

热等离子体 实用动力学

——电弧等离子
发生器的物理过程



〔苏〕

М. Ф. 茹科夫

А. С. 科罗捷耶夫

Б. А. 乌柳科夫

著

科学出版社

热等离子体实用动力学

——电弧等离子发生器的物理过程

M. Ф. 茹科夫

[苏] A. C. 科罗捷耶夫 著

B. A. 乌柳科夫

赵文华 周力行 译

朱文浩 校

科学出版社

1981

内 容 简 介

本书阐述了电弧等离子发生器(或称电弧加热器、等离子喷枪)的物理过程,着重从理论和实验方面探讨了电弧和气流、磁场及电极间的相互作用,介绍了用相似理论整理等离子发生器的电、热特性参数的方法,列举了电极烧损和电弧电场强度的测定及控制的研究成果。

本书可供等离子技术,如材料烧蚀、等离子化工、冶炼、喷镀、焊接、切割等方面的生产及研究人员参考,也可作为有关专业的大学生及研究生的参考书。

М. Ф. Жуков, А. С. Коротеев, Б. А. Урюков

ПРИКЛАДНАЯ ДИНАМИКА

ТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Издательство «НАУКА» Сибирское Отделение 1975

热等离子体实用动力学

М. Ф. 茹科夫

[苏] А. С. 科罗捷耶夫 著

Б. А. 乌柳科夫

赵文华、周力行 译

朱文浩 校

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1981年4月第一版 开本: 787×1092 1/32

1981年4月第一次印刷 印张: 10 1/2

印数: 0001—2,550 字数: 237,000

统一书号: 15031·335

本社书号: 2100·15—10

定价: 1.65元

序 言

等离子体动力学包括了自然界中和电离气体电磁特性有关的大量综合物理现象。在等离子体中发生的物理过程的复杂性迫使在各个具体问题中忽略等离子体的这些或那些特性,以便有可能找出所给定的这类现象的主要特征,从而建立它的某些简化模型。等离子体动力学中的磁近似和电磁近似已很熟悉。在磁近似中,电场的能量与磁能相比小到可以忽略不计;而在电磁近似中,二者具有相同的数量级。然而,目前,具有重大实际意义的大量问题的特点是外电场比磁场中等离子体运动所感应的电场大得多。众所周知的各种类型的放电就是如此。从它们实用价值的角度来看,高气压电弧放电具有特殊的地位,其特点是放电中气体各成分间达到热平衡。直流电弧等离子发生器中的放电、工频和高频交流电弧等离子发生器中的放电、包括感应式高频等离子发生器中的放电、电焊设备及电弧开关等设备中的放电都具有这个特点。

研究有电弧放电存在的气体流动之所以重要,是因为电弧放电在技术上和工业中广泛普及,研制电弧设备吸引巨大的人力和物力,需要建造高达几十兆瓦的大功率电弧装置。等离子流有各种实际应用:研究物体进入地球和其他行星大气层的运动;制取在一般条件下很难甚至根本不能得到的各种化学物质;金属的焊接和切割;在冶金中的应用,等等。

本书着重研究直流电弧装置(等离子发生器)中的流动。因为等离子体中的特征弛豫时间,一般远较到目前为止实现的任何频率的交流等离子发生器的电场变化周期为小。所

以,由确定等离子体的局域性质的观点来看,可以认为交流等离子发生器中的流动是准稳态的。因此,直流等离子发生器的大部分研究结果可以直接搬用于交流等离子发生器中。当然,某些特殊效应是例外。例如,在电流过零点时交流电弧燃烧的保持,高频磁场在等离子体中的渗透,等等。

书中研究了电弧与气流、电弧与等离子发生器通道壁面相互作用的物理过程,也研究了在电极上发生的过程,并引用了大量的实验结果。在介绍热等离子体动力学问题的数学求解方法中,力图使读者了解现代计算方法的基础。

用了很大的篇幅推导出气体电动力学相似准则组,列举了各种方案及构造的等离子发生器的伏安特性和热物理特性的实验综合公式,其中包括同轴式磁旋弧等离子发生器。

在研究电弧-电源系统的稳定性时,涉及了以考虑弧柱动特性为基础的新的方面。

按照作者的意图,本书是1969年出版的A. C. 科罗捷耶夫(Коротеев)、A. M. 科斯蒂列夫(Костылев)、B. B. 科巴(Коба)等人的著作《低温等离子体发生器》和1973年出版的M. Ф. 茹科夫(Жуков)、B. Я. 斯莫利亚科夫(Смоляков)、B. A. 乌柳科夫(Урюков)的著作《气体的电弧加热器(等离子发生器)》的合乎逻辑的继续与发展。本书既可作为各工业部门中研制及使用各种电弧设备的工作人员的指南,也可作为从事热等离子体动力学实验与理论问题研究人员的指南。此外,本书还可以作为专门研究低温等离子体的大学生和研究生的学习参考书。

