



GYÖRGY SITKEI

*Heat transfer
and
thermal loading
in internal
combustion
engines*

内燃机的传热和热负荷

王重芳 等译

中国农业机械出版社

内燃机的传热和热负荷

〔匈〕 Gy. 希特凯 著

马重芳 宋家林 马庆芳

朱文瑜 丛学诚 译

马重芳 校

中国农业机械出版社

本书为有关内燃机传热学的专著，系统、全面地阐述了内燃机工程中的传热原理及其应用，介绍了这一领域中比较新的科研成果，为从事内燃机工作的科技人员提供了传热学的基础知识和必要的设计、计算方法。

全书共分八章，第一章概述了传热学基本原理，第二章讨论了燃气与壁面的传热规律，第三、五章分别论述了活塞和燃烧室的热状况，第四章专门叙述了风冷发动机肋化表面的传热，第六章介绍了散热器的传热原理，第七、八章则详述了内燃机的热负荷和热应力问题。书末附有常用的热物性参数和数学用表。

作为一本内燃机工程的基础理论专著，本书可供从事内燃机设计、制造和科研人员使用，并可供有关专业的教师、研究生和大学生参考。

GYÖRGY SITKEI

“Heat Transfer and Thermal Loading in Internal
Combustion Engines”

AKADEMIAI KIADÓ·BUDAPEST 1974

* * *

内燃机的传热和热负荷

〔匈〕 Gy. 希特凯 著

马重芳 宋家林 马庆芳 朱文瑜 丛学诚 译

马重芳 校

*

中国农业机械出版社出版

民族印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 新华书店经售

*

787×1092 16开 10 1/4 印张 247千字

1981年6月北京第一版·1981年6月北京第一次印刷

印数0,001—4,000 定价1.10元

统一书号：15216·032

译者序

近年来,随着内燃机强化程度及其他各项技术指标的不断提高,克服发动机的过热问题越来越显得突出。人们日益认识到:没有对内燃机传热过程的深刻了解,要想设计、制造出性能优良的发动机是不可能的。另一方面,作为工程技术的一门基础学科,传热学始终是非常活跃的,这不但表现在传热学分析方法的改进,实验技术的提高以及电子计算机的应用,也表现在传热学向各个技术领域的渗透。因此,在传热学和内燃机工程之间,“内燃机传热学”已经发展了起来,这一学科分支的研究工作促进了内燃机技术水平的提高。

早在本世纪初,现代传热学的奠基人之一,德国热物理学家努谢尔便已开展了内燃机燃气传热的研究,他所提出的著名公式,一直到六十年代仍有不少人在使用。然而,在很长一段时间,有关内燃机传热的知识发展不快。这一方面是由于内燃机的传热涉及到传导、对流、辐射、沸腾等各种方式,往往有其特殊的复杂性,解决起来常常是十分困难的;另一方面,传热学的基本研究又往往没有及时、充分地运用于内燃机工程,造成了基础理论和工程应用的脱节。现代传热学的很多研究成果没有应用到内燃机的工程实践。甚至在很多方面一度还存在着概念的混乱和错误。例如:高温燃气对缸壁的不稳定传热,柴油机火焰辐射传热的重要性及计算方法,沸腾在水侧换热中的作用等问题中,都有着类似的情况。直到六十年代以后,人们才开始注意这种不正常的情形,并加强了这一领域的工作。传热学的问题常常是提高内燃机技术水平的关键,因此,进一步深入开展内燃机传热学的研究,并在工程技术人员中加以普及和推广,这仍然是非常有意义的工作。

匈牙利科学家希特凯的这本专著,虽然在某些方面似乎还不够深入,但是对内燃机传热问题的叙述概念清晰、系统全面,不但介绍了这个领域内一些最新的研究成果,而且也特别注意了在工程实践中的应用,是值得向我国读者推荐的。为了更加迅速地发展我国的内燃机工业,加强基础研究,提高技术水平,是当务之急。本书所介绍的专业知识和设计方法是国内有关技术人员迫切需要的。我们希望这本书的出版能够对提高我国内燃机工业的技术水平起到积极的作用。

翻译工作是在业余时间内仓促完成的,又限于译者的水平,译文中的错误是在所难免的,希望读者不吝指正。对于中国科学院工程热物理研究所葛绍岩、钱寿华教授的指导及“内燃机”杂志编辑部沈恒濂同志的帮助,在此谨致谢意。

