

高等学校试用教材

内燃机热负荷和热强度

西安交通大学 肖永宁 潘克煜 韩国埏 编著

GAO DENG XUE
XIAO JIAO CAI

机械工业出版社

本书从阐明内燃机传热和热负荷的基本理论着手,从理论上和实践上较系统地介绍了内燃机受热零件的热负荷和热强度的研究成果。

全书共八章,第一章介绍了传热学的基础知识,第二章介绍了内燃机气缸内的传热,第三、四、六章分别介绍了平均和局部热流量的计算和受热零件的热负荷的评定方法及降低零件热负荷的途径和方向,第五章介绍了受热零件热流量及温度测量技术,第七、八章分别介绍了零件稳态及动态热应力的分析计算方法。

本书可供内燃机专业高年级学生,研究生及从事内燃机工作的工程技术人员使用,并可供高等学校内燃机专业教师参考。

内燃机热负荷和热强度

西安交通大学

肖永宁 潘克煜 韩国埏 编著

*

责任编辑:詹振民

*

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南里一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

机械工业出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16·印张 16·字数 388 千字

1988年6月北京第一版·1988年6月北京第一次印刷

印数 4,001—1,600·定价:2.70元

*

ISBN 7-111-00271-7/TK·6(课)

前 言

本书是根据 1983 年在长春召开的高等工业学校内燃机专业教材编审委员会会议上制订的教学计划和教学大纲以及审定的编写大纲编写的。

零件的热负荷是内燃机进一步强化受到限制的主要因素之一,因此在设计内燃机时,考虑影响热负荷的因素以及如何来定量地计算和采取降低热负荷的措施,是一个十分重要的问题。要解决好防止内燃机零件的过热问题,没有对内燃机传热过程的深刻了解是不可能的。因此,早在 20 年代,热物理学家 W. 努塞尔特便开始了内燃机传热的研究,他在实验基础上提出了确定内燃机燃烧室散热系数的著名的半经验公式,但努塞尔特公式是有缺陷的。由于对内燃机传热的研究需要较深广的传热基本理论,而当时对微观传热的研究还不够深入,测量技术也未能根本解决,故在相当长的一段时期内,有关内燃机传热的知识发展缓慢,因此,努塞尔特公式一直作为内燃机传热的一个基本公式沿用下来,60 年代初,随着内燃机向高升功率发展,迫切要求解决热负荷问题,且随着传热理论和测量技术的发展及电子计算机的应用,从而又开始加强了这一领域的研究工作。

内燃机热负荷和热强度问题的解决常常是提高内燃机技术水平的关键,它直接影响到内燃机耐久性、可靠性和经济性。要有效地解决好这个问题,就要研究零件的热负荷及其基本规律,到目前为止影响内燃机热负荷的规律尚未被人们全部掌握,在实测技术上也需进一步发展,因此,深入开展这方面的研究是有实际意义的,根据国内外目前在该领域所进行的工作大致有如下几方面:(1)对受热零件温度的测量,这不论在了解零件的温度场,还是在传热研究方面都是十分重要的,是研究热负荷的基本手段,目前对零件稳态温度的测量,已有比较成熟的方法,今后在这方面的的工作主要是进一步提高测量精度,使测量方法简便,以及开展遥测和激光测温等新方法的应用,对零件瞬态温度的测量,国内也已开始研究和应用。

(2)研究运转因素和结构因素对热负荷的影响及其规律。(3)气缸内传热规律的研究,它包含气缸内气体流动的变化规律和流场的分布;各种不同类型的发动机气缸内供油量和热流量的关系;燃气和燃烧室壁面间换热系数的确定,放热系数的计算公式可以说至今都还停留在半经验状态,现有的公式都有一定的局限性。(4)热应力的实验分析和计算;高频、低频热疲劳的研究和计算。(5)对受热零件喷涂陶瓷层和采用陶瓷材料制成整体零件的研究等。

本书主要的内容是:(1)有关热负荷研究的基本知识和方法。(2)内燃机中受热零件的传热研究。(3)受热零件热应力的分析计算。编写本书的目的是向内燃机专业高年级的学生、研究生较为系统地介绍这方面的知识。书中内容反映和总结了国内外研究热负荷和热强度的基本理论和经验,有相当部分内容是作者在较长时间的研究基础上所积累的经验及有关数据。

本书是作为内燃机专业高年级学生选修课及研究生用的教材,也可供从事内燃机工作的科技人员使用及高等学校内燃机专业教师参考。全书共八章,其中第一章(导热和热辐射部分)及第二、八章由肖永宁同志编写,第一章(对流部分)及第四、五、六章由潘克煜同志编写。第三、七章由韩国挺同志编写。全书经天津大学林大渊教授审阅,天津大学武善谋教授审阅了第一至第三章,在此致以深切的谢意。