译者的话

电弧等离子发生器,或称等离子喷枪、电弧加热器,目前已经在我国的等离子化工、冶金、喷镀、切割、喷焊、打孔、材料烧蚀实验、电弧风洞实验等各个领域中取得了日益广泛的应用。从事等离子技术方面的工程技术人员都希望进一步了解和掌握电弧等离子发生器的物理过程。为此,我们将本书译出,供科研、生产及教学参考。

本书从便于实用的角度阐述了电弧等离子发生器中的物理过程,综合了有关文献中的研究成果,是目前系统地介绍电弧等离子发生器工作过程的为数不多的著作之一。书中有理论分析,也有实验研究结果,特别是对电弧和气流相互作用的规律、电弧电场强度(直接和弧电压有联系)、电极烧损等基本现象进行了比较详细的讨论,因而有一定的参考价值。

本书对电弧和磁场的相互作用的探讨还嫌不足,书中某些部分缺乏更广泛地概括各个方面的研究成果和论点。尽管如此,我们认为本书仍然是电弧等离子体方面比较好的参考书之一。

由于译者水平所限,译文中错误在所难免,望广大读者不吝指正和提出批评意见。

1978年10月于北京

目 录

第一章 热等离子体和电弧放电的概念	1
§ 1.1. 电弧的发生与电弧等离子体的性质	2
§ 1.2. 电弧放电的结构与性质	5
§ 1.3. 电弧与外界环境的相互作用	9
第二章 等离子发生器中的物理过程与气动过程	19
§ 2.1. 分流、定性状况	19
§ 2.2. 轴线式等离子发生器中电弧的现象	24
§ 2.3. 分流过程的某些定量的研究结果	31
§ 2.4. 长柱形通道中电弧燃烧的特点	39
§ 2.5. 电弧在淹没射流轴线上燃烧的特点	44
§ 2.6. 内电极的气体动力学	55
§ 2.7. 突然扩张的柱状电极的气体动力学	67
第三章 研究电弧放电的数学方法	83
§ 3.1. 电弧等离子体方程	83
§ 3.2. 一维近似	90
§ 3.3. 电弧的通道模型	96
§ 3.4. 积分方法及对介质性质取近似的方法	99
§ 3.5. 辐射对电弧特性的影响	110
§ 3.6. 电弧与气流的相互作用	113
§ 3.7. 电弧的自身磁场对气体运动的影响	117
§ 3.8. 等离子发生器通道中的流动	121
§ 3.9. 气体旋转对电弧性质的影响	136
第四章 相似理论在描述等离子发生器中各种 过程的应用	140
§ 4.1. 物理现象相似概念的原理	140

§ 4.2. 等离子体流动相似的特点	143
§ 4.3. 电弧放电的相似准则	148
§ 4.4. 相似准则的分析	150
§ 4.5. 比例系数的选择	157
§ 4.6. 计算电弧放电中电压降的准则关系式	166
§ 4.7. 同轴式等离子发生器中电弧放电试验特性 的综合	170
§ 4.8. 轴线式等离子发生器电弧的综合伏-安特性 及综合热特性	174
§ 4.9. 电磁力作用下同轴式等离子发生器中电弧 运动速度数据的综合	195
第五章 同轴式等离子发生器中等离子体和壁之间 的传热	200
§ 5.1. 等离子发生器中传热特点的概述	200
§ 5.2. 利用消失粘度理论的原理确定摩擦系数和 换热系数	208
§ 5.3. 同轴式等离子发生器中换热的实验研究	214
第六章 电弧和电极相互作用的某些问题	221
§ 6.1. 电弧和电极相互作用的简要特征	221
§ 6.2. 通过弧点传给电极的热流	230
§ 6.3. 阴极和阳极的电流密度	246
§ 6.4. 各种介质中钨阴极的烧损速度	251
§ 6.5. 空气介质中铜管电极的烧损速度	256
第七章 电弧的电场强度	258
§ 7.1. 测量电场强度的方法	261
§ 7.2. 弧室中非自激放电	270
§ 7.3. 用极间环形隔离段测量电位的特点	274
§ 7.4. 淹没射流中电弧的电场强度	277
§ 7.5. 大电流下电弧的电场强度	281
§ 7.6. 气体种类对电弧电场强度的影响	284