译者 1979年4月

序

本书是《内燃机的传热和热负荷》一书的增订第二版，第一版由匈牙利科学院出版社于1962年在布达佩斯出版。自本书初版以来，在这一领域里已进行了世界范围的广泛的研究和发展工作。

在过去十年里，各种传热形式的计算方法，特别是内燃机中火焰辐射的计算，有了明显的进步。已经着手对高温下结构材料的热性质和机械性质进行广泛的研究，所得的研究成果将有助于工程师进行设计和改进工作。最后，计算机技术以及象有限元法那样的有效方法已被引进工程实践，旨在解决复杂和困难的技术科学问题。这些先进的科学知识和方法的综合应用，为工程师满意地解决工程问题提供了方便的条件。

本书颇大一部分材料来自过去15年间作者在布达佩斯技术大学领导的实验研究。作者还试图把以往在别处发表过的大量资料一并概括在内。

在本书撰写过程中，许多个人和公司曾提供了可贵的材料。对此，本人谨致谢意。特别感谢宾夕法尼亚州立大学荣誉教授P.H.施威泽 (P.H.Schweitzer)，特龙黑姆大学教授A.萨斯坦 (A.Sarsten)，斯图加特-巴特坎斯塔特、马勒有限公司的M.路赫勒博士 (M.Röhrle)，卡尔施密特有限公司的E.沃克先生 (E.Wacker) 和英国铸铁研究协会的H.T.安格斯博士 (H.T.Angus) 以及其他以任何方式帮助过我的人。尤其感谢布达佩斯技术大学教授A.朱力柯 (A.Jurek)，因为他对手稿作了建设性的评论和审阅。对于布达佩斯匈牙利科学院出版社工作人员耐心、勤劳和出色的工作，也表示衷心感谢。

Gy. 希特凯

目 录

译者序

序

第一章 传热学的一些基本原理

导 言	1
1. 热传导	1
1.1 通过平壁的热传导	2
1.2 通过多层平壁的热传导	3
1.3 通过圆筒壁的热传导	4
2. 对流换热	5
2.1 换热系数	5
2.2 相似定律	6
2.3 密闭空间的自然对流	7
2.4 沸腾换热	8
2.5 层流受迫对流	11
2.6 湍流受迫对流	12
2.7 横向掠过管束时的换热	13
2.8 平板换热	15
2.9 通过平板的传热	16
3. 热辐射	18
3.1 热辐射的基本概念	18
3.2 气体辐射	20
3.3 火焰辐射	22
第二章 燃烧室内壁的传热	
4. 发动机气缸内的湍流结构	29
5. 已有的研究成果	30
6. 对流传热	33
7. 气体辐射传热	36
8. 火焰辐射传热	37
第三章 活塞的热状况	
9. 活塞的导热微分方程及其求解	40
10. 活塞顶热状况的相似定律	46
11. 燃气和冷却剂间的热阻	46
11.1 活塞顶的热阻	46
11.2 活塞裙的热阻	47
11.3 气缸壁的热阻	50

12. 平均换热系数和平均燃气温度	51
13. 活塞的温度分布	52
14. 设计参数和运行参数对活塞 热状况的影响	56
15. 其它的计算和实验方法	58

第四章 肋化表面的传热

16. 肋片的导热微分方程及其求解	61
16.1 等截面的直肋	62
16.2 具有梯形或三角形截面的直肋	62
16.3 等截面的环形肋	63
17. 通过肋片的空气流动	66
18. 肋化表面的平均换热系数	66
19. 相对于肋片基面的换热系数	68
20. 肋片重量的降低	70
21. 肋化的空气阻力	71
22. 冷却所需要的空气量	73
23. 冷却所需要的功率	74
24. 导风罩	75

第五章 气缸和燃烧室壁面的热状况

25. 气缸壁面的温度	77
26. 燃烧室的温度	80

第六章 散热器的传热原理

27. 传热的基本方程	83
28. 强制循环冷却	84
29. 温差循环冷却	86
30. 散热器的特性	87

第七章 内燃机的热负荷

31. 热负荷的一般问题	89
32. 发动机的热平衡	89
33. 受热应力影响的发动机部件 的热负荷	91
33.1 活塞的热负荷	91
33.2 气缸套的热负荷	103
33.3 气缸盖的热负荷	105
33.4 涡流室和预燃室	106

