

真空电阻炉

(真空应用设备)

東北工学院机械系
真空技术与设备教研室

毛主席语录

教育必须为无产阶级政治服务，必须同生产劳动相结合。

教材要彻底改革，有的首先删繁就简。

你们学自然科学的，要学会用辩证法。

要把精力集中在培养分析问题和解决问题的能力上。

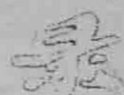
卑贱者最聪明，高贵者最愚蠢。

前 言

根据“真空技术与设备”专业培养目标的需要和教学计划中对所设“真空应用设备”课程的要求，我们编写了“真空电阻炉”这本讲义，供工农兵学员学习本课时参攷。在编写过程中，得到了有关工厂，科研单位和兄弟院校的大力支持和帮助，对此，致以真诚的谢意。

鉴于我们水平所限，加之缺乏实践，本讲义中定有不少缺点和错误，望同志们提出批评指正。

1974.9.5.



§ 1、概述	1
§ 2、电阻炉的热传播	2
一、热的传导	4
1、单层平壁	6
2、多层平壁	8
3、单层圆炉壁	10
4、多层圆炉壁	11
二、热的对流	13
三、热的辐射	15
四、复杂传热	21
1、通过平面的传热	22
2、圆筒形炉壁传热	24
§ 3、热场的功率和加热器的计算	25
一、热损失的计算	27
二、加热器的计算	31
1、加热器尺寸的计算	34
2、电热体的常用结构	41

§4、炉衬	43
§5、单晶炉概述	54
§6、单晶硅的生长原理和工艺过程	58
§7、单晶炉的结构原理及设计	73
一、现状和分类	73
二、直拉式单晶炉	95
1、加热器及保温系统设计	95
2、炉体	111
3、机械传动系统	115
4、真空系统和惰性气体装置	125
5、电源设备	126
6、冷却系统	136
三、悬浮真空区熔单晶炉	137
四、片状单晶炉	146

真空电阻炉

§1. 概述

真空电阻炉是近代工业应用很广泛的一种加热设备。由于应用工艺上的要求，其结构形式较多，有空式，箱式，井式，通道式，丘式，接触加热式等。真空电阻炉可按其类型，工作温度及用途分类；按类型它们可分为间歇式和连续式两种，而目前以间歇式为主。按工作温度，真空电阻炉可分为低温及高温的。就加热方式来说又可分为直接式和间接式两类，而以间接式为主。在非真空电阻炉中如果传热主要靠对流则是低温炉，如果靠辐射则是高温炉。

在真空电阻炉中无论炉内温度如何，传热主要靠辐射。因为在真空中没有大气的传导和对流（在低真空下有微量的对流而可以忽略），热损失和热传播主要是由辐射所造成的。真空电阻炉分类的原理是当炉温超过 $1150^{\circ}\sim 1250^{\circ}\text{C}$ 时，炉子结构必须进行根本改变，因为用于一般电炉炉衬和加热元件的材料已不适用。这样在 $1150^{\circ}\sim 1250^{\circ}\text{C}$ 以下工作的真空电炉称为低温的，在更高温度下工作的电炉是高温的。根据用途真空电阻炉可这样分类：①热处理及焊接用炉；②烧熔及脱气炉；③压力加工加热炉；④特殊化学热处理炉。有的国家炉子按真空度分类。但是很难在这里找出明显的界限，从结构上看，各种级别真空度的炉子相似，差别主要在于抽气系统，有时则在于炉中所用材料。