§ 7.7. 磁场中电弧的电场强度	286
§ 7.8. 对电弧电场强度起作用的办法	290
第八章 电弧燃烧的稳定性	300
§ 8.1. 由电弧静伏-安特性出发计算稳定范围	302
§ 8.2. 由电弧动伏-安特性出发计算稳定范围	305
§ 8.3. 电弧进入工作点	309
参考文献	314

第一章 热等离子体和 电弧放电的概念

热等离子体的特征是等离子体各组分——离子、电子和中性粒子——之间处于局域热力学平衡(温度相等)。严格地说,只有那些没有任何能量、动量、质量迁移过程的介质才可能处于热力学平衡。对于这样的介质,可以运用热力学的全部概念(温度、比热、熵等),其中的粒子速度分布是麦克斯韦分布,而能态几率用玻耳兹曼分布来描述。在热力学平衡的等离子体中,任何过程(辐射、解离、电离等)都与其反过程(吸收、复合等)相平衡。这种等离子体的全部特性仅取决于两个热力学参数:压力和温度。

但是,在所有的实际情况下,等离子体中都存在着某些实体的迁移,一般说来,这将引起平衡的破坏。虽然如此,热力学平衡等离子体的描述方法往往还可以用于这样的等离子体中,其定性参数(温度和压力)应理解为空间中给定点的当地值。当然,这个点应该代表某一足够大的区域,以便对其中的粒子可以运用统计力学定律。与此同时,这个区域的尺寸和等离子体参数发生显著变化的特征长度相比又应该是足够的小。只有在等离子体粒子碰撞之间的自由程上偏离平衡态不大时,对于存在迁移过程的等离子体才能使用局域热力学平衡的概念。这时,可以把等离子体看成准平衡的连续介质,而给定点的等离子体的状态可以由温度和压力的当地值来确定,这些数值是座标的函数。在实验室条件下,主要是用电弧

放电加热气流来获得热等离子流。我们从电弧放电、放电的特点和性质的现象描述开始，来研究热等离子体的流动。

§ 1.1. 电弧的发生与电弧等离子体的性质

电弧放电可以由预先接触的电触头分离来产生，或者由触点间隙的电火花击穿来产生，也可以加大辉光放电的电流，使其过渡到电弧放电。图 1.1 给出了由辉光放电过渡到电弧放电时阴极电位降与电流之间的典型关系。这种过渡的特点是：在总电位降降低的同时，阴极电位降随着电流的增加而迅速下降(见图 1.1)。

如果辉光放电中的阴极电位降通常具有 100 伏或 100 伏以上的数量级，那末在电弧放电中，它只有 10—15 伏。这一差别的原因是近阴极区电迁移过程不同和电场能量传给气体的方法不同。在辉光放电中，阴极电子发射是由在近阴极的强电场中被加速的离子对阴极的轰击以及放电中气体辐射的