33.5 排气门的热负荷	107	40.1 单元形状和位移函数	133
33.6 喷嘴的热负荷	108	40.2 应力分析	137
34. 内燃机的热惯性	109	40.3 热传导问题	139
35. 排气的真实温度	112	41. 实际应用	140
36. 表征热负荷特性的简化准则	113	42. 实验方法	142
第八章 发动机零件的热应力		42.1 应变计方法	142
37. 结构材料的热特性和机械特性	117	42.2 光测应力分析	142
38. 热应力的计算方法	125	43. 活塞的热应力	143
39. 特殊情况	127	44. 菌状气门的热应力	145
39.1 两个圆孔问题	127	45. 气缸盖的热应力和裂纹的产生	145
39.2 圆板	129	附 录	148
40. 有限元法	132	参考文献	155

第一章 传热学的一些基本原理

导 言

只要同一物体内部各点或者两个互相接触的物体间温度不同，就会通过热交换引起一个温度补偿过程。热量的传播可以有各种不同的形式，其中最简单的是固体内的热传导。气体或液体内也会发生热传导，但是由于气体或液体质点难免产生移动，从而使热传导过程变得相当复杂。

液体或气体可以通过自然运动或受迫发生的运动使热量由一处传递到另一处，这样的热交换称为对流。流体的自然运动起因于局部加热或冷却；而受迫运动则是由诸如泵或风扇的驱动等等外界作用而产生的。

各种物体都具有辐射能量的能力，辐射能以光速在空间传播。同时，物体还能够吸收入射的辐射能，并将其转换为热。假若发生这一换热过程的各物体的温度不同，由于热辐射的结果，热量将从一物体转移到另一物体。

上述换热形式都具有各自的规律，现简述如下。

1. 热 传 导

在温度补偿过程中，一物体的两个不同温度点之间将产生热流量。热流量的产生和维持靠热传导来保证。一般来说，热传导理论就在于研究物体内部各点温度随时间变化的函数关系。如果介质是连续的，热流量便与沿导热路径单位长度上的温差成正比。对热传导的这一假设，最初由傅立叶 (Fourier) 提出 (1807年)。它可用如下的简单数学形式来表达：

$$Q = \lambda \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\delta} F t \quad (\text{千卡}) \quad (1)$$

式中 Q ——在时间 t 内通过截面 F 的换热量；

δ ——导热路径的长度；

λ ——导热系数；

ϑ_1, ϑ_2 ——导热路径始端和终端的温度。

根据式 (1)，比热流量可表示为：

$$q = \frac{Q}{F t} = \frac{\lambda}{\delta} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \quad (\text{千卡/米}^2 \cdot \text{小时}) \quad (2)$$

在一般情况下，傅立叶定律可用下式来描述：

$$q = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} = -\lambda \text{grad} \vartheta \quad (3)$$

式中 n 是在一任选坐标上的热传导方向。

式(3)中的比例因子 λ 称为导热系数,单位是千卡/米·小时·°C。对于每种物质, λ 具有特定的数值,它取决于物质的结构、含湿量、压力、温度等。其中与温度的依从关系在绝大多数情况下,都可认为是近乎线性的,即:

$$\lambda = \lambda_0(1 + b\vartheta) \quad (4)$$

式中 λ_0 ——0°C时的导热系数;

b ——某一常数。

在实际计算中, λ 通常采用给定温度区间的平均值,而不用上面的公式。

随着温度的上升,气体的导热系数明显提高(见图1),而实际上与压力完全无关,除非后者特别高或特别低。因此,混合气体的导热系数务必用实验测定,而不能按构成该混合气体的成分来计算。液体的导热系数通常随温度的升高而略减,但也有例外,例如水和甘油。

金属一般都是良好的导热体。导热性能最好的是银($\lambda = 360$),其次是铜($\lambda = 340$)、金($\lambda = 260$)、铝($\lambda = 180$)等。杂质会使金属导热系数明显降低。以铁为例,它在很大程度上取决于含碳量。回火碳钢的导热系数比低碳钢低10~20%。大部分重要材料的导热系数列在书末附表里。