真空电阻炉是由非真空电阻炉延续和发展而来的，在四大类电炉中（电阻炉，感应炉，电弧炉，电子轰击炉）是历史最早，应用最广泛的一种加热炉。

~2~

就当前国内外电阻炉的发展情况来看，电阻炉在电热设备中仍佔高位；国外连续式真空电阻炉，真空淬火炉已应用到了工业生产上，就真空度而言最高已达 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 七。电阻炉已系列定型化了。我国自文化大革命以来，电阻炉也有了飞跃发展，现在正进行整顿改型系列化，包括四个系列：箱式电阻炉，井式电阻炉，盐浴炉和井式气体渗碳炉。目前已生产真空半连续电阻炉，该炉主要用于不锈钢，耐热铸件的高温真空钎焊，以适应火箭，导弹，高速飞机，以及电子技术飞速发展的需要。如 ZBC 60-13 型半连续真空电阻炉，工作室（直径 $\times$ 深度）： $\phi 400 \times 400^{mm}$ ；测温量程 $0 \sim 1600^{\circ}C$ ；温度 $1200^{\circ}C$ ；真空度达 5×10^{-5} 七。此外，真空半连续淬火炉，也试制成功并投入成批生产。

§2. 电阻炉的热传播

本节将对热传导，热对流，热辐射和复杂传热进行讲述。由于我们专业所讲之电炉主要是真空电炉，故在热传播中重点放在热辐射和复杂传热方面。因为在真空电炉中三种传热方式（传导，对流，辐射）是同时发生的，它们彼此之间是互相交织互相影响的。如炉子壁面和他附近的气体之间的换热过程，就是三种传热方式同时作用的“复杂传热过程”。传热的一般原理就是热能由空间的某一部分传至另一部分，由某一物体传给另一物体或在物体内部各部分间的传播称为传热或换热，各别物体或物体的各部分间存在温差是换热的必要条件。换热现象可以是稳定的或不稳定的，如果热量传播的情况不随时间而变，这种传热过程称为稳定过程。如果热量传播的情况随时间而变化，即为时间的函数，则称为不稳定过程。在稳定状态下温度场是恒定不变的，即物体各点的温度不随时间而变，但各

点之间可以有任何温度差存在。因为在稳定状态下物体的各点也不冷却也不加热，因此物体中所积蓄的热量能保持不变，即物体的焓保持不变。在不稳定状态下温度是时间的函数，即物体各点的温度是时间的函数，因此物体所积蓄的能量也在变化，即物体的焓在变化。热过程的不稳定性是由物体的焓的改变所引起的，而导热和加热或冷却现象相联系在一起。在电炉中研究换热的稳定性可以确定维持炉子一定温度的最小功率，而研究换热的不稳定性则可以确定炉子及零件的加热时间。

换热是一种复杂的过程。因此，在研究换热时，人们就把它划分为几种简单的现象来考虑。一般换热划分为三种基本形式——传导、对流和辐射。传导现象是指由于物体各部分直接接触而发生的能量变换现象。以传导方式传播热量的速度是较慢的。显然它与物质的性质和状态有关。一般讲，固态及密度大的物体（如金属）传导的速度较快，而液态物体由于分子间的联系较松易于流动，传导的速度就慢。但是在液体及气体中由于其微粒的流动可以使各部分发生相对位移而引起能量的转移，这种传播热量的方式称为对流。对流现象只能在液体和气体中出现。流体的状态和它的运动性质对于对流非常重要，加剧流体的运动可以使对流加快。对流现象总是和传导现象同时发生。

辐射现象是一种由电磁波来传播能量的过程。这种现象与传导和对流有本质的差别，它不仅产生能量的转移，而且还伴随着能量形式之间的变化，从热能到辐射能，或相反的从辐射能转化为热能。辐射现象仅在透明的介质中发生。实际中换热的简单现象很少能单独出现。在大多数情况下，常常是一种形式伴随着另一种形式而同时出现，在电炉中也是这样。

