传　热　学

清　华　大　学

电力系燃气轮机专业翻印

1977.12.

第一章 概说

毛主席指出："人们为着要在自然界里得到自由，就要用自然科学来了解自然，克服自然和改造自然，从自然里得到自由"。

《传热学》是研究热传播过程的自然科学。在日常生活中，我们可以凭生活经验来处理如穿衣保温，生火取暖等热传递问题。但是，对于工业生产，科学技术领域里的许多较复杂的传热问题，只凭这种经验是远远不够的。在生产技术领域里，为了实现经济，安全和特殊的工艺条件等目的，往往需要对热传递过程做定性分析和定量计算，从而进一步控制这种过程的进行。这就必须运用和掌握热量传递的规律。

热力学第二定律指出：只要有温差存在，热量总是自发地从高温物体传向低温物体。在自然界里温度差是普遍出现的，因而，热传递是普遍的自然现象。《传热学》在工程上的应用范围是极广泛的。动力、制冷、化工，冶金和航空等部门都要涉及到传热的问题。

我们以热力发电厂为例，来说明《传热学》在专业学习中的作用，其基本循环如图1—1所示。锅炉⑴把煤燃烧时产生的热量传给水，从而产生了蒸汽，蒸汽在汽轮机⑵作功后进入凝汽器，蒸汽在凝汽器中凝结，把放出的潜热传给冷却水；冷却水又在水塔中把携带的热量放给了大气。为了使系统的热效率提高，就必须运用传热学的规律，使以上各个环节的热传递过程增强。此外，为了减少散热损失，电厂中的锅炉、汽轮机，各种换热器，以及热力管道等都要保温。

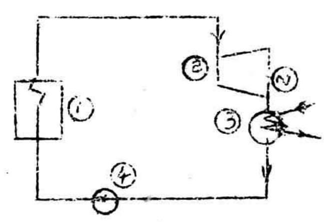

图1—1

这时，就要运用传热学的规律使热传递过程减弱。要解决的传热问题虽有多种多样，但归结起来不外乎有两种类型——力求热传递过

程的增強，以及力求热传递过程的减弱。

根据物理学的知识，我们知道热传递的基本方式有三种——热传导（导热），对流，热辐射。

“热传导”是指直接接触的物体各部分能量交换现象。一般来说，只有固体材料才能得到纯导热现象。

“对流”是指流体各部分发生相对位移而引起的热量交换。对流现象只出现在流体（液体和气体）中，而且总伴随着流体本身的导热作用。

“热辐射”是指电磁波来传播能量的现象。这时，换热物体之间无需直接接触，能量的转移靠电磁波载运。因此，辐射换热除能量的转移（由高温物体向低温物体）外，还有能量形式的转化（热能→辐射能→热能）。这与导热和对流有本质的区别。

实际的热传递过程，往往是两种或三种基本方式同时起作用，因而使问题复杂起来。例如，暖汽片，从热水到暖汽片内壁面热量转移依靠导热和对流；其内壁面到外壁面的热传递完全依靠导热；而外壁面把热量散到空间去，则导热，对流，热辐射三种方式同时起作用。在实际计算里，对于这一类的复杂过程，有时就给它一些专用的名称，而把它当成一个整体来看待。例如：把壁面和流体接触时的导热和对流的总作用叫做“对流换热”过程；把“对流换热”和“热辐射的总作用叫做“复杂换热”而把热量从一流体穿过壁面传往另一流体的过程叫做“传热过程”。

我们去汽轮机厂和电厂学习过，对冷凝器的基本结构和一般原理已经有所了解。很显然，蒸汽凝结放出的热量靠对流换热传给管子外壁面；从管外壁到管内壁的热量传递靠纯导热；从管内壁把热量传给冷却水靠对流换热。这三个热传递环节的串联就是所谓“传热过程”。

象其它学科一样，传热学是在生产实践的基础上产生和发展起来的。作为一门独立的学科来说，它也还只有几十年的历史。近些年来，由于工业生产的发展，特别是原子能利用以及尖端科学技术的迫切需要，传热学有了迅速的发展。在毛主席"抓革命、促生产、促工作、促战备"的伟大号召下，技术革命，技术革新的群众运动蓬勃开展。传热学的科学研究已经在生产实践和科学实验中取得了很大的成绩。我们深信，在毛主席革命路线的指引下，通过不断实践，不断总结经验，一定会把传热学在为我国的社会主义建设服务的过程中，推向前所未有的新水平。