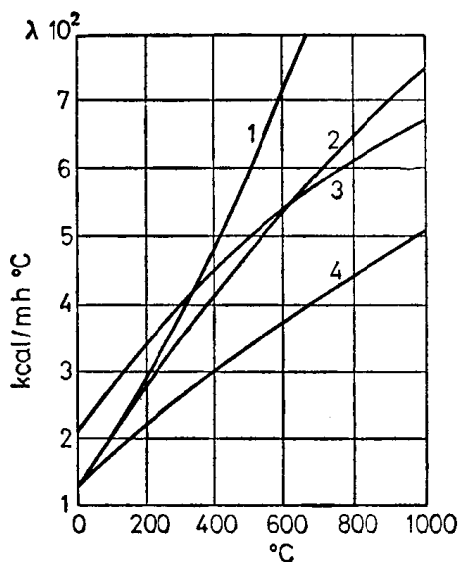


图1 气体导热系数随温度的变化
1—水 2—CO₂ 3—空气 4—氩气

1.1 通过平壁的热传导

这是最简单热传导问题。如果平壁两侧的温度分别是 ϑ_1 与 ϑ_2 ,壁厚为 δ ,则按式(2)

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (\vartheta_1 - \vartheta_2)$$

即

$$\vartheta_2 = -\frac{q}{\lambda} \delta + \vartheta_1$$

第二个式中的 δ/λ 称为平壁的热阻。

假如介质的导热系数与温度无关,那么平壁的温度应当呈线性分布(见图2)。

然而,导热系数确与温度有关,则温度分布应是某一特定曲线。在大多数情况下,材料导热系数 λ 随温度作线性变化。于是,利用式(4)可以得出:

$$q = \frac{\lambda_0}{\delta} \left[1 + b \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2} \right] (\vartheta_1 - \vartheta_2) \quad (5)$$

此时,温度分布方程为:

$$\vartheta_x = -\frac{1}{b} + \sqrt{\left(\frac{1}{b} + \vartheta_1 \right)^2 - \frac{2qx}{b\lambda_0}}$$

沿某一特定曲线变化。如果 b 是正值,该曲线呈凸形(曲线1); b 为负值便呈凹形(曲线2)。

1.2 通过多层平壁的热传导

大多数实际情况所涉及的是多层壁。例如，水冷发动机中积有水垢的水套便属于这种情况。水垢沉积物的导热系数要比金属低得多，因而降低了换热。风冷发动机的肋片上常常会积一层灰尘，从热传导观点来看，它的作用与水垢类似。

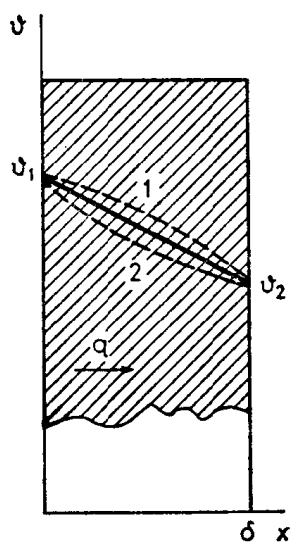


图2 平壁内的温度变化

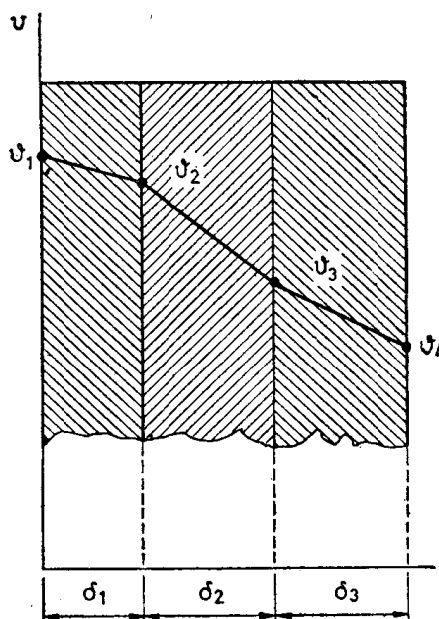


图3 多层平壁内的温度分布

由于厚度和导热系数不同，各层的温度降也都不一样（见图3）。比热流量可以用类似于式（2）的公式来计算，只要将式（2）中的热阻用总热阻来代替，即：

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}$$

对于 n 层的一般情况，比热流量为：

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (6)$$

各层间的温度可按下面的通用公式计算：

$$t_{i+1} = t_1 - q \sum_{i=1}^i \frac{\delta_i}{\lambda_i} \quad (7)$$

也可用简单的绘图法求得（见图4）。首先在横坐标上画出热阻 $\frac{\delta_1}{\lambda_1}$, $\frac{\delta_2}{\lambda_2}$ 等点，并引出其垂线。假设

