和陽極,并假定这两个电极是互相平行的平面。



圖 92 推导电子繁流增殖規律的圖。

現在我們来討論电子在气体層 dx 里的电离情况。設每單位面积上有 n 个电子从陰極飞入这气体層。因为一个电子在路程上的一厘米內造成的电离次数为 α , 那末,每个电子在路徑 dx 上所产生的平均电离

数为 αdx , 所以飞入这气体層的 n 个电子就产生了 $n\alpha dx$ 次电离。这样,在 dx 路程內,繁流的电子数 n 的增長为

$$dn = n\alpha dx, \quad (60.1)$$

將上式分离变数后再积分,并注意到当 $x=0$ 时,电子数 $n=n_0$, 我們就得到在均匀电場中繁流增長底規律

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (60.2)$$

以及电子流密度增長底規律

$$i = i_0 e^{\alpha x}, \quad (60.3)$$

式中, x 为从陰極到所研究的点底距离。

系数 α 是电場强度的函数。因此,在不均匀电場中, α 随 x 不同而不同。若积分时考虑了这一点,那末,我們得到在不均匀电場

中繁流增長底規律为:

$$n = n_0 e^{\int \alpha dr} \quad (60.4)$$

坐标 r 是沿着繁流推进底方向①。

当陰極和陽極間的距离为 d 时, 就有 $n_0 e^{\alpha d}$ 个电子飞到陽極。繁流底全部电子所产生的电离次数, 亦即它們产生的正离子数等于

$$n_0 e^{\alpha d} - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1), \quad (60.5)$$

而在不均匀电场中为:

$$n_0 \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right). \quad (60.6)$$

在極大多數的情况中, 由正离子引起的体积电离比由电子引起的体积电离小得多, 也比 γ -过程在陰極上引起的电离都小得多。因之, 我們忽略正离子底体积电离作用, 即令 $\beta = 0$ 。

只有在很强的电场中, 我們才應該考虑到由于正离子底碰撞而引起的电离作用。至于負离子, 当它們在强的电场中与中性的气体粒子相撞时, 它們互相作用的結果是使負离子分成中性粒子和电子, 而不是使中性粒子电离, 因为, 使电子离开負离子所需的功要比电离中性粒子的功小很多。同时, 脱离了負离子的自由电子, 在它与气体中性粒子重新結合起来以前, 是可以有电离作用的。在負电性的气体和强电场底情况下, 繁流增長底規律 (60.2) 是考虑了这个現象的, 这时系数 α 有着概括的意义。我們也應該考虑, 由于气体粒子被激發到亞稳状态, 而引起相当数目具有电离

① 在圓柱坐标和球形坐标中, 坐标 r 底方向与半徑一致。在一般情况中, 繁流底軌迹和电力綫并不一致, 而問題就变得十分复杂, 尤其是在有些情况中, 我們不能像湯生最初的理論那样不考虑到空間电荷使电场畸变的作用。

作用的第二类非彈性碰撞。不論在用到系数 α 的理論公式中，还是在下述的測定 α 底實驗方法中，系数 α 同样也考虑了这些碰撞底效果。

由电子繁流而形成的 $n_0(e^{\alpha d}-1)$ 个正离子撞击陰極，使陰極放出 $\gamma n_0(e^{\alpha d}-1)$ 个新的电子。这样一来，从陰極跑出来的电子將不止由外致电离产生的 n_0 个，而有更多的数目。由于这个原因，与陰極相撞的正离子数也將增大。令 n_1 表示在穩定狀況下單位時間內每單位陰極表面放出的电子总数。因为，这个数目是由靠外电离因素發生的 n_0 个电子和靠 γ -过程使陰極放出的 $\gamma n_1(e^{\alpha d}-1)$ 个电子合成的，所以