第二章　导热的基本概念和稳定导热

内容提要

导热是三种基本热传递方式的一种。本章我们研究的是固体材料的单纯导热问题。导热基本定律（$q=-\lambda\frac{dt}{dx}$）是普适于所有导热问题的客观规律，是解决导热问题的基础。这个定律把物体在单位时间，单位面积的导热量 q〔大卡／米^2 小时〕与物体的导热性能（用导热系数"λ"表示）以及物体在导热方向上的温度真实变化率（叫做温度梯度$\frac{dt}{dx}$）联系起来。

物体各点温度的总称叫做"温度场"。不随时间而变化的温度场叫"稳定温度场"随时间而变化的温度场叫做"不稳定温度场"。本章只讨论稳定温度场的导热问题，叫做"稳定导热"。

在稳定导热计算中，要解决两个问题：(1)推导出物体在单位时间内的导热量 $Q=?$〔大卡／小时〕，(2)推导出物体的温度分布（即温度场）。以上两个问题的求解，对一些形状不太复杂的物体，可以根据导热基本定律，运用导热物体的已知条件，经过数学推演而得到结

果的。本章讨论的导热物体是以几何形状简单而又在工程实际中经常用到的平板和园管为代表的。薄平板和长园管都具有导热物体的基本上只在一个方向上发生变化的特点，这种温度场叫做“单向度温度场”。

我们借助导热和导电现象相类似的共性，引出了“热阻的概念”，用以更方便地理解和分析导热过程。

§2——1 导热基本概念

（一）导热基本定律——付立叶定律

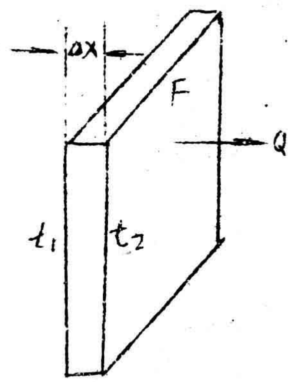

图2—1

我们来研究图2—1所示的物体的导热现象。为了说明问题起见，假定这个平板的两个表面的温度是均匀的，分别是t_1，t_2平面面积为F，板的厚度为Δx。当$t_1>t_2$时，就要产生导热现象，在这种情况下，单位时间内传导了多少热男尼？即Q=？大卡／小时。

让我们用已有的感性认识，来分析单位时间内导热量Q都与哪些因素有关：

(1) 导热量Q与物体本身的导热本领有关，物体的导热本领越大传递的热量越大。导热本领用导热系数“λ”表示，即λ↑→Q↑

(2) 导热量Q随平板面积F的增加而增大。即F↑→Q↑

(3) 导热量Q随导热温差Δt的增大而增大。即Δt↑→Q↑

(4) 导热量Q随物体层的厚度的增加而减小。即Δx↑→Q↓

从以上的分析，可以概括出如下的一个式子：

$$Q=\lambda F\frac{t_1-t_2}{\Delta x}=\lambda F\frac{\Delta t}{\Delta x}\text{〔大卡／小时〕} \qquad (2—1)$$

式中$\frac{\Delta t}{\Delta x}$是在x方向上，温度的平均变化率。如果在$\Delta x$范围内，

$\frac{\Delta t}{\Delta x}$不是常量而是变化着的，那么取$\frac{\Delta t}{\Delta x}$的极限，

$$\lim_{\Delta x \to 0}\left(\frac{\Delta t}{\Delta x}\right)=\frac{dt}{dx} \qquad 〔℃／米〕$$