由于本书内容涉及面广,编者水平有限,书中难免有错误及不妥之处,敬请读者批评指正。

主要符号表

a ——导温系数	L ——电感
A ——接触面积; 温度波的振幅	M ——弯矩
b ——燃烧涡流速度系数; 宽度	n ——转速
h ——玻耳兹曼常数	$n_v = \sqrt{\frac{v\phi}{a}}$ ——特征值
Bi ——比奥数	N ——循环次数
c ——比热容	N_s ——功率
C ——电容	P ——压力; 反力; 集中外力
C_0 ——黑体的辐射系数	P_e ——平均有效压力
C_u ——涡流速度	q ——热流量
C_m ——活塞平均速度	$\dot{q}$ ——热流波
$\frac{C_u}{C_m}$ ——涡流比	q_m, q_K ——平均热流量
C_v ——振幅	Q ——传热量; 热流振幅
d ——直径	$\dot{Q}$ ——来自燃气的稳定热流
D ——直径; 弯曲刚度	r, R ——半径
E ——弹性模量; 实际物体的辐射能	R ——气体常数; 电阻
E, E_T ——热电势	S ——冲程; 活塞环的径向宽度; 蓄热系数
E_v ——燃气温度波动的振幅	ΔS ——熵增
f ——热流量系数	t, T ——温度
F ——艾瑞应力函数; 表面积; 截面积	T_L ——沸腾温度
g ——重力加速度	U ——电压; 单位体积的内能
G_b ——循环燃油量	V ——体积
G_T ——每小时燃油耗量	V_c ——气缸总容积
G_K ——空气耗量	V_{cp} ——1 kg 燃料燃烧产物的总平均比热容
G ——剪切弹性模数	V_e ——弹性波的传播速度
h_c ——接触系数	W ——单位时间单位体积中产生的热量
h_{fy} ——饱和温度 T_s 下的汽化潜热	X ——距离, 坐标; 空气的绝热指数
h_P ——第一道环岸高度	Y ——距离, 坐标
H ——活塞高度	$\bar{Y}$ ——复数形式的蓄热系数
$\textcircled{E}$ ——应力第一不变量	Z ——距离; 坐标; 气缸数目; 波动周期
$\textcircled{H}$ ——复数型式表示的温度波振幅	α ——换热系数; 过量空气系数
I ——电流	α, α_L ——线膨胀系数
J ——截面模数	β ——分子变更系数
K ——传热系数; 火焰的吸热系数	β_s ——燃气温度波动与壁面温度波动相位移差
K_s ——热负荷系数	β_Q ——热流波动的阻尼
K_I ——应力强度因子	β_θ ——平面温度波的阻尼
l, L ——长度	γ ——相对密度; 剪应变

- ε —— 热电势; 黑度; 压缩比; 应变
 ε'_w —— 壁面有效黑度
 ε_w —— 壁面实际黑度
 ε_p —— 塑性应变
 η_m —— 机械效率
 η_o —— 充量效率
 θ —— 供油提前角
 λ —— 热导率; 波长; 柔度值
 λ_e —— 当量导热系数
 μ —— 动力粘度
 μ, ν —— 泊松比
 ν —— 运动粘度
 ρ —— 密度; 曲率半径
 σ —— 材料的强度; 压应力; 正应力
 σ_0 —— 黑体的辐射常数
 σ' —— 弯曲应力
 σ'' —— 平面应力
 σ_t —— 热应力
 σ_s —— 幅角
 τ_0, τ —— 时间
 $d\tau$ —— 时间间隔
 τ —— 剪应力
 ϕ —— 温度波的初相位角; 热弹性位移势
 $\phi, d\phi$ —— 曲轴转角
 ω —— 角频率
 无量纲数:
 Re —— 雷诺准则数
 Nu —— 努塞尔准则数
 Fo —— 傅里叶准则数
 Pr —— 普朗特准则数
 Gr —— 格拉晓夫准则数
 n_p —— 辐射换热准则
 N^* —— 无因次传热
 下标:
- a —— 进气终了状态; 空隙空间; 实际压缩状态
 b —— 绝对黑体
 B —— 燃料
 c —— 颜色; 着火开始状态; 壁面和冷却水之间; 工作燃气
 e —— 燃烧终了状态; 有效; 当量
 f —— 液体; 火焰; 周围介质
 g —— 气体
 g_m —— 燃气同燃烧室壁面之间
 H —— 燃料
 i —— 指示值
 k —— 进气增压
 l —— 黑体单色
 L —— 饱和液体
 m —— 平均值
 n —— 活塞顶
 N —— 层流边界层
 o, o_i —— 冷却油
 o —— 无限大辐射率; 放热终了; 几何压缩
 p —— 活塞; 火力面; 定压
 r —— 活塞环材料; 废气
 r_m —— 废气按流量计
 r_{es} —— 以热流量为基础
 s —— 饱和水; 系统; 零件表面; 表面力; 扫气
 t —— 湍流边界层
 T —— 热接点
 U_{AK} —— 排气道
 U_{EK} —— 进气道
 v —— 蒸气; 定容
 W —— 冷却水
 X —— 瞬时