$$n_1 = n_0 + n_1 \gamma (e^{\alpha d} - 1). \quad (60.7)$$

另一方面，若每單位陰極表面放出 n_1 个电子，那末，由(60.2)可知到达陽極的电子数为

$$n_a = n_1 e^{\alpha d} \quad (60.8)$$

从(60.7)和(60.8)兩式得出：

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (60.9)$$

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (60.10)$$

因为，陽極上的全部放电的电流是由电子荷載的(通常陽極不放出正离子)，故以电子底电荷乘之，即得非自持的繁流放电底电流密度

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (60.11)$$

在已穩定了的狀況下，在兩個电極之間的空間內，是不会繼續积累空間电荷的。因此，在放电区域內各处的电流密度 i 應該是一样的。在每一点上这个总的电流密度等于电子流密度 i_e 与离子流密度 i_p 之和

$$i = i_e + i_p. \quad (60.12)$$

在放电区域中不同地点的 i_e 和 i_p 都是不同的; 从陰極到陽極 i_e 在增長, 从陽極到陰極 i_p 在增長。

令 i_{ek} 和 i_{pk} 表示在陰極上的电子流密度和离子流密度。我們知道 $i_{ek} = en_1$, 又按系数 γ 底定义, 可知:

$$\frac{i_{ek}}{i_{pk}} = \gamma \quad (60.13)$$

由(60.13)及(60.12), 即得

$$i_{ek} = \gamma i_{pk} = \gamma(i - i_{ek}) = i \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (60.14)$$

若有使均匀电场發生畸变的空間电荷存在, 則(60.11)应改为下列的形式:

$$i = i_0 \frac{e^{\int_0^d \alpha dx}}{1 - \gamma \left(\frac{e^{\int_0^d \alpha dx}}{-1} \right)}. \quad (60.15)$$

如果我們把 γ 了解为一个包括了由正离子引起的表面电离和体积电离的系数, 那末(60.11)和(60.15)式的数值就大于在 $\beta = 0$ 情况下所得之解。

湯生在最初推算非自持放电底电流式子时, 仅考虑了系数 α 和 β , 而忽略了系数 γ 所指的那些过程。他所得到的式子是

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (60.16)$$

在解問題时, 若同时考虑到在陰極上的 γ 过程和正离子使气体粒子电离的作用, 我們就得到下式

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{(1 + \gamma)\alpha - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (60.17)$$

將(60.17)中的 β 等于零, 我們就得到(60.11); 令 γ 为零, 即得(60.16)公式。

如果再忽略掉(60.11)中的系数 γ , 或者(60.16)中的系数 β , 我們就得到前面得出的繁流增長規律 $i = i_0 e^{\alpha d}$, 这个式子不包括正离子的电离作用以及在陰極上所發生的过程。

在稳定的自持放电中, 我們無需借外致电离底作用来使陰極放出电子。

因此, 在自持放电情况下, (60.7)中 n_0 的值必須为零; 再把 n_1 銷去后, (60.7)即成为

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (60.18)$$

(60.18)是自持繁流放电底存在条件。系数 α 和 γ 是电場强度 E 底函数, 因此, 当电極底几何形狀和位置固定不变时, 它們就是陰極和陽極間电位差 U 底函数。当其他的条件不变时, α 和 γ 是随着电压 U 增大而增大, 故 $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ 也随着电压 U 而增大。 $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ 等于 1 时的电压值 U 称之为自持放电底引燃电压。根据这种看法, (60.18)是由非自持放电过渡到自持放电的条件。

但是, (60.18)这个式子既沒有告訴我們自持放电时的电流密度, 也沒有說明这时的电位分布情况。湯生底理論只告訴我們自持放电底原則; 在这个理論的原始形式里, 我們不能得到任何更进一步的了解。

有时我們不能忽視由正离子底碰撞而使气体粒子电离的作用。在解决这种問題时, 同时考虑到系数 γ 和系数 β , 因此, (60.18)为下面的式子所代替

$$(1 + \gamma)\alpha - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha - \beta)d} = 0. \quad (60.19)$$

若將上式中的 γ 忽略不計, 則得

$$\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d} = 0, \quad (60.20)$$

这就是湯生最初用来作为自持放电底引燃条件。

(60.19), (60.18), (60.20)三个稳定条件可以写成相同的形式, 即

$$\left. \begin{aligned} \frac{(1+\gamma)\alpha}{\alpha\gamma+\beta} &= e^{(\alpha-\beta)d}, \\ \frac{1}{\gamma} &= e^{\alpha d} - 1, \\ \frac{\alpha}{\beta} &= e^{(\alpha-\beta)d}. \end{aligned} \right\} \quad (60.21)$$