$\frac{dt}{dx}$叫做温度梯度。它是温度在x方向上的真实变化率。沿x方向温度增加$\frac{dt}{dx}$为正，温度降低$\frac{dt}{dx}$为负，热力学第二定律指出，热传递的方向是从高温到低温，所以热量的传递方向与温度梯度反向，现在我们用$\frac{dt}{dx}$取代$\frac{\Delta t}{\Delta x}$，并注意到导热方向与温度梯度反向的事实，把式（2—1）写成：

$$Q=-\lambda F\frac{dt}{dx} \qquad 〔大卡／小时〕 \qquad （2—3）$$

这就是导热基本定律（又叫付立叶定律）的数学表达式用文字可以这样表达：在纯导热现象中，单位时间内通过给定面积 的热量，正比于该处的温度梯度及垂直于导热方向的截面积。对于单位时间，单位面积的导热量q〔大卡／米^2 小时〕（叫做热流密度），导热基本定律可写成：

$$q=\frac{Q}{F}=-\lambda\frac{dt}{dx} \qquad 〔大卡／米^2\ 小时〕 \qquad （2—4）$$

导热基本定律是在丰富的感性认识的基础上，总结出来的，而又被大量的实践所证实。它是导热现象的基本规律，是研究导热问题的基础。

（二）导热系数

导热系数是用来表示物质导热能力大小的物理量。导热系数大，即表示物质热传导的能力大。通常以符号“λ”代表导热系数。它的单位可以由导热基本定律导出：

$$\lambda = \frac{q}{-\frac{dt}{dx}} \quad [\text{大卡/米·小时·℃}] \qquad (2-5)$$

即，"λ"的单位是〔大卡/米·小时·℃〕。所以"λ"的意义是沿导热方向每米长度上温度降落为1℃时，每小时通过每平方米的壁面所传导的热量，

不同物质有不同的导热能力，它们的数值可能相差很大。例如：在常温下

材料名称	银	紫铜	钢	大理石	水	空气
导热系数λ	394	330	40	1.12	0.5	0.02

〔大卡/米·小时·℃〕

一般说来，金属的导热系数最大，非金属固体次之，液体再次之，而气体最小。它们的大致数值范围为：

金属材料： $\lambda = 2 \sim 394$ 〔大卡/米·小时℃〕

建筑材料与隔热材料：$\lambda = 0.02 \sim 2.1$

液体： $\lambda = 0.08 \sim 0.6$

气体： $\lambda = 0.005 \sim 0.5$

对于上述一些常用物质的导热系数的数量，应该做到胸中有数，因为基本的数量分析，对学习和研究传热现象是必要的。

影响导热系数的主要因素是物质的种类和温度。如空气的导热系数在0℃时为0.021〔大卡/米·小时℃〕，而在1000℃时 $\lambda = 0.0665$〔大卡/米·小时·℃〕。因此，在使用导热系数时，要注意物质所处的温度条件。对大多数工程材料在广阔的温度范围内，都允许采用 $\lambda = \lambda_0(1 + bt)$ 的直线变化近似关系。式中 λ_0 为℃时导热系数值，t 为温度，b 为常数（可正可负）。工程计算用的

各种物质的导数系数值都是用专门实验测定出来的。常用物质的导热系数值被列举于讲义后附录1中。

最后，我们来谈谈几种常用物质的导热性能：

电厂汽机冷凝器采用铜管，压缩机中间冷却器采用铜管或铝管。铜或铝不仅是很好的导电材料，同样也是很好的导热材料。它们有着很高的导热系数值，在常温下，$\lambda_{紫铜}=330$、$\lambda_{黄铜}=73.5$〔大卡/米时℃〕，$\lambda_{铝}=175$〔大卡/米·小时·℃〕

空气是一种很好的保温物质。在常温下，$\lambda_{空气}=0.02$〔大卡/米·小时℃〕，如火车的双层玻璃窗，以及冬天穿棉衣等都是利用空气保温性能。

习惯上把导热系数<0.2〔大卡/米·小时·℃〕的材料，叫做保温材料。常用的保温材料种类很多：黄土、木屑、草绳、软木、棉花、丝棉、玻璃丝、石棉制品、硅藻土砖（又叫鸡毛砖）、泡沫混凝土等。保温材料种类虽多，但它们的共同点均系多孔、多隙结构，主要利用空隙中空气的保温性能而它们本身则起着阻止空气流动的作用。保温材料的使用和保管要注意防潮，因为随着水分的增加，保温性能要大大地下降。