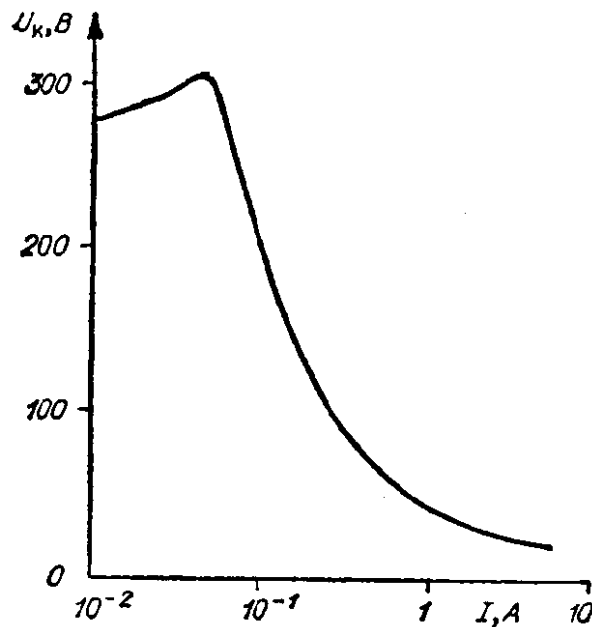


图 1.1 由辉光放电向电弧放电过渡时，阴极电压降与电流的关系

光效应产生的。由阴极逸出的电子在近阴极电场中被加速到足以使原子电离的能量。电场能量传给放电介质是通过电子撞击实现的。

如果提高放电电流,则由于电子撞击次数增加,阴极附近气体温度升高,并从某一时刻起,热电离在气体电离中开始起主要作用,在热电离的情况下,电子温度接近于离子及中性粒子的温度。因此,使电子取得巨大能量的阴极附近的巨大电位降就没有必要存在了。这时,电子由阴极逸出的机理,要么主要是自电子发射(在阴极温度低的情况下),要么主要是热电子发射(在阴极温度高的情况下)。

高电流密度下产生的、具有低阴极电位降特点的放电形式称为电弧。电弧可分为高气压电弧与低气压电弧。

在高气压电弧弧柱中,弧柱中每一点的电子温度与重粒子(离子及中性粒子)温度彼此相近,也就是说,电弧等离子体中的条件接近于局域热力学平衡的条件(等离子体是准等温的)。但是,因为电场能量主要传给电子,然后通过碰撞再传给重粒子,在电弧等离子体中达不到绝对的局域热力学平衡。让我们估量一下可以把电弧等离子体看做准等温等离子体的条件。

假设电子在电弧电场中获得的能量通过弹性碰撞全部传给重粒子。

$$\sigma E^2 = \frac{3}{2} k(T_e - T_g) \delta \nu_{eg} n_e \quad (1.1.1)$$

其中 σ ——等离子体的电导率,它等于 $e^2 \lambda_e n_e / m_e \nu_e$; e ——电子的电荷; λ_e ——电子在气体中的自由程,它取决于等离子体各组分的浓度 n_k 和碰撞截面 Q_{ek} , $\lambda_e = (\sum_k n_k Q_{ek})^{-1}$; ν_e ——电子的热运动速度; T_e 和 T_g ——电子及重粒子的温度; $\delta = 2 m_e / m_g$ ——弹性碰撞中电子传出的那部分能量; m_e 和 m_g ——

电子及重粒子的质量； $\nu_{eg} = \frac{v_e}{\lambda_e}$ ——电子和重粒子的碰撞频率； n_e ——电子的浓度。由公式(1.1.1)可以导出下面的式子：

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\lambda_e e E}{\frac{3}{2} k T_e} \right)^2 \frac{m_g}{m_e} \quad (1.1.2)$$

括弧内综合式的意义是电子在电场中获得能量与其热运动动能之比。可以看出，高电场强度和低气压妨碍热力学平衡的建立。因此，在高气压电弧的近电极区，由于高电场强度，准等温条件不成立。在空气及金属蒸气等离子体中，当压力 $p \geq 1$ 大气压时，在电弧正柱里达到热力学平衡。在惰性气体中，由于光过程占优势(在等离子体中辐射不被吸收)，仅在更大的电流下才满足准等温特性。例如，在氩等离子体中，电流大于10安时达到平衡态，而在氦等离子体中，则电流要大于200安才达到平衡态。在电弧等离子体中加入足够数量($\geq 1\%$)的金属蒸汽，可以促进更快地达到平衡态。

在电弧放电中，离子总数等于电子总数(在一次电离的情况下)，这是由于这些粒子是由相同数量的中性粒子得到的。一般说来，在个别的放电小体积内，有可能实现一种符号的带电粒子数目超过另一种符号的带电粒子数的过程。例如，电子的扩散，在强电场中电荷的分离等，就是这种过程。但是，电荷分离时所产生的力是如此之大，以至于电弧放电实际上总是准中性的，也就是说，离子和电子的局域浓度是彼此相近的。现在估算一下，在什么样的条件下电弧放电等离子体中存在准中性。利用泊松方程：

$$\operatorname{div} E = \frac{e}{\epsilon_e} (n_i - n_e) \quad (1.1.3)$$

其中 n_i 和 n_e ——离子及电子的浓度； ϵ_e ——介电常数。由于

在弧柱中心区电场强度沿径向实际上是不变的，所以 $\text{div } E$ 的数值应当按电场强度沿通道轴线的变化来估算。如果给定一个显然十分夸大的电场强度变化值，其数量级为 10^3 伏/厘米，这时得到 $n_i - n_e \approx 10^8$ 厘米⁻³。显然，这与观测到的浓度值 ($\sim 10^{14}$ 或者更高) 相差很远。应当指出，在电弧放电的周围区域温度低，但具有很大的电场强度的径向梯度，很可能有明显的电荷分离。尤其是当被电弧加热了的气体层与通道壁接触，而壁的电位与电弧的电位不同的时候，就出现这种情况。