~4~

一. 热的传导

热传导过程, 尤其是不稳定过程, 是十分复杂的, 在很多场合下很难用数学式定量的表达出来。因此, 在计算时要引入一些限制条件以便问题简化。我们将认为热量仅分布在连续均匀且各向同性的介质中, 即对于所有方向介质都具有相同的物理性质。介质的热状态完全可以由温度场确定。在某一瞬间所研究的空间范围内各点温度的统计, 称为温度场(或热场)。温度场是连续的, 即在其中无限小的位移相当于无限小的温度变化。温度场是无向量的。温度场的最一般形式, 可以下面的数学式表达:

$$t = f(x, y, z, \tau) \quad \text{--- (1)}$$

即温度是坐标 x, y, z 和时间 τ 的函数。如果温度随时间而变, 说明温度场不静止或不稳定。反之, 则温度场静止或稳定。因此式(1)所表达的是不稳定场, 因为这里温度不但与坐标有关, 且随时间而变。对于上述温度场, 如果各点的温度不随时间而变, 则 $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$, 这时温度场就是稳定的。其表达式为:

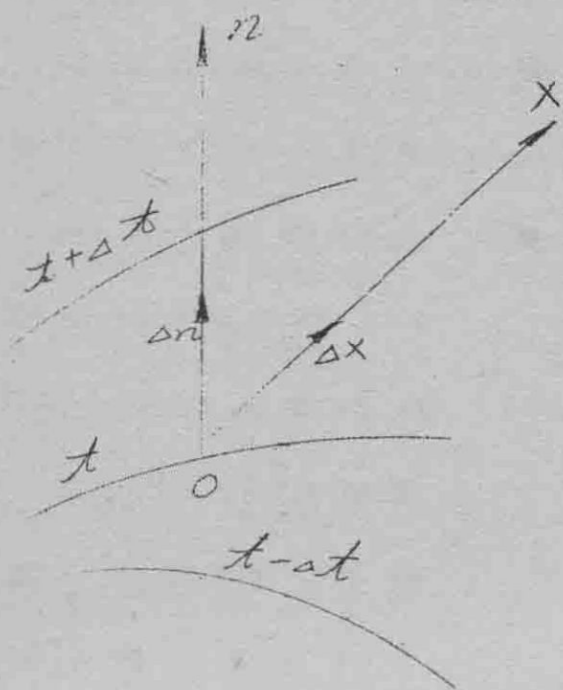
$$t = f(x, y, z) \quad \text{--- (2)}$$

温度场可以是三个坐标, 二个坐标或一个坐标的函数。所以温度场也有三度, 二度, 一度的区别。公式(1), (2)均属三度的温度场, 一度稳定的温度场的方程式具有最简单的表达式:

$$t = f(x) \quad \text{--- (3)}$$

公式(3)是公式(1)的特殊情形, 这时 $\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0$ 最后若 $\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial x} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0$, 则温度场是静止的, 且其中所有各点的温度均相等。温度场中具有同样温度的各点的轨迹是一个等温面。因为空间同一点不能

同时有了不同的温度，所以温度不同的等温面绝不会彼此相交。一切等温面或者是完全封闭的曲面或者就终止在物体的边缘。在连续的温度场中等温面也是连续的。如果以平面切割温度场，则在等温面和平面相交的地方形成曲线，叫做等温线。图1所示等温线的情形，线与线之间的温度差为 Δt 。在温度场中只有在穿过等温面（线）的方向（如图中X方向），才能观察到物体内部温度的改变。在等温面的法线方向温度变化最显著。温度差 Δt 对于沿法线方向两等温面之间距离的比值的极限，叫做温度梯度，可用下列表达式中任何一种来表示：



〔图1 等温线〕

表示： $grad t = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n}$

$$= \frac{\partial t}{\partial n} \text{ [}^\circ\text{C/米]} \quad (4)$$

温度梯度是一种沿等温面法线方向的向量。它的正方向是朝着温度增加的一面。在温度场中，由于存在着温度梯度，使热量得以传递。

傅立叶定律在“热工”中已讲过，固体中热的传导与温度梯度、时间和垂直于热量传播方向的截面积成正比。如果计算每单位时间内，单位截面积所传递的热量，那末就可以把所确定的关系写成： $q = -\lambda grad t$ [千卡/米²·小时] —— (5)