（三）温度场

由导热的基本定律（$q=-\lambda\frac{dt}{dx}$），我们知道，导热量是和温度梯度联系在一起的，所以研究导热必须涉及物体的温度分布。物体的温度分布也就是温度场。一般说来，物体的温度分布是地点座标和时间座标的函数。

$$t=f(x, y, z, \tau) \qquad (2-6)$$

式中x、y、z是空间直角座标，τ为时间座标。

总的说来，物体的温度场可以分为两大类：

(1) 不稳定温度场：这时物体各点的温度随时间而变动。例如汽机的启动，停车或变动工况时，就属于这类温度场。由于在变工况下，物体本身处于加热或冷却的过程，所以物体各点的温度随时间而变化。

(2) 稳定温度场，这时物体各点的温度不随时间而变动，也可以说物体的温度分布与时间无关。即：

$$t = f(x, y, z) \qquad (2-7)$$

在稳定工况下长期运转的汽机，热力管道以及各种换热设备即属稳定温度场。

在特殊情况下，物体的温度仅在一个坐标向度上有变化。例如图2—1所示薄平板导热，温度可以看成只在x方向上有变化，这种条件下的温度场称为单向度温度场。稳定单向度温度场，可以用下式表示：

$$t = f(x) \qquad (2-8)$$

要強调指出的是，所谓温度场稳定与否是对时间而言的稳定温度场并不意味着物体的温度是均匀一致的，稳定与均匀的概念必须加以区分。

应该注意到，导热基本定律并不受温度场种类的限制。稳定的，不稳定的，单向的，多向的都能适用。它是解决所有导热问题的基础。在前面我们只不过用稳定的一向度的实例把它引出来罢了。

§2——2　稳定导热计算

稳定导热与时间无关，即物体内任一点的温度都不随时间而改变。连续工作的换热设备（如冷凝器、回热器等）当其运行条件不变时，其中的导热过程即稳定导热。我们已经知道，一般说来纯导热问题，只有在固体中才能得到，所以本节讨论的范围仅限于固体材料的稳定导热。

我们将通过导热的基本定律，来讨论平壁和园管的导热计算。

（一）通过平壁的导热

(1) 单层平壁。

我们来研究一个厚度为δ的平壁导热过程，见图2—2。平壁的导热系数λ假定是常数。在壁的一边维持一个恒定的温度t_1，另一边则为t_2，且$t_1>t_2$。我们的任务是要确定$q=f(t_1, t_2, \lambda, \delta)$的具体关系。设想在壁内距左侧表面$x$处取出厚度为$dx$的一个薄层，

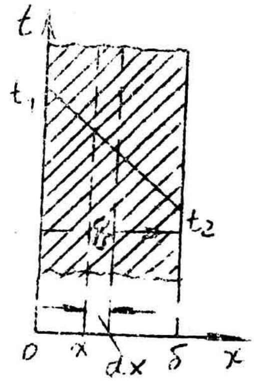

图2—2 单层平壁导热

根据导热基本定律，对于这个薄层

$$q=-\lambda\frac{dt}{dx} \qquad (a)$$

分离变数后，即得 $\qquad dt=-\frac{q}{\lambda}dx \qquad (b)$

把（b）式积分得 $\qquad t=-\frac{q}{\lambda}x+C \qquad (C)$

积分常数C由边界条件确定。

由$x=0$时 $\quad t=t_1 \quad$ 据式（C） $\quad C=t_1$

所以 $\qquad t=\frac{-q}{\lambda}x+t_1 \qquad (d)$

由$x=\delta$时， $\qquad t=t_2$

代入式（d）得 $\qquad t_2=-\frac{q}{\lambda}\delta+t_1 \qquad (e)$

将式（e）整理之得

$$q=\frac{\lambda}{\delta}(t_1-t_2)=\frac{\lambda}{\delta}\Delta t \quad [\text{大卡/米}^2\ \text{小时}]$$

（2—9）

将式（2—9）代入式（a）并整理之得

$$t = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} x \qquad [℃] \qquad (2—10)$$