假如以 γ 来代表 $\frac{\beta}{\alpha}$, 那末当我们可以忽略 β (当它与 α 或 $\gamma\alpha$ 相比时)、忽略 γ (当它与 1 相比时)、忽略 1 (当它与 $e^{\alpha d}$ 相比时) 的时候, 则 (60.21) 的三个式子均变成

$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha d}. \quad (60.22)$$

这就告诉我们, 在 $\frac{E}{p}$ 比值很广的范围内, (60.21) 的三个式子都能很好地说明我们所研究的现象。在所有实际情况下, 我们可以利用 (60.11) 式来求非自持繁流放电底电流强度, 同时还可以从放电底稳定条件 (60.18) 式出发, 研究在电子定向运动占优势的放电区域底理论。在不均匀电场中, 这个放电的稳定条件为:

$$\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dr} - 1 \right) = 1. \quad (60.23)$$

§ 61. 系数 α 与 E 和 p 的关系

图 93 上所示的仪器是用来测定系数 α 的。在比较粗的放电管里, 放入平面的阴极 K 和平面的阳极 A ; 可以用某种不影响真空的装置来改变两电极之间的距离, 并且可以用测高仪来测量它。紫外光线透

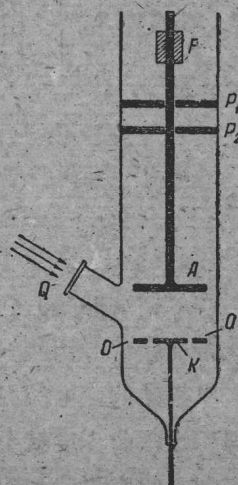


图 93 测系数 α 的仪器底图示。

K 为阴极, A 为可移动的阳极, O 保护环, Q 水晶窗, P_1 及 P_2 为固定阳极方向的架子, F 是利用磁场来移动阳极的铁柱。

过水晶小窗 Q 射到陰極上。当陰極与陽極間的距离 x 改变时, 我們調节加在陰極和陽極上的电位差, 使电场强度 E 不变。

在电场强度不变的条件下, 我們測量在不同 x 的数值时發生的电流。以距离 x 为横坐标, 并以 $\ln \frac{i}{i_0}$ (i_0 是从陰極放出的光电流) 为縱坐标, 我們得到圖 94 上的直綫 OA 和曲綫 AB 。直綫 OA

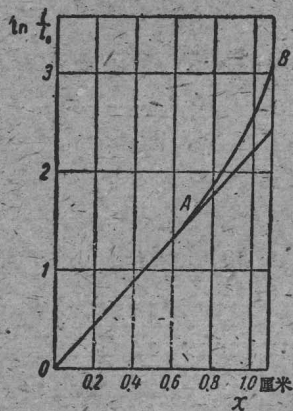


圖 94 曲綫

$$\ln \frac{i}{i_0} = f(x).$$

代表某一种放电情况; 在这种放电时, 由于繁流而产生的正离子的数目和激發原子的数目比較小, 所以可以不考虑在陰極上的过程和空間电荷, 并且可以假設 $n_1 = n_0$ 。在这情况下的电流即可用(60.3)式来表示。取了対数值后, 即得直綫方程式:

$$y = \ln i = \ln i_0 + \alpha x. \quad (61.1)$$

系数 α 底值等于綫段 OA 傾斜角底正切。至于曲綫部分 AB 。我們已經指出: 不仅正离子底体积电离作用或 γ 过程会使得这个曲綫部分出現 (如果假設 $\gamma = \frac{\beta}{\alpha}$, 这两种作用过程都可

以引到同样的曲綫), 还有空間电荷使电场發生畸变的作用也会使得这种曲綫部分出現。实验証实了这个結論。

当起始的光电流 i_0 在减小 (就是使陰極底照度减小) 时, 曲綫段 AB 底弯曲程度就会改变, 最后一直改变到这个改变停止, 一直改变到弯曲底程度和陰極底照度没有关系。当达到这个放电情况时, 我們从圖 94 的曲綫部分, 可以求出系数 γ 底值。