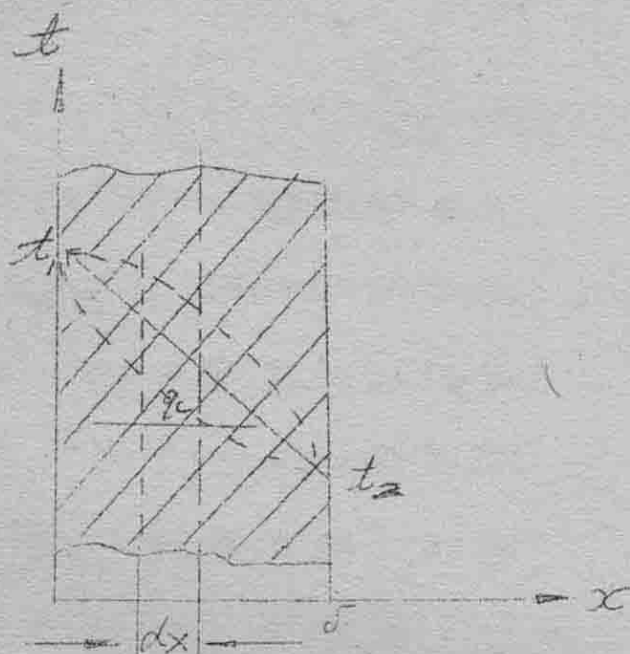
数量 q 代表每单位时间内通过单位表面积所传递的热量，叫做热流量，这是一种和热量传播方向相同，和温度梯度的方向相反的向量，公式(5)中的负号就表示了这意思。在工程单位制里，热流量的单位是[千卡/米²·小时]。式中比例系数“ λ ”

~ 6 ~

叫做导热系数。它是物质的一种物理参数，说明物质的导热能力。导热系数的单位为[卡/厘米·秒·℃]。各种材料的导热系数以实验方法确定之(用时可查阅有关资料图表)。根据傅立叶(Fourier)公式可推导出导热计算公式。

1. 单层平壁

有厚度为 δ 的单层壁(图2)。材料的导热系数为常数，而且等于 λ 。平面的两个表面各维持一定温度 t_1 和 t_2 。且表面温度分布是均匀的，则在这种平壁内温度场的等温面是和壁面平行的平面。在这样的温度场中，平壁的温度只沿垂直于壁面的 x 轴方向发生变化。因此，在情况下的温度场是“一维”的，所有等温面都是平面，并且垂直于 x 轴。



如(图2)示，在壁内距离表面 x 轴处以两个等温面为界划分出一层厚度为 dx 的薄壁。依据傅立叶定律，如(5)式，对单层平壁则可写成：

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (6)$$

分离变数后，则得：

$$dt = -\frac{q}{\lambda} dx \quad (7)$$

把上式积分： $t = -\frac{q}{\lambda} x + C \quad (8)$

式中积分常数 C 要由边界条件来确定，即 $x=0$ 时， $t=t_1$ 。

代入(8)式，则有： $C=t_1 \quad (9)$

当 $x=\delta$ 时， $t_1=t_2$ ， $\therefore t_2 = -\frac{q}{\lambda} \delta + t_1 \quad (10)$

公式(10)可以求出热流量 q 的数值：

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t \text{ [卡/厘米·秒]} \quad (11)$$

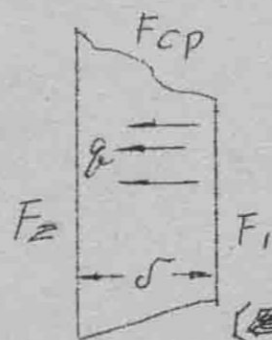
由此可见，平壁在单位时间内单位面积所传递的热量与导热系数 λ 及平壁两表面的温度差 Δt 成正比，而与平壁厚度 δ 成反比。温度差 Δt 也可称“温压”。公式(11)是平壁导热的设计式，知道四个参量中 q 、 λ 、 δ 、 Δt 的任意三个，就可求出第四个量。比值 $\frac{\lambda}{\delta}$ [卡/厘米·小时·°C]叫做平壁的导热性，它的倒数 $\frac{\delta}{\lambda}$ 叫做平壁的热阻力。从式(11)中可知，温压 $\Delta t = \frac{q\delta}{\lambda}$ 的表达式和电工学中欧姆定律完全相似。