式（2—9）（2—10）分别给出了通过单层平壁的稳定导热，在每小时，每平方米的导热量q以及温度分布的计算式。下面我们来讨论这两个式子。

由式（2—10）可以清楚的看到，平壁（当λ＝常数时）的温度分布是一个直线方程。在图2—2上，我们只要将t_1，t_2两点连成直线，则平壁的温度分布就形象地表示出来了。直线上的每一点，就代表了通过该点垂直于导热方向x的平面上的温度。这种由温度相同的点组成的平面叫做等温面。可见，单层平壁导热的等温面，是垂直于x方向上的一个 平面。

由式（2—9）可以看到，每小时内，每平方米的导热量q与导热系数λ及两表面的温度差Δt成正比，而与平壁厚度δ成反比。应当指出，热流密度q取决于温度差Δt，而与温度的绝对值无关。所以Δt又称为温压。对于表面积为F米²的平壁，其总导热量Q有下列计算式：

$$\boxed{Q = qF = \frac{F\lambda}{\delta}\Delta t = \frac{\Delta t}{\frac{\delta}{\lambda F}}} \qquad [大卡／小时] \qquad (2—11)$$

式（2—11）的形式使我们联想到了电学中的欧姆定律

$I = \frac{\Delta E}{R}$。很显然这两者是相类似的：Q与I是单位时间内通过的热量和电量；Δt与ΔE都是"压头"，$\frac{\delta}{\lambda F}$与R都是"阻力"。所以

$\frac{\delta}{\lambda F}$称为总面积热阻，以符号R代表。

$$R = \frac{\delta}{\lambda F} = \frac{\Delta t}{Q} \qquad [小时℃／大卡]$$

单位表面积的热阻：$r=\frac{\delta}{\lambda}=\frac{\Delta t}{q}$　〔米²·小时℃／大卡〕

导热问题中热阻的概念，正象电学中电阻的概念一样，在分析判断导热过程时极为有用。

(2)　多层平壁

由几层不同材料组成的复合壁叫做多层壁。这种实例是很多的，如民用建筑的墙壁是由砖层、灰泥层和粉刷层等组成；锅炉的炉壁是由耐火砖、隔热砖和普通砖组合成的三层壁。我们以三层复合壁为研究对象，来进行分析，见图2—3。

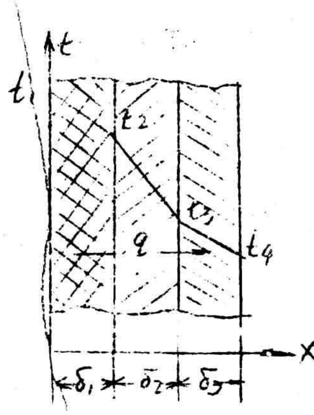

图2—3 多层平壁导热

设每一层的厚度分别为δ_1、δ_2、δ_3相应的导热系数则为λ_1、λ_2、λ_3已知外表面上分别维持恒温t_1、t_4。由于各层间的接触良好，分界面上相邻两层具有相同的温度t_2及t_3，它们是未知的。我们的任务是要确定热流密度q及分界面温度t_2及t_3。

我们有了单层平壁导热的知识，再应用热阻的概念可以很便利的解决这个问题。不难想象多层壁的导热与电学中的串联电阻相类似。串联电路的总电阻为各局部电阻之和，那么多层壁的总热阻可否写成各局部阻之和呢？回答是可以的。通过如下的推导，可得到上述结论。对于每一层壁分别引用单层壁的计算式是无可置疑的；于是：

第一层　　$t_1-t_2=q\frac{\delta_1}{\lambda_1}$

第二层　　$t_2-t_3=q\frac{\delta_2}{\lambda_2}$

第三层 $t_3 - t_4 = q\dfrac{\delta_3}{\lambda_3}$ (十)

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

将上式整理之得：

$$q = \frac{\Delta t}{\gamma} = \frac{t_1 - t_4}{\dfrac{\delta_1}{\lambda_1}+\dfrac{\delta_2}{\lambda_2}+\dfrac{\delta_3}{\lambda_3}} \text{〔大卡/米}^2\text{·小时〕} \quad (2-12)$$

式(2－12)就是三层平壁热流密度q的计算公式。对于有n层的平壁导热可以写成：

$$\boxed{q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum\limits_{i=1}^{n}\dfrac{\delta_i}{\lambda_i}}} \text{〔大卡/米}^2\text{·小时〕} \quad (2-13)$$