目 录

第一章 传热基础	1	第六节 测量中的有关误差问题	126
第一节 导热	1	第七节 贯穿式热电偶	127
第二节 对流换热	7	第八节 壁面温度波动的测量	131
第三节 热辐射	21	第六章 内燃机的热负荷	135
第二章 内燃机气缸内的传热	31	第一节 概述	135
第一节 气缸内的热流	31	第二节 内燃机的热平衡	136
第二节 瞬时代热系数 α 基本公式 的现状和研究	35	第三节 内燃机热流量的实际测量和计算	139
第三节 各种参数对放热系数的影响	48	第四节 各种运转因素对受热零件温度的 影响	143
第三章 活塞的热状态	61	第五节 某些结构因素对零件温度的影响	155
第一节 活塞热状态概述	61	第六节 绝热发动机	156
第二节 活塞温度的估算	62	第七章 内燃机受热零件的热应力	161
第三节 活塞温度场的分析计算	65	第一节 热应力概念	161
第四节 活塞温度场的有限单元法计算	75	第二节 热弹性理论的基本关系式	165
第五节 设计和运转因素对活塞热状态 的影响	81	第三节 热应力问题中的几种分析解法	169
第四章 气缸盖和气缸套的热状态	86	第四节 平面热应力问题	172
第一节 气缸盖的热状态	86	第五节 轴对称温度场在旋转体中产生的 热应力问题	186
第二节 涡流室和预燃室的热状态	95	第六节 热应力的一种数值解法——有 限单元法	192
第三节 排气门的热状态	97	第八章 内燃机受热零件的热疲劳	206
第四节 气缸套的热状态	100	第一节 热疲劳的基本概念	206
第五章 内燃机受热零件的温度 测量技术	107	第二节 壁面周期性瞬时温度波动的 理论计算和高频热疲劳	209
第一节 概述	107	第三节 内燃机受热零件的热惯性和 低频热疲劳	228
第二节 测量零件稳态温度的方法	107	第四节 动态热应力的理论计算	234
第三节 活塞温度测量技术	116	参考文献	247
第四节 缸盖和缸套温度的测量	124		
第五节 气门温度的测量	125		

第一章 传 热 基 础

第一节 导 热

一、温度场

在物体中截取一个截面。在某一瞬时将截面上温度相同的各点用线连起来，每一根曲线表示同一温度值，则这线称为等温线（图 1-1），实际上物体是一个三维体，等温线就构成一个等温面。由于在物体中某一瞬时每一点只能有一个温度值，因此不同温度的等温面或等温线永远不会彼此相交。若该物体是连续的，则等温面也是连续的，这是温度场的重要特性。

温度本身是不具有方向性的，它是一个标量，所以温度场是一个纯量场。一般讲，物体的温度分布是坐标和时间的函数，即

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

式中 x, y, z 为空间直角坐标； τ 为时间坐标。

物体的温度场有两大类：一类是在变动工作条件下的温度场，物体各点的温度分布随时间而变化，这种温度场称为不稳定温度场（或不定常温度场）。例如内燃机在变工况下运行，又如内燃机的启动工况或停车工况都会在受热零件中产生不稳定温度场；另一类是在稳定工作条件下的温度场，物体各点的温度分布不随时间而变化，这种温度场称为稳定温度场。例如内燃机在稳定工况下运行，这时气缸内工作过程热力参数是稳定的，受热零件的温度也是恒定的。但我们知道，

实际上在气缸内一个循环由四个工作过程组成，气缸内工质的温度与压力都是变化的。因此，实质上是属于不稳定温度场。但由于这种温度变化的频率很高，与发动机转速成正比，并且仅仅在受燃气冲击的零件表面几毫米薄层是变化的，温度变化的振幅也较小，因而往往作为稳定温度场来处理。在稳定温度场情况下温度分布的表达式可简化为：

$$t = f(x, y, z) \quad (1-2)$$

在特殊情况下，物体的温度仅在一个坐标方向上有变化，这种情况下的温度场称为稳态一维温度场。当热流以一个坐标方向为主时，为了简化计算有时可作稳态一维温度场来处理。

在热量传递过程中我们还要考虑到热量传递的方向，从而引出了热流场，所以热流场是

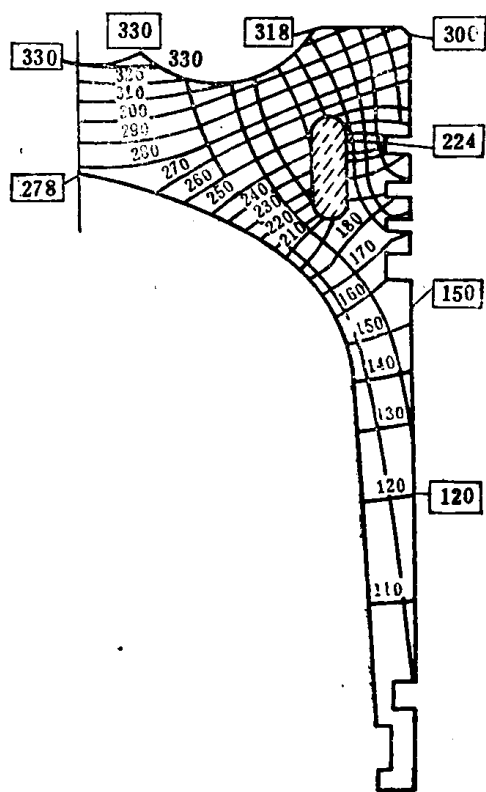


图1-1 活塞温度(°C)场图

向量场。它在空间中的方向总是从温度较高处指向温度较低处，热流线总是与等温线相垂直（图1-1）。

有了温度场就可以从总体上了解这个受热零件的温度分布状态，即热状态，初步判断这个零件设计是否合理，是否能承受这样高的温度。

有了温度场，就可以确定受热零件的热流方向和热量分配情况，能定量分析该零件从热源吸收多少热量，以及热量按何等分配的规律传给周围的冷却介质，并能根据热流分配的规律判断设计是否合理，提出改进的方向。

根据温度场可计算该受热零件的热变形，确定零件各部分的配合间隙，作出最合理的配合尺寸；根据温度场还可计算零件的热应力，研究零件的热疲劳强度。

综上所述，温度场是研究内燃机热负荷的基础，因此在研究零件热负荷时首先要确定其温度场。确定温度场的方法有两类：一类是通过实测温度；另一类是用数值解法。这两类方法是相辅相成的。