根据式(11)求出热流量后，就很容易计算出单位时间内由 F 平方米的表面积所传递的总热量 Q ： $Q = qF = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t F$ [卡/小时] —— (12)

如果把上式(9)和式(11)中的 q 、 t 值代入式(8)就得到温度曲线的方程式： $t_x = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} x$ [°C] —— (13)

上式是一条直线方程式，所以导热系数为常数时，单层平壁的温度就按照直线规律改变。

实际上，由于导热系数不是常数，而是随温度而变化的，所以壁内温度是按照曲线定则而变化的，而且对温度系数为正值材料（如耐火材料及绝热材料），曲线向上呈凸形，而对于温度系数为负值的材料（如金属），曲线向下呈凹形，如图2中虚线所示，以上讨论的是无限平壁的情况。实际上所接触的一般的都是有限平壁，当平壁的尺寸相对于其厚度足够大时，方程式(12)可以近似的使用。如果平壁两外表面的面积不相等（图3示），则可近似的用它两表面积 F_1 及 F_2 的几何平均值 F_{cp} 来代替，则由(12)式得：



$$Q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t F_{cp} \text{ [卡/小时]} \text{ —— (14)}$$

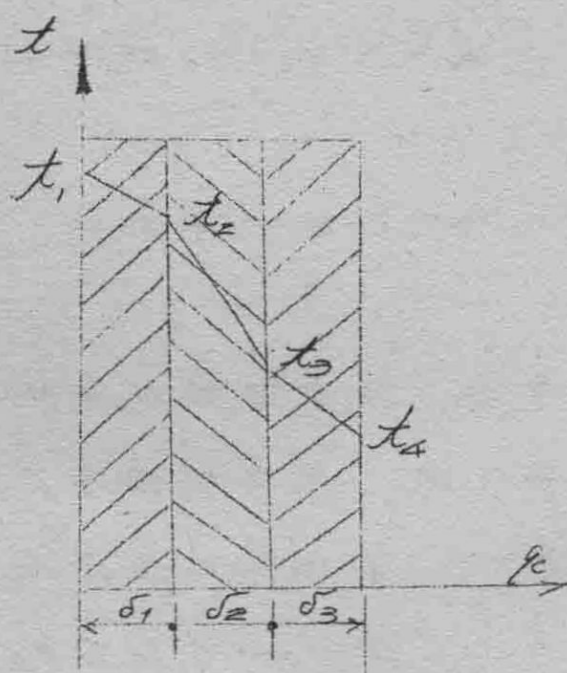
$$\text{式中 } F_{cp} = \sqrt{F_1 \cdot F_2}.$$

[图3 单平壁传热]

2. 多层平壁:

凡是由好几层不同材料所组成的复合壁, 都叫做多层壁, 这在电炉中是常见的一种结构。现在我们推导多层壁的导热公式。

设有一包含三层而各层互相密接的复合壁(图4示)。第一层厚度等于 δ_1 , 第二层厚度等于 δ_2 , 第三层厚度等于 δ_3 。各层导热系数依次等于 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ 。此外, 还知道设多层壁的两外表面温度各为 t_1 和 t_4 。因为层与层之间接触得很好, 所以直接接触的两平面具有相同的温度。 t_2 和 t_3 分别表示一层与二层和二层与三层之间接触面的温度, 在稳定状态下, 热



流量是常数, 而且对于任何一层来说都相同。因此, 根据公式(11)通过每一层的热流量为:

$$\left. \begin{aligned} q &= \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_1 - t_2) \\ q &= \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_2 - t_3) \\ q &= \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_3 - t_4) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