在已解得热流密度q后，接触分界面上的温度t_2、t_3即可求得解答：

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 - q\frac{\delta_1}{\lambda_1} \quad \text{〔℃〕} \\ t_3 &= t_4 + q\frac{\delta_3}{\lambda_3} \quad \text{〔℃〕} \end{aligned} \quad (2-14)$$

对于每一层平壁的温度分布是直线关系，所以把相邻两点的温度连成直线，则t_1到t_4连结成的折线即三层平壁的温度分布。

我们应该认识到，只要有热阻存在就一定有温度降落(Δt)而且热阻愈大，温度降落愈大。这正象有电阻存在就有电压降落是相类似的。如两固体壁面接触(如多层壁面的接触)不良，其中间就有一薄空气隙存在。空气的导热系数很小，即使空气隙很薄，其热阻($\frac{\delta}{\lambda}$)也是很大的，所以往往使导热量减少。金属氧化层、油层、水层也

会引入附加热阻。这些由于空气隙、氧化层、油层、水层等所引起的热阻称为接触热阻。在有接触热阻而又忽略它的情况下，将使计算结果带来很大的误差。

例1试确定一长5米，高3米，厚250毫米的砖墙，每小时的热损失。已知表面温度为$t=20$℃，$t_2=-30$℃。在此温度范围砖的平均导热系数$\lambda=0.6$[大卡/米·小时℃]。

$$解：q=\frac{\lambda}{\delta}(t_1-t_2)=\frac{0.6}{0.25}(20-(-30))=120(大卡/米^2·小时)$$

$$Q=q·F=120\times5\times3=1800(大卡/小时)$$

例2、锅壁厚度$\delta_1=20$毫米，材料的导热系数$\lambda_1=50$[大卡/米·小时℃]。若锅外表面温度$t_1=250$℃，内表面温度$t_3=200$℃，水垢的$\delta_2=2$毫米，$\lambda_2=1$[大卡/米·小时℃]。试求：

(1) 锅壁及水垢的热阻

(2) 锅壁每平方米每小时的导热量q

(3) 分界面温度t_2

解：(1) 锅壁的热阻：

$$r_1=\frac{\delta_1}{\lambda_1}=\frac{0.02}{50}=4\times10^{-4}\left(\frac{米^2·小时·℃}{大卡}\right)$$

水垢的热阻：

$$r_2=\frac{\delta_2}{\lambda_2}=\frac{0.002}{1}=2\times10^{-3}\left(\frac{米^2·小时·℃}{大卡}\right)$$

可见2毫米水垢的热阻比20毫米的钢壁的热阻要大5倍。

(2) 热流密度q

$$q=\frac{t_1-t_2}{\frac{\delta_1}{\lambda_1}+\frac{\delta_2}{\lambda_2}}=\frac{250-200}{4\times10^{-4}+2\times10^{-3}}=\frac{50}{0.04}=20.8\times10^{3}$$ (大卡／米^2·小时)

(3) 分界面温度 t_2

$$t_2=t_1-q\frac{\delta_1}{\lambda_1}=250-20.8\times4\times10^{-4}\times10^{3}=250-8.3=242℃$$

<二>通过园筒壁的导热

园筒与园管因为制造起来方便，所以在换热设备上应用很广。如冷凝器管，回热加热器管以及各种热力管道等大都是园筒壁结构的实例。

(1) 单层园筒壁

园筒壁的内外半径分别为 r_1，r_2，内外表面的温度分别为 t_1 t_2 且维持恒定，导热系数 λ 为常数，筒壁的温度只在半径方向发生变化。我们要求解的问题是筒壁在单位时间所传导的热量 Q＝？(大卡／小时) 以及筒壁的温度分布，即 $t=f(r)$？