二、热传导

（一）导热基本定律

物体中由于温差存在，热量从物体中温度较高的部分（通过各部分之间分子动能的相互传递）传给温度较低的部分，这个过程称为热传导。

单位时间内通过单位面积的热量称为热流量（或热流密度），记为 q ，根据傅里叶定律热流量可按式写出：

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \quad (\text{W/m}^2) \quad (1-3)$$

式中，系数 λ 称为导热系数，负号表示热量传递的方向同温度升高的方向相反。导热系数是表征材料导热性能的一个参数，其单位为 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 。它完全决定于材料的成分、材料内部结构的密度和温度。当材料为各向同性，温差不甚大时可取为常量，但在较宽广的温度区间内计算时对大多数材料的 λ 都容许采用线性近似关系，即 $\lambda = \lambda_0(1 + bt)$ ，式中 λ_0 为 0°C 时的导热系数， t 为温度， b 为常数。

实际上在傅里叶定律中所传递的热量、温度的变化都是向量，因此傅里叶定律必须采用向量表达式。温度变化率是个标量，它必须与单位向量相乘才是向量。数学上梯度这个向量是指向变化最剧烈的方向。在等温面的法线方向上，单位长度的温度变化率最大。因此温度梯度可表示为：

$$\text{grad} t = \vec{n} \frac{\partial t}{\partial n} \quad (1-4)$$

式中， $\vec{n}$ 表示单位法向向量， $\frac{\partial t}{\partial n}$ 表示温度在 $\vec{n}$ 方向上的导数。

用向量表示的傅里叶定律的表达式为：

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad} t = -\lambda \vec{n} \frac{\partial t}{\partial n} \quad (1-5)$$

（二）通过平壁的导热

首先研究通过单层平壁的导热。若平壁的两个表面分别维持均匀而恒定的温度 t_1 和 t_2 ，壁厚为 δ （图 1-2）。根据傅里叶定律可得：

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (1-6)$$

$$dt = -\frac{q}{\lambda} dx$$

将上式积分得:

$$t = -\frac{q}{\lambda} x + c$$

其积分常数由边界条件确定:

$$\begin{aligned} x = 0 & \quad t = t_1 \\ x = \delta & \quad t = t_2 \end{aligned}$$

故得:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t \quad (1-7)$$

当 λ 为常数时, 则上式为线性关系, 若 λ 不为常数时:

$$\frac{dt}{dx} = -\frac{q}{\lambda_0(1+bt)}$$

积分得:

$$-\frac{q}{\lambda_0} x = t + \frac{b}{2} t^2 + c_1$$

从边界条件解 c_1 :

$$\begin{cases} x = 0 \\ t = t_1 \end{cases} \quad \text{故} \quad c_1 = -\left(t_1 + \frac{b}{2} t_1^2\right)$$

故

$$\begin{aligned} t^2 + \frac{2}{b} t + \frac{2}{b} \left[\frac{qx}{\lambda_0} - \left(t_1 + \frac{b}{2} t_1^2 \right) \right] &= 0 \\ t &= \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_1 \right)^2 - \frac{2qx}{\lambda_0 b}} - \frac{1}{b} \end{aligned} \quad (1-8)$$

将 $x = \delta$ 边界条件代入

$$-\frac{q}{\lambda_0} \delta = t_2 + \frac{b}{2} t_2^2 - \left(t_1 + \frac{b}{2} t_1^2 \right)$$

则

$$q = \frac{\lambda_0}{\delta} \left[(t_1 - t_2) + \frac{b}{2} (t_1^2 - t_2^2) \right] \quad (1-9)$$

实际上常遇到多层平壁的导热。如缸盖底面冷却侧形成水垢, 燃气侧表面积碳, 水垢与积碳的导热系数比金属材料导热系数低得多, 从而形成了热阻, 而阻止了传热; 风冷发动机散热片会积聚灰尘, 其性质与水垢相同; 近期出现的绝热发动机, 其金属壁表面上涂以陶瓷、氧化锆等绝缘材料, 而形成多层壁以增加热阻, 从而降低受热零件金属壁的温度。

假定多层壁中层与层之间接触良好, 没有产生附加热阻, 则可认为通过接触分界面而引起温度降。为了便于讨论, 以一个三层壁为讨论对象, 若已知各层的厚度为 δ_1 、 δ_2 和 δ_3 及

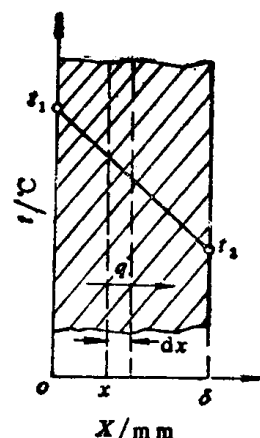


图1-2 单层平壁导热

各层的导热系数为 λ_1 、 λ_2 和 λ_3 (图 1-3)。根据通过各层的热流量应保持相等的原则, 则得:

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_1 - t_2)$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_2 - t_3)$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_3 - t_4)$$

则

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} \quad (\text{W/m}^2) \quad (1-10)$$

式中 $\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}$ —— 多层壁的总热阻。

依次类推若为 n 层壁, 则:

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (\text{W/m}^2) \quad (1-11)$$

从上式可见, 若已知多层壁两表面的温度为 t_1 和 t_4 , 则可确定多层壁的热流量 q 。当求得热流量后, 便可确定接触分界面上的未知温度 t_2 和 t_3 。