(图4 多层平壁导热)

以上式求得每层的温度变化式:

$$\left. \begin{aligned} t_1 - t_2 &= q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ t_2 - t_3 &= q \frac{\delta_2}{\lambda_2} \\ t_3 - t_4 &= q \frac{\delta_3}{\lambda_3} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

各层温度变化的总和就是整个多层壁的总温压, 把式(16)方程的左右两边彼此相加得:

$$t_1 - t_4 = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right) \quad \text{--- (17)}$$

用此式可确定热流量 q 的数值:

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} \quad \left[\frac{\text{卡}}{\text{米}^2 \cdot \text{小时}} \right] \quad \text{--- (18)}$$

依此类推可有通式:

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad \left[\frac{\text{卡}}{\text{米}^2 \cdot \text{小时}} \right] \quad \text{--- (19)}$$

因为在式(18)中分母的每一项代表各该层的阻力, 所以从此式可得出结论: 多层壁的总热阻力等于各部分热阻力的总和。这和电工学中电阻串联的性质又很相似。如果把式(18)中 q 值代入式(16), 则得到未知温度 t_2 和 t_3 的数值:

$$\left. \begin{aligned} t_2 &= t_1 - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ t_3 &= t_2 - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = t_1 - q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) \\ \text{或 } t_3 &= t_4 + q \frac{\delta_3}{\lambda_3} \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (20)}$$

公式(19)、(20)的形式虽然简单, 但在使用时并不那么顺利。因为 λ 是温度的函数(通常在决定 λ 时, 常取对应于温度为 $\frac{t_1 + t_2}{2}$ 时的 λ 值, 余类推)。所以是复杂的隐函数关系, 不能求解。一般使用逐步近似法, 先假定 t_2 及 t_3 , 依次决定各层的导热系数, 代入式(19)及(20)求出 q 及 t_2 t_3 各值和预先假定的数值相比较, 如不相符合, 则作适当修改后重新验算, 直到计算结果和假定的数值相符合为止。上述步骤一般进行1—2次已得足够准确的结果。对于有很大小的多层壁(图5)当各层面积不相等时, 可以导出下式:

$$Q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1 F_{\phi_1}} + \frac{\delta_2}{\lambda_2 F_{\phi_2}} + \frac{\delta_3}{\lambda_3 F_{\phi_3}}} \quad \left[\frac{\text{卡}}{\text{小时}} \right] \quad \text{--- (21)}$$

~10~

式中: $F_{CP1} = \sqrt{F_1 \cdot F_2}$, $F_{CP2} = \sqrt{F_2 \cdot F_3}$, $F_{CP3} = \sqrt{F_3 \cdot F_4}$