§ 1.2. 电弧放电的结构与性质

在被冷却的圆柱形通道的轴线上装有两个电极，电弧于两个电极之间燃烧，当用肉眼观测电弧时，立即会发现一系列的特点。

弧柱在轴向上均匀向心收缩。在电极附近，电弧收缩得更利害，而且阴极附近电弧直径一般比阳极附近要小。引起电极表面附近电弧收缩的物理过程与电极所处的条件及电弧特性有关，但是这些过程的本质仍未彻底弄清楚。电弧中轴向磁压梯度所产生的电极附近的射流在这里可能起很大的作用。在电流相对不大的情况下(在 $\sim 10^4$ 安以下)，弧柱的收缩具有热的本质，它与弧柱中心区向四周的散热有关。在没有气体流动的冷却通道里燃烧的电弧中，散热主要是通过分子导热的机理实现的。在自由燃烧的电弧中，散热是通过自然对流进行的。无论在气体纵吹(气体运动的方向平行于电弧的轴线)还是在气体横吹(气体运动的方向和电弧轴线正交)的情况下，热量都是通过层流或紊流强迫对流而散出的。在电流相当大时，电弧本身的磁场达到较大的数值，从而导致对弧柱的补充(磁)压缩——«箍缩效应»。

在谈到电弧弧线直径的时候,必须注意到,衡量电弧直径的方法不只一种。这是由于电弧的各种参数沿其截面是连续变化的。例如,可以把弧线导电直径确定为这样一个区域的直径,在该区域中通过的电量比放电的总电流只相差一个微小量,当然,这个微小量的数值是假定的。另一方面,可以用电弧的总电导与其最大电导率(在电弧轴线上)的比值来确定有效导电直径。还应当把由电弧照像底片变黑的最大减退点所确定的电弧发光直径和由等离子体的局部电导率降到最大值的一半的点所确定的导电直径区别开来。

从电弧导电直径的测量可以确定电弧中的平均电流密度。弧柱中的平均电流密度与气体种类及燃烧条件有关,其数值在 $10-10^3$ 安/厘米² 的范围内,与此同时,阴极上的平均电流密度是 10^3-10^8 安/厘米²,而在阳极上为 10^4-10^5 安/厘米²。但可以人为地创造弧柱的这样一些极端条件,使其电流密度大大超过一般数值(例如,在毛细管中点燃大电流电弧),不过在大多数实际情况下,弧柱中的电流密度处于上述