(三) 通过圆筒壁的导热

考察一个内外半径分别为 r_1 和 r_2 的气缸套, 其内外表面温度分别为 t_1 和 t_2 (图 1-4), 若缸套圆筒长度较长, 沿轴向导热可略去不计, 而温度仅沿半径方向发生变化, 当采用 r 、 θ 圆柱坐标时, 则成为一维问题。若在壁内划出一半径为 r , 厚度为 dr 的微元体, 根据傅里叶定律得:

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

将上式积分得:

$$t = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \ln r + C$$

根据边界条件 $r = r_1$ 时, $t = t_1$; $r = r_2$ 时, $t = t_2$ 代入化简得:

$$Q = \frac{2\pi\lambda l(t_1 - t_2)}{\ln(r_2/r_1)} \quad \text{或} \quad Q = \frac{2\pi\lambda l(t_1 - t_2)}{\ln(d_2/d_1)} \quad (1-12)$$

通过截面的温度变化为:

$$t_x = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \ln \frac{d_x}{d_1} \quad (1-13)$$

该温度变化按对数曲线变化(图1-4)。

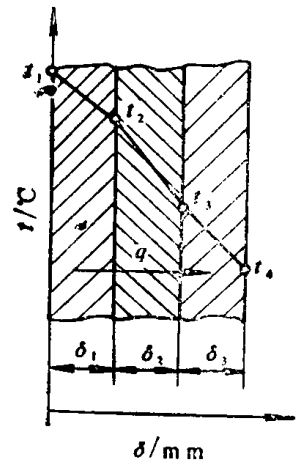


图1-3 多层平壁导热

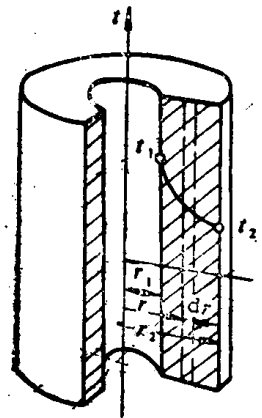


图1-4 单层圆筒壁导热

若为多层圆筒壁, 则

$$Q = \frac{2\pi l(t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} \quad (1-14)$$

若外径与内径之比不大于 1.2 或 1.3, 即壁厚与直径之比较小时, 可简化为直接用平壁公式来计算, 所引起的误差在容许范围内, 因此发动机的气缸套一般可作为平壁计算。

(四) 导热微分方程式

多维的导热问题较为复杂, 对于多维温度场的确定, 要以能量守恒和傅立叶定律为基础, 分析导热体中的微元体, 得出表示导热现象的基本规律的导热微分方程式, 然后求得温度分布。

为了便于分析, 将该物体的物性 λ (导热系数)、 c (比热容)、 ρ (密度) 都作为常量, 且各向同性。所取微元体如图 1-5 所示。

导入微元体的热量:

$$\left. \begin{aligned} Q_x &= -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dy dz \\ Q_y &= -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} dx dz \\ Q_z &= -\lambda \frac{\partial t}{\partial z} dx dy \end{aligned} \right\}$$

导出微元体的热量:

$$\left. \begin{aligned} Q_{x+dx} &= -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) dy dz \\ Q_{y+dy} &= -\lambda \frac{\partial}{\partial y} \left(t + \frac{\partial t}{\partial y} dy \right) dx dz \\ Q_{z+dz} &= -\lambda \frac{\partial}{\partial z} \left(t + \frac{\partial t}{\partial z} dz \right) dx dy \end{aligned} \right\}$$

对于非稳态及有内热源的问题:

$$\begin{aligned} &\text{导入微元体的总热量} + \text{微元体内热源的生成热} \\ &= \text{微元体内能的增量} + \text{导出微元体的总热量} \end{aligned}$$

其中 $\text{微元体内能的增量} = \rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} dx dy dz$

式中 τ —— 时间。

设单位容积内热源的生成热为 $\dot{Q}$, 则:

$$\text{微元体内热源的生成热} = \dot{Q} dx dy dz$$

于是从上述非稳态及有内热源的热平衡式得:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{Q}}{\rho C} \quad (1-15)$$

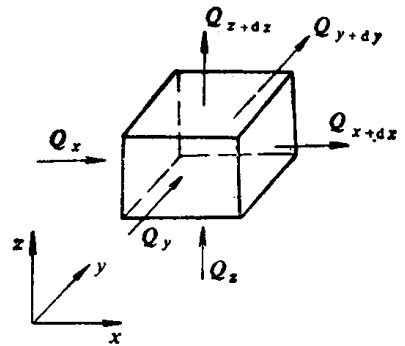


图1-5 微元六面体的导热

式中 $\frac{\lambda}{\rho C} = a$ ——导温系数 (热扩散率), 它反映了材料传播温度变化能力的大小。

导温系数 (热扩散率) 与不稳定导热过程紧密联系在一起。所谓不稳定导热过程, 它是受两个方面因素所支配: 一方面是热量的传导过程; 另一方面是温度的变化过程。导温系数 a 正是把不稳定导热过程中这两个因素联系起来的一个物理量。从导温系数 $a = \frac{\lambda}{\rho C}$ 可知, 其分子是物体的导热系数 λ , 其值越大, 则在相同的温度梯度下可以传导更多的热量; 其分母 ρC 是热容量, 表示单位体积物体温度升高一度所吸收的热量, ρC 越小, 则温度升高 1°C 所吸收的热量越少, 可以剩下更多的热量继续向物体内部传递, 表现在温度上就使物体内部各点温度能更快地随界面温度升高而升高。由此可见, a 越大就表示物体内部温度扯平的能力越大, 因而有热扩散率的名称。从另一角度看, a 越大表面温度将较快地传到内部, 也就是反映了温度波的传播速度。 a 越大, 则温度传播的速度越大, 因而称为导温系数也是恰当的。