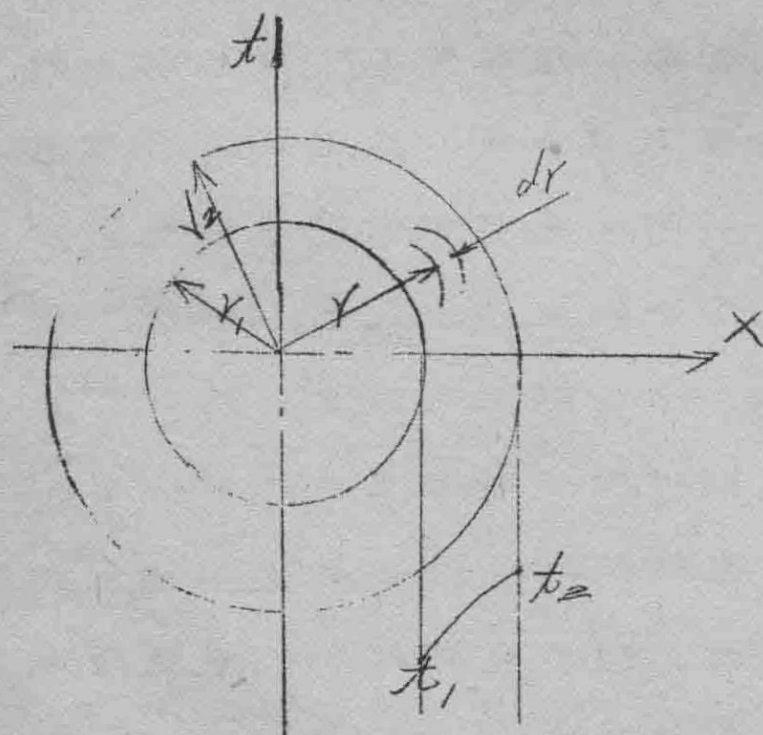


[图5有限多层平壁]

前面我们假设了层与层之间互相紧贴在一起, 相接触表面才有相同的温度。但是, 如表面不光滑, 层与层之间形成一层薄层的气隙, 将会大大减少多层壁的导热性。金属氧化层也有类似情况。所以在计算时, 尤其是测定多层壁的导热时, 必须注意层间的接触紧密性。

3. 单层圆炉壁

现在研究内半径为 r_1 , 外半径为 r_2 的长度为 L 的单层圆炉壁(圆筒)材料的导热系数是常数等于 λ 。圆筒内外表面各维持一定的温度 t_1 和 t_2 , 且 $t_1 > t_2$ (如图6)。温度沿径向 X 方向而改变。因此这里温度场仍是一度的, 但所有等温面都



[图6 单层圆筒壁导热]

变成和管同轴的圆柱面。

设选定一半径为 r , 厚度为 dr , 以两个等温面为界的环形薄壁, 根据 Fourier 定律, 每小时通过这层薄壁的热量等于:

$$Q = -\lambda F \frac{dt}{dr}$$

$$= -\lambda 2\pi r L \frac{dt}{dr}$$

[卡/小时] — (22)

~ 11 ~

上式变化则得: $dt = - \frac{Q}{2\pi\lambda L} \cdot \frac{dr}{r}$ ——— (23)

积分后为: $t = - \frac{Q}{2\pi\lambda L} \ln r + C$ ——— (24)

若把变数在圆柱筒边界处的数值, 即 $r = r_1$ 时, $t = t_1$ 和 $r = r_2$ 时 $t = t_2$ 代入式 (24), 则得两等值式:

$$t_1 = - \frac{Q}{2\pi\lambda L} \ln r_1 + C \quad \text{———— (25)}$$

$$t_2 = - \frac{Q}{2\pi\lambda L} \ln r_2 + C \quad \text{———— (26)}$$

从第一个等式减去第二个等式后, 则有:

$$t_1 - t_2 = \frac{Q}{2\pi\lambda L} (\ln r_2 - \ln r_1) = \frac{Q}{2\pi\lambda L} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad \text{———— (27)}$$

由此求得未知量 Q :

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} (t_1 - t_2) = \frac{2\pi\lambda L}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_1 - t_2) \quad \text{———— (28)}$$

[14卡/小时]

内外径的比值可以用内外直径来代替。

若把式 (25) 中的常数 C 的数值和式 (28) 中 Q 的数值代入式 (24),

则得到温度曲线的方程式:

$$t_x = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \ln \frac{d_x}{d_1} [^{\circ}\text{C}] \quad \text{———— (29)}$$