湯生曾經尝试把系数 α 和 β 与电子和离子底运动学联系起来。他的結果可以叙述如下:

为了使問題簡化起見, 我們忽略电子底不規則的热运动, 它比

电子在电场作用下的定向运动小得多。在均匀电场中，电子与气体粒子碰撞后，到另一次碰撞前，它沿一直线运动。

设 λ_e 为在气体中电子底平均自由程。当电子走了一厘米路程时，它与气体分子碰撞底次数为 $N = \frac{1}{\lambda_e}$ 。在这些碰撞中，只有电子底速度等于或大于相当于气体电离电位 U_i 的速度的那些碰撞，才能使气体粒子电离。若电子在电场强度为 E 的电场中运动，那末，要得到相当于电离电位的速度，电子必须跑过满足下式的自由程 λ_i ，

$$E\lambda_i = U_i. \quad (61.2)$$

电子在一厘米的路程内发生的 N 次碰撞中，只有 $Ne^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}$ 次的电子自由程大于 λ_i ，在这时它才能使气体粒子电离。为了计算在气体内一个电子在一厘米路程内所发生的电离次数 α ，我们应该把电离作用底几率乘以 $Ne^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}$ ，因为不见得每一次碰撞都发生电离作用。然而，汤生为了使问题简化，他假定，当 $\lambda_e > \lambda_i$ 时，每次碰撞都发生电离作用。此外，汤生还忽略了使气体粒子激发的碰撞，并且假设在每次非弹性碰撞时，电子便失去了它所积累的全部动能。第一个假定使我们得出

$$\alpha = Ne^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}}. \quad (61.3)$$

按 (61.2) 用 $\frac{U_i}{E}$ 来代替 λ_i ，又用 $\frac{1}{N}$ 代替 λ_e ，即得

$$\alpha = Ne^{-\frac{NU_i}{E}}. \quad (61.4)$$

设电子在单位压强下每单位路程内的碰撞次数为 N_0 ，并注意到碰撞次数是与压力成比例的，我们就可以写出

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 e^{-\frac{N_0 U_i}{E/p}}. \quad (61.5)$$

(61.5)式告訴我們 α 有这样的性質, 就是 $\frac{\alpha}{p}$ 的比值並不單是 E 的函數, 亦不單是 p 的函數, 而是 $\frac{E}{p}$ 的比值底函數。

雖然以上所述的是係數 α 底近似理論, 然而實驗證明這個原則總是正確的。它可以用下列的普遍式子來表示

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right), \quad (61.6)$$

其中 f 是未確定形式的函數。

係數 γ 是正離子在陰極前面每一段自由程中所獲得的平均能量的函數; 因此, 由於這個平均值是與 $\frac{E}{p}$ 成比例的, 我們即可設

$$\gamma = f_1\left(\frac{E}{p}\right). \quad (61.7)$$

利用(61.6)式及(61.7)式, 並假定在均勻場 $E = \frac{U}{d}$ 中, 我們就可以把自持放电底發生條件(60.18)寫成下列的形式

$$f_1\left(\frac{U_3}{pd}\right) \left(e^{f\left(\frac{U_3}{pd}\right) \cdot pd} - 1 \right) = 1. \quad (61.8)$$

公式(61.8)告訴我們, 氣體放电底引燃電壓 U_3 是 pd 乘積底函數, 而不單是 p 的函數, 亦不單是 d 的函數。

由此可見, 在兩個放电管中(它們的電極是平面, 且所用的氣體是一樣的), 若氣壓與電極間距離的乘積相等, 則兩者的引燃電壓亦相等。在湯生理論發表以前, 這個規律就已經被實驗確立了, 並稱之為帕邢(Paschen)定律。

帕邢定律不適用於大的壓力和大的電極距離, 不過, 這時的放电已經不是繁流放电了。在非均勻電場中, 這個定律可推廣如下:

“設有兩放电管, 其電極的形狀和幾何的位置是相似的, 而兩管內的氣壓與放电間隔底綫性大小成反比, 那末它們的引燃電壓是相等的”。

這個定律是氣體放电同比定律底特殊情況; 按照同比定律, 在

两个相似的放电中,若电压相等,则电流密度也相等。两个相似的放电,在下列情况中才会发生,在这两放电区域中相对应的各点上,电子走了一个自由程时,由于电场之作用电子能量增长的平均值是相等的;因为,当一个放电过渡到另一个与它相似的放电时,在放电区域中相对应的各点上,电场强度 E 增加多少倍,电子底平均自由程 λ_0 就减小多少倍。在两个相似的放电中,在各相对应点上,电子能量的分布情况是一样的。

从同比定律出发,在许多情况中,我们可以得到关于电流的、关于在相对应点上气体电离程度的以及关于其他问题的定量结果。

如果当电子与原子以及电子与分子作非弹性碰撞时,我们不仅注意到电离底过程和激发底过程,而且还要考虑其他的基本过程;那末,经过仔细的观察我们发现,在下列的过程存在时,仍有放电底相似性;这些基本过程为:电子和离子底扩散过程;负离子底形成过程;在高气压时气体体积中正负离子底互相复合现象;在器壁表面上和电极表面上的复合现象;由于正离子及亚稳原子底作用使阴极(其功函数相等)放出电子的过程,以及当混合气体对主要气体的百分浓度比相等时,第二类碰撞所引起的电离过程等。另一方面,在下列的情况时,就没有放电底相似性,这些情况就是:在渐次电离过程中,若气体体积里正离子和电子有显著的互相复合现象,至于在低气压下,如果气体体积里有正负离子底复合现象存在,也不会发生放电的相似性。

帕邢定律(气体放电中同比定律底特殊情况)在实验上被证实就说明了,当繁流放电从不自持的状态过渡到自持的状态时,在气体内正离子与电子底复合现象以及渐次电离现象不起什么重要的作用。

虽然(61.5)式引出了同比定律,但是用已知的 U_0 和 N_0 值代

入該式后，并不能得到实验所观测到的正确的 α 值。这种分歧是

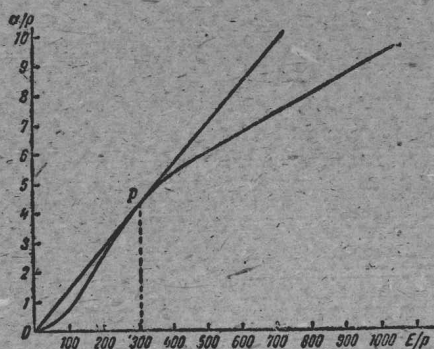


圖 95 $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ 的曲線。

因为湯生把那些粗略的假定作为计算的基础，而这些假定不适用于求精确的定量结果。现在把(61.5)式作为经验公式，它的形式如下：

$$\frac{\alpha}{p} = c_1 e^{-\frac{c_2}{E/p}}, \quad (61.9)$$

c_1 及 c_2 从实验中测定。

上面这个公式正确地反映了圖 95 所示的从实验得来的曲线（空气） $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ 的一般情况。关于这个公式，还有其他的研究者得出别的经验公式；它们是比较精确，但用它们来计算却比较不便，因为，对不同的 $\frac{E}{p}$ 值之范围，我们就得用不同的公式，而且从这些公式得到的曲线，彼此之间的联系也很差。

在 1936 年，С. К. 莫拉辽夫（Моралёв）还有德拉意维斯坦（Друйвестейн）得出一个计算 α 底方法，其结果与实验极为一致。德拉意维基坦是从他提出的电子的能量分布律出发的。莫拉辽夫底方法是根据着以下几点：他考虑到电子的速度分布，这个分布律接近于麦克斯章分布律；他应用电离几率的近似式

$$w\left(\frac{U}{U_i}\right) = C \frac{(U - U_i)e^{-\frac{U}{U_i}}}{U_i}; \quad (61.10)$$

他还考虑到在弹性的和非弹性的碰撞中，电子的能量损失。在上式中， C 为一常数， U 为在某一碰撞时电子底能量， U_i 为相当于气体电离电位的能量， U_i 为电子的平均（最可几）能量。用这个方