若为稳态, 内部无热源, 则式 1-15 简化为:

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dx dy dz = 0 \quad (1-15 a)$$

式中 λ 及 $dx dy dz$ 总是不等于零, 于是最后得:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0 \quad (1-16)$$

引入拉普拉斯算符:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

则对于非稳态及有内热源的热平衡式为:

$$\nabla^2 t + \frac{\dot{Q}}{\lambda} = \frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1-17)$$

对于非稳态及无内热源的方程式为:

$$\nabla^2 t = \frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1-18)$$

对于稳态及无内热源的方程式为:

$$\nabla^2 t = 0 \quad (1-19)$$

在内燃机受热零件中大多系圆柱体, 则可将直角坐标系的导热微分方程式转化为圆柱坐标系的导热微分方程式:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{Q}}{\rho C} \quad (1-20)$$

求解导热问题实质上归结为对导热微分方程式的求解。对于不稳定导热要给出初始时刻温度分布的初始条件, 以及给出物体边界上的温度或换热情况的边界条件。对稳态导热则无初始条件, 而仅有边界条件。

常见导热问题的边界条件有三类:

1. 规定了边界上的温度值, 称为第一类边界条件。这类边界条件规定边界上某点温度 $t_w = \text{常数}$ 。对不稳定导热则 $\tau > 0$ 时, $t_w = f_1(\tau)$ 。

2. 规定了边界上的热流量值,称为第二类边界条件。这类边界条件规定边界上某点热流量保持定值,即 $q_w = \text{常数}$ 。对不稳定导热,则 $\tau > 0$ 时, $-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w = f_2(\tau)$ 。

3. 规定了边界上物体与周围流体间的换热系数 α 及周围流体的温度 t_f ,称为第三类边界条件。其表达式为: $-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w = \alpha (t_w - t_f)$ 。在不稳定导热时,式中 α 及 t_f 均为时间的函数。

第二节 对 流 换 热

一、对流换热的基本概念

对流是指流体各部分之间发生相对位移时所引起的热量传递过程,故对流必然是热量的转移和流体本身的流动结合在一起,所以只有在液体和气体中才可能出现,而且必然伴随着有导热现象,对流和导热的综合作用,称为对流换热。在内燃机中气缸盖和气缸套冷却水侧壁面与冷却水之间的热量传递过程就是对流换热;气缸内燃气与组成燃烧室壁面的热量交换过程,主要也是对流换热。因此,它总是在流体和壁面相接触时相互间发生的换热过程。因而,研究对流换热必定要涉及到流体的流动,以及流体直接接触的壁面状态等因素。

二、影响对流换热的基本因素

各种类型的对流换热,均有其各自的特点,但影响对流换热的基本因素可归纳为下列几个方面:

(一) 流动产生的原因

按流动产生的原因,有自然流动和受迫流动。自然对流是由于流体冷热部分的密度不同所引起的流动;受迫对流是由于水泵、风机或其它的压差作用所造成的受迫流动。内燃机中,除了温差循环和蒸发冷却属于自然对流外,一般都是受迫对流。

(二) 流动的特性

按流动特性可分为层流和湍流。

1. 层流

流体在流场内有秩序地流动,层流的热传递主要依靠互不相干的流层之间的导热,在一定的流速下,层流将转变为湍流。此时的速度称为临界速度,临界速度值取决于流体物性和流道的形状和大小。

2. 湍流

流体在流场内作杂乱的流动,此时,邻近流速彼此混杂,湍流的换热,除在紧贴壁面的层流底层外,流体沿壁面法线方向产生热对流作用,而使传热增强。在湍流中,由于流体的粘性,沿壁面总是存在一层具有层流特性的薄层,通常称为层流底层,其厚度取决于流速,随流速的增大而减小。对于管内流动其厚度为:

$$\delta = 64.2 \frac{d}{Re^{1/4}} \quad (1-21)$$

层流底层厚度的绝对值是相当小的,并将随着雷诺数 Re 的增大而进一步减小, $Re = 10^4$ 时, $\frac{\delta}{d} = \frac{1}{466}$; $Re = 10^5$ 时, $\frac{\delta}{d} = \frac{1}{3600}$ 。通过层流底层的换热形式是导热,因此限制壁面把

热量传给流体的应是层流底层的厚度及其导热系数。由图 1-6 可见, 在沿壁面薄薄的层流底层内存在着相当大的温度梯度, 而在湍流部分, 则温度几乎不变。所以对流换热问题在本质上也是通过热边界层的导热问题。

(三) 流体的种类和物理性质

不同流体如空气、燃气、水和油等, 它们的物理性质不同, 对换热过程的影响也不一样。例如: 在温度和速度完全相同的水和空气中, 物体被加热或冷却的快慢程度相差甚大, 这主要是水和空气的热导率 λ 相差悬殊, 以致在边界层中的导热热阻不同, 因而影响了换热系数 α 。影响流动和对流换热的因素除热导率 λ 这物性外, 还有流体的密度 ρ 、动力粘度 μ 和比热容 c 等。