这是一条对数曲线的方程式。所以, 导热系数为常数时, 单层圆筒壁的内部温度要按照对数曲线而变化的 (如图 6)。

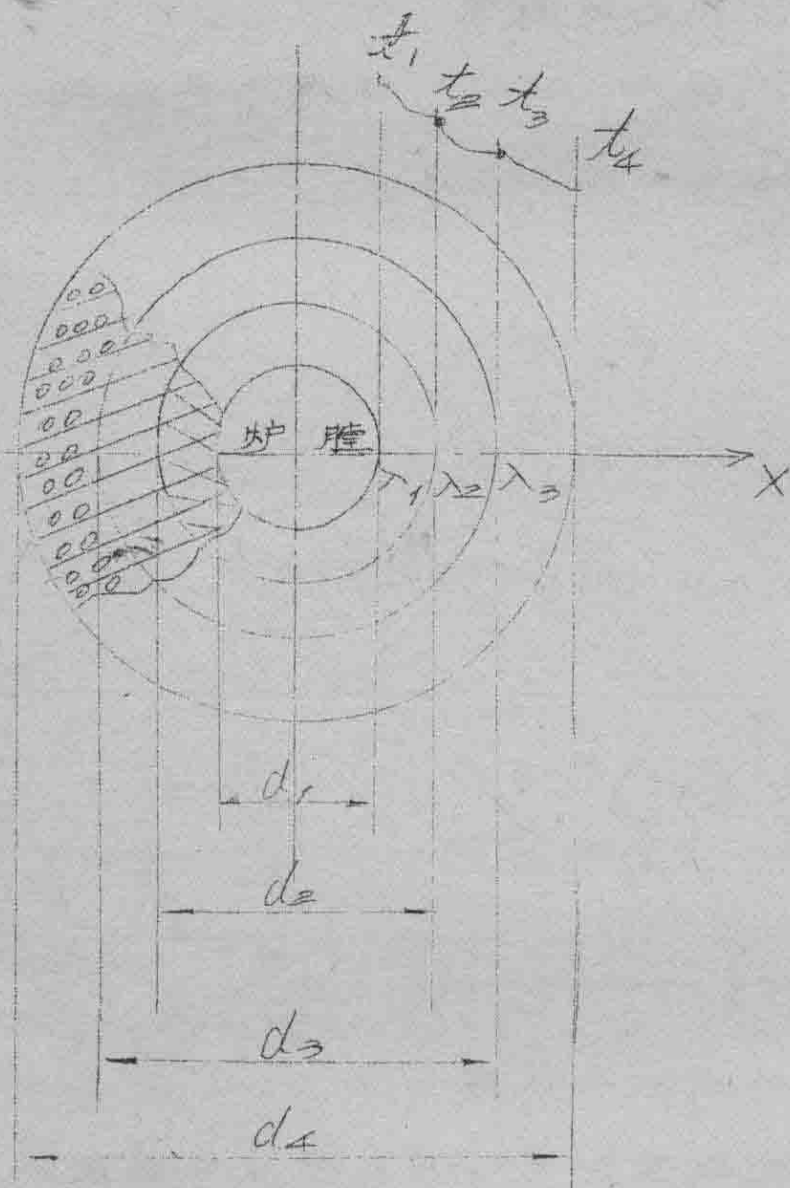
4. 多层圆筒壁

设一个由三层不同物质所组成的圆筒壁。由于层间接触紧密, 接触层间两表面有相同温度。各层内外直径和导热系数都是已知的, (如图 7) 内表面温度 t_1 和外表面

~ 12 ~

温度 t_4 为已知。层间两接触面的温度是未知数，以 t_2 , t_3 表示。

在稳定状态下，通过每一层的热量都相等，且是常数。依公式 (28) 可得：



$$Q = \frac{2\pi L(t_1 - t_2)}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1}}$$

$$Q = \frac{2\pi L(t_2 - t_3)}{\frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2}} \quad (30)$$

$$Q = \frac{2\pi L(t_3 - t_4)}{\frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}$$

用 (30) 组方程式可求出每一层里的温度变化：

[图7 多层炉壁导热]

$$\left. \begin{aligned} t_1 - t_2 &= \frac{Q}{2\pi L} \cdot \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ t_2 - t_3 &= \frac{Q}{2\pi L} \cdot \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \\ t_3 - t_4 &= \frac{Q}{2\pi L} \cdot \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

每一层温度变化的总和是整个多层壁的温度压差 (31) 组方程式的左右两边分别相加得：

$$t_1 - t_4 = \frac{Q}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right) \quad (32)$$