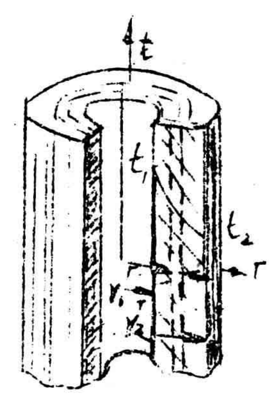

图 2—4

单层园筒壁导热

对图 2—4 所示的研究对象，我们选用园柱面坐标，这是稳定导热的单向度问题。想象在壁内划出一个半径为 r，厚度为 dr 的微元薄层。据导热基本定律，对于这个微元薄层可以写出：

$$Q=-\lambda F\frac{dt}{dr}=-\lambda 2\pi r l\frac{dt}{dr} \qquad (a)$$

分离变数得：　　$dt=\dfrac{-Q}{2\pi\lambda l}\cdot\dfrac{dr}{r}$　　（b）

把上式积分得　　$t=-\dfrac{Q}{2\pi\lambda l}\ln r+c$　　（c）

积分常数c须要根据边界条件来确定

由 $r=r_1$ 时 $t=t_1$　则 $t_1=-\dfrac{Q}{2\pi\lambda l}\ln r_1+c$　（d）

由 $r=r_2$ 时 $t=t_2$　则 $t_2=-\dfrac{Q}{2\pi\lambda l}\ln r_2+c$　（e）

将式（d）与式（e）相减得

$$t_1-t_2=\frac{Q}{2\pi\lambda l}(\ln r_2-\ln r_1)\qquad(\quad)$$

$$=\frac{Q}{2\pi\lambda l}\ln\frac{r_2}{r_1}$$

$$=\frac{Q}{2\pi\lambda l}\ln\frac{d_2}{d_1}$$

在这里不能套用 $q=\dfrac{Q}{F}$
∵ $F=2\pi rl$ 不是常量，而是r的函数
∴ 热流密度 q 不是常数，

将式（ƒ）整理之得

$$\boxed{Q=\frac{2\pi\lambda l}{\ln\dfrac{d_2}{d_1}}(t_1-t_2)}\ \boxed{〔大卡／小时〕}\qquad(2—15)$$

Δt

式2—15给出了园筒壁导热的计算公式，可以看到，每小时通过园筒壁的热量与导热系数λ，管长 和温压Δt成正比，而和内外直径比值的自然对数成反比。当 $t_1<t_2$ 时，式（2—16）仍适用。

通过园筒壁的热量，亦可以用每小时通过每米长度园筒壁的热量来表明：

$$q_{\ell}=\frac{Q}{\ell}=\frac{2\pi\lambda\Delta t}{\ln\frac{d_2}{d_1}}\text{〔大卡/米·小时〕} \qquad (2-16)$$

相对于每小时通过园筒壁导热量Q的热阻有 $R=\frac{1}{2\pi\lambda\ell}\ln\frac{d_2}{d_1}$

而相对于每小时单位管长导热量 Q_{ℓ} 的热阻为

$$r_{\ell}=\frac{1}{2\pi\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}$$

式（c）表示了园筒壁导热的温度分布是对数曲线。参见图2—4

(2) 多层园筒壁

由几层不同材料组合成的多层园筒壁（见图2—5），在工程上应用很广。如热力管道的"保温"以及制冷工程管道上的"保冷"等都是多层园筒壁的例子。

与多层平壁的分析一样，引用串联热阻的叠加原理，可以很方便地写出其导热量的计算式。

对于三层园筒壁可以写成：

$$Q=\frac{t_1-t_4}{\frac{1}{2\pi\lambda_1\ell}\ln\frac{d_2}{d_1}+\frac{1}{2\pi\lambda_2\ell}\ln\frac{d_3}{d_2}+\frac{1}{2\pi\lambda_3\ell}\ln\frac{d_4}{d_3}}$$

或

$$Q=\frac{2\pi\ell(t_1-t_4)}{\frac{1}{\lambda_1}\ln\frac{d_2}{d_1}+\frac{1}{\lambda_2}\ln\frac{d_3}{d_2}+\frac{1}{\lambda_3}\ln\frac{d_4}{d_3}}\text{〔大卡/小时〕} \qquad (2-17)$$

同理类推，可以写出n层园筒壁的导热公式：

$$Q=\frac{2\pi\ell(t_1-t_n)}{\sum\limits_{i=1}^{n}\frac{1}{\lambda}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}}\text{〔大卡/小时〕} \qquad (2-18)$$