(四) 流体有无相变发生

在换热过程中, 参与换热的液体因受热而发生沸腾或水蒸汽因放热而发生凝结时, 流体有相变, 它与无相变的对流换热过程有很大的差别。进行相变时, 流体温度基本保持相应压力下的饱和温度而不变, 这时流体与壁面间的换热量等于流体吸收或放出的潜热, 而气液两相的流动情况也不同于单相流动。所以相变时与无相变时的换热条件大不一样。如内燃机气缸盖冷却水侧壁面与冷却水之间发生沸腾换热时, 其换热强度将显著增强。

(五) 固体壁面的情况

壁面的情况包括壁面的表面形状、粗糙度、几何尺寸, 以及壁面在流体中的相对位置, 当一块平板垂直放、水平放或倾斜放时, 其流动和换热情况均不相同。

三、对流换热系数及其微分方程

(一) 换热系数

在对流换热计算中以牛顿黎曼公式为基础。

$$q = \alpha (t_f - t_w) = \alpha \Delta t \quad (\text{W/m}^2) \quad (1-22)$$

式中 q ——壁面与流体换热时其接触面上的单位热流量 (W/m^2);

t_f ——远离壁面处流体温度, 或称流体核心温度 (K);

t_w ——壁面温度 (K);

α ——对流换热系数 [$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$]。

比例系数 α 称为对流换热系数, 它不是一个物性, 也并不反映任何确定的物理意义, 其在数值上等于每单位时间内流体与壁面温度相差 1°C 时, 通过每单位面积所传递的热量。目前在对流换热过程的讨论和计算中, 已普遍习惯采用换热系数 α , 采用 α 之后, 对研究对流换热过程并没有带来什么方便, 只是将研究对流换热的问题转化为不直接决定 q , 而是先决定 α , 并且把换热过程的一切复杂问题和计算上的困难都集中在 α 中。这样, 研究对流换热问题就变成以求解 α 为核心。

(二) 放热微分方程组

如上所述, 层流底层的放热形式是导热, 因此可沿用傅里叶定律确定其热流量。

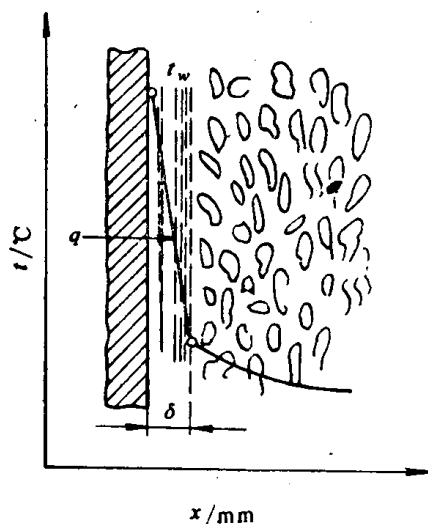


图1-6 沿壁面层流底层的形成

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \quad (1-23)$$

根据式 (1-22) 和式(1-23), 可得:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta t} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right) \quad (1-24)$$

这就是描写物体边界上放热过程的微分方程式。但对流换热不仅仅取决于热现象, 也还要取决于流体动力现象, 所以这两方面现象的综合, 再加上连续条件, 而要有一组微分方程式。所以描写对流换热的微分方程组应是:

$$\left. \begin{aligned} 1. \quad \alpha &= -\frac{\lambda}{(t_f - t_w)} \frac{\partial t}{\partial n} && \text{放热微分方程} \\ 2. \quad \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} &= 0 && \text{连续性微分方程} \\ 3. \quad \rho \left(V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} \right) &= \mu \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} && \text{动量微分方程} \\ 4. \quad V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_y \frac{\partial T}{\partial y} &= a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} && \text{能量微分方程} \end{aligned} \right\} \quad (1-25)$$

式中 μ ——动力粘度 (Pas);

a ——导温系数, $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ (m²/s);

$\frac{\partial V_x}{\partial x}, \frac{\partial V_y}{\partial y}$ ——某方向速度变化率。

上述微分方程组是根据一般物理定律推导出来的, 所以只是以一般形式表示放热现象。在对所研究具体的放热过程中, 必须根据所研究的放热现象的具体特点, 把这些特定条件也考虑到上述方程组中, 这些特定条件的表达, 称为单值性条件或区域性条件。单值性条件应包括下列内容:

1. 几何条件

说明物体的几何形状, 用数值或方程式表示。

2. 物理条件

说明物体的物性, 如导热系数 λ , 比热 c , 密度 ρ 等的数值, 以及它们随温度的变化关系等。

3. 时间条件

说明过程随时间的变化关系, 如过程进行与时间无关, 则为稳定过程, 否则为不稳定过程, 对于不稳定过程, 还须知道过程开始时物体内的温度分布, 或称为初始条件。

4. 边界条件

说明物体表面和周围介质之间热交换情况, 归纳边界条件的给定情况, 大致可分为三类, 情况与前一节导热边界条件相同。

放热微分方程、连续性方程、运动方程和相应的单值性条件一起才能构成一个完整的数学描述, 然而我们知道只有对于一些较为简单的放热现象, 才可以获得精确的数值解, 当然随着数值计算方法的发展和测试技术的改进会有更多的问题可引用数值解。在内燃机中是较为复杂的放热现象, 因而一般依然是采用相似理论指导下的实验法。这种方法在数学处理方