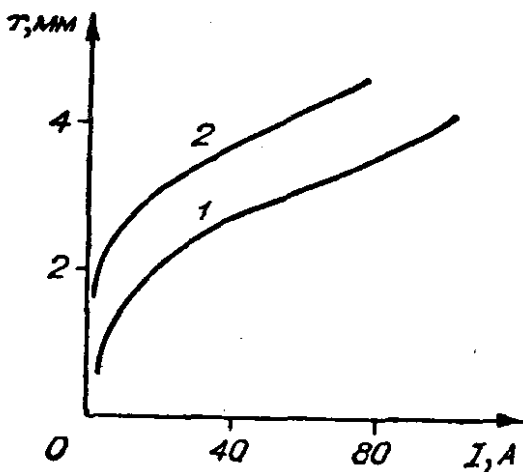


图 1.2 在氩气中燃烧的电弧的导电直径(曲线1)和发光直径(曲线2)随电流的变化

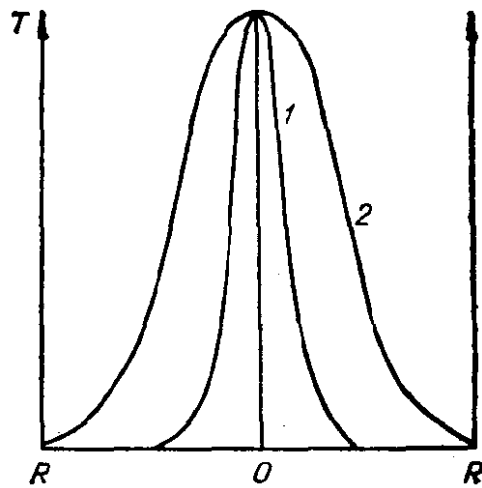


图 1.3 电导 σ (曲线1)和温度 T (曲线2)与其最大值 σ_m 和 T_m 的比值沿弧柱截面的示意分布图

的范围内。

沿弧柱截面的温度分布定性地示于图 1.3 中。在近轴线区温度很高 ($1 \times 10^4 - 2 \times 10^4 \text{ K}$)。朝着弧柱边缘的方向温度近似地按二次曲线迅速下降,而在通道壁面附近的区域,则为对数分布。在给定电流密度的情况下,确定电场强度的等离子体的电导率沿弧柱截面的变化比温度还要急剧。这是由于电导率随温度的变化是指数关系。辐射流密度的分布具有和电导率分布差不多一致的形式,这是因为辐射流与温度之间的幂函数关系中,其幂指数的数值大大超过 1。

对于不受外界影响的电弧放电,沿弧柱长度方向电位分布一般是均匀的(图 1.4),也就是说,电场强度近似为常量。但是,以后将看到,由于外界条件(气流、磁场、通道壁面)的影响,可以使它沿弧柱长度方向有显著变化。在长度为 δ_c 和 δ_a 的近电极区内,由于弧柱与电极之间的传电而引起电位发生急剧的变化。在这些区域中,破坏了电弧等离子体的热力学平衡和准中性。近阴极区中的电传输是通过阴极表面发射的电子以及弧柱中产生的离子来实现的。在近阳极区,电迁移主要靠由弧柱逸出而进入阳极的电子。电荷分离的近电极区的长度很小,估计其数量级为粒子的自由程长度的几倍(在大气压下 $\sim 10^{-4}$ 厘米)。由此可知,近电极区中的电场强度应该很大。在紧邻阴极表面之处,估计其数量级为 $10^6 - 10^8$ 伏/厘米。正因为如此,冷阴极的电子自发发射(或场致发射)才有可能性。

弧柱中的电场强度在很大程度上取决于放电通道直径、电流、气体的种类与流动状态以及一系列其他条件。例如,当压力为 1 巴、通道直径为 1 厘米、电流为 100 安时,各种气体的电场强度的代表性数值为(伏/厘米): 氩——5—8; 空气、氮——10—15; 氦——15—20; 氢——30—50。注意到电场强

度与物质的原子序号之间有一定的关系：随着原子序号的增加，电场强度下降。改变电弧燃烧的条件，可以得到比较高的电场强度值。如果在放电通道中观察到由层流到紊流的过渡，则电场强度可以增至2—10倍；用磁场来约束空气横吹的弧柱，可以使电场强度达到50—100伏/厘米左右的数量级。

伏-安特性是电弧最重要的电特性。伏-安特性的形状决定了电弧电源的参数选择及电弧装置的电效率。如果电弧在大直径通道中燃烧，则通道壁面对电弧性质的影响是微弱的（自由燃烧电弧也可归于这一类），正像实验和计算所展示的那样，随着电流的增加，弧电压照例是下降的——伏-安特性为下降的。对于在磁场中运动的电弧或者逆气流方向用磁场约束的电弧，情况也是如此。当通道壁面的影响显著的时候，也就是说，向通道壁散掉了电弧放出的一部分能量，或者

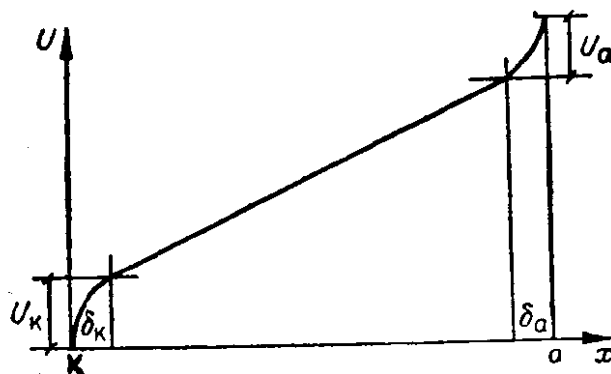


图 1.4 沿电弧长度方向的电位分布 (U_k , U_a ——近阴极电位降及近阳极电位降) 示意图

当通道壁限制了弧柱直径随电流的增加而增加的时候，在伏-安特性中可能出现上升部分。这些情况定性地表表示于图 1.5 中。

造成上升的伏-安特性的电弧燃烧条件对实际工作是很重要的，因为在这种情况下，不需要在电路中串入镇流电阻就可以保证电弧稳定工作，也就是说，电效率可能接近于 1。