面比较简单, 应用范围也较广, 将实验数据组合成一些无量纲的相似准则数, 综合成准则方程。

四、相似准则

用实验方法研究对流换热现象时, α 通常是从相似准则的关系求得, 对于对流换热准则方程常表示成下列关系:

受迫流动:

$$Nu = f(Fo, Re, Pr)$$

自由流动:

$$Nu = f(Fo, Pr, Gr)$$

式中 Nu ——努塞尔准则数;

Fo ——傅里叶准则数;

Re ——雷诺准则数;

Pr ——普朗特准则数;

Gr ——格拉晓夫准则数。

(一) Nu , 努塞尔准则数

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$$

根据放热方程 $\alpha(t_w - t_f) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)$, 则 $\frac{\alpha}{\lambda} = \frac{-\frac{\partial t}{\partial n}}{t_w - t_f}$

式中 t 为层流边界层液体中任意点的温度, 用过剩温度 $\theta = t_w - t$ 表示, 并以来流的过剩温度 $\theta_f = t_w - t_f$ 作为温度的测量单位, 则层流边界层中任意点的无量纲过剩温度可表示成:

$$\theta' = \frac{\theta}{\theta_f} = \frac{t_w - t}{t_w - t_f}$$

$$\text{则, } \frac{\alpha}{\lambda} = \frac{-\frac{\partial t}{\partial n}}{t_w - t_f} = \frac{-\frac{\partial(t_w - t)}{\partial n}}{t_w - t_f} = \frac{-\partial\left(\frac{t_w - t}{t_w - t_f}\right)}{\partial n}$$

引入一定型尺度 L , 代表流体膜层的当量厚度, 则得:

$$\frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{-\partial\left(\frac{t_w - t}{t_w - t_f}\right)}{\frac{\partial n}{L}} = Nu \quad (1-26)$$

从上式可见, Nu 数的物理意义是无量纲的温度梯度。

(二) Re , 雷诺准则数

$$Re = \frac{VL}{\nu} = \frac{\rho LV}{\mu}$$

上式分子分母分别乘 V 得:

$$Re = \frac{\rho LV^2}{\mu V} = \frac{\rho V^2}{\mu \frac{V}{L}} = \frac{\rho V^2}{\mu \frac{dV}{dL}} \quad (1-27)$$

式中, ρV^2 系惯性力, $\mu \frac{dV}{dL}$ 系粘性力, 因此 Re 数的物理意义是惯性力和粘性力之比。

(三) Pr , 普朗特准则数

$$Pr = \frac{Pe}{Re}$$

式中, Pe 是贝克来 (Peclet) 准则数, $Pe = \frac{VL}{a}$, 它与雷诺数的区别是仅仅以导温系数 $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ 代替了雷诺数中的运动粘度 ν , 将 $Pe = \frac{VL}{a}$ 代入后得,

$$Pr = \frac{\frac{VL}{a}}{\frac{VL}{\nu}} = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu}{\frac{\lambda}{c\rho}} = \frac{C\rho\nu}{\lambda} \quad (1-28)$$

由此可知, Pr 数是表征物性的一个相似准则数, 它是热扩散与动量扩散之比。

(四) Gr , 格拉晓夫准则数

自由流动产生的根源是由于温差, 此时流速往往是未知量, 故不取用 Re 数, 而取 Gr 数为已定的准则, 它是流体自由流动过程中特有的相似准则数。

$$Gr = \frac{\beta g L^3 \Delta T}{\nu^2} \quad (1-29)$$

上式除以 Re 数后得:

$$\frac{\rho \beta g L^3 \Delta T}{\mu V} = \frac{\rho \beta g \Delta T}{\mu \frac{V}{L^2}} \propto \frac{\rho \beta g \Delta T}{\mu \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2}}$$

由此可知, Gr 数是升浮力和粘性力之比。式中 β 为流体的膨胀系数。

(五) Fo , 傅里叶准则数

$$Fo = \frac{a\tau}{\delta} \quad (1-30)$$

式中, a 为导温系数 (m^2/s), τ 为时间 (s), 它是一个在不稳定传热条件下才存在的相似准则数。

五、在封闭容器中自由运动时的放热

由于液体各部分温度不同而引起的运动是一种自由运动。内燃机中的温差循环与蒸发冷却系统就是靠自由对流工作的, 即使在使用压力式冷却系统中, 对于水套内的自然对流也是不可忽视的。

在封闭容器中的自由运动情况下, 液体所在空间的形状大小将促使它产生不同程度的自然循环。但是, 必须指出, 循环只有在受热表面上方区域中才能形成环流, 在热表面下方区域液体保持静止状态 (见图1-7)。

在封闭容器中自由运动比大空间自由运动复杂得多, 环流的变化颇难捉摸, 因此, 要确定流体受热和冷却的换热系数变化规律, 事实上是不可能的, 所以, 只能引入当量导热系数 λ_e , 把这种复杂的换热过程当作热传导来处理。当量导热系数由实验来确

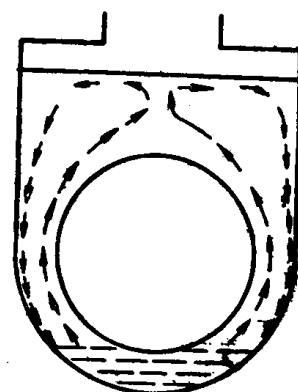


图1-7 封闭容器中环流的形成