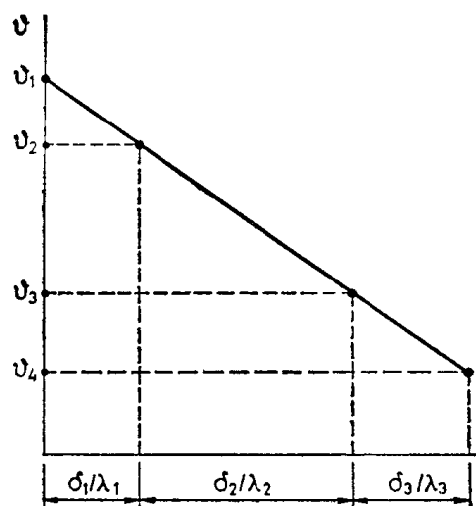


图4 多层平壁温度的图解法

已知两个端点的温度 t_1 和 t_n 。将对应于纵坐标温度 t_1 和 t_n 的两个端点用直线连接，则从该直线与各中间垂线的交点便能求出各层间的温度。

1.3 通过圆筒壁的热传导

假设圆筒壁长度为 l ，内径和外径分别为 d_1 和 d_2 ，内壁温度为 ϑ_1 ，外壁温度为 ϑ_2 。温度仅沿径向变化，即温度场是一维的。根据傅立叶定律，每小时通过的热量是：

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

将上式积分后得出：

$$Q = \frac{2\pi l \lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (\vartheta_1 - \vartheta_2) \quad (8)$$

圆筒壁横截面上的温度则按下列方程沿对数曲线变化（见图 5）：

$$\vartheta_x = \vartheta_1 - \frac{\vartheta_1 - \vartheta_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \ln \frac{d_x}{d_1} \quad (9)$$

按每米长度以及按内表面或外表面（单位面积）计算的圆筒壁换热量分别为：

$$q = \frac{Q}{l} = \frac{2\pi \lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (\vartheta_1 - \vartheta_2)$$

$$q_i = \frac{Q}{d_1 \pi l} = \frac{2\lambda}{d_1 \ln \frac{d_2}{d_1}} (\vartheta_1 - \vartheta_2)$$

$$q_e = \frac{Q}{d_2 \pi l} = \frac{2\lambda}{d_2 \ln \frac{d_2}{d_1}} (\vartheta_1 - \vartheta_2)$$

对于上面的问题，如果筒壁由 n 层组成，则按外表面（单位面积）计算的比热流量即为：

$$q_e = \frac{2(\vartheta_1 - \vartheta_{n+1})}{d_{n+1} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} \quad (10)$$

中间界面的温度可用下式求得：

$$\vartheta_{i+1} = \vartheta_1 - \frac{q_e d_{n+1}}{2} \sum_{i=1}^i \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \quad (11)$$

假如外径与内径之比不超过 1.2 或 1.3，也就是说，壁厚比直径要小得多，那么可以用平壁的简单公式来代替式 (8)、(10) 和 (11)。

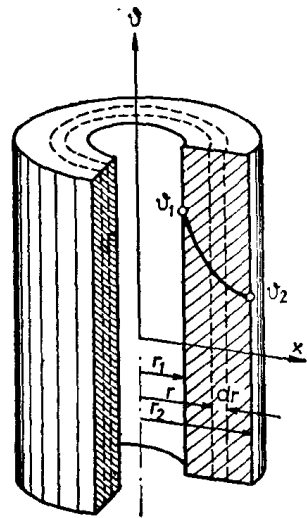


图 5 圆筒壁的温度分布

2. 对 流 换 热

当固体、液体（或气体）相互接触并随之在两种物质之间进行热交换时，这就构成为一个热传播过程。从本质来看，这个过程理所当然的是由热传导与对流的综合效应所引起的。

与固体的热传导现象相似，液体和气体的热传导取决于导热系数和温度梯度。对流换热则截然不同，它与介质的运动密切相关，而介质的运动又取决于许多因素。例如造成介质运动的起因（自然对流还是受迫对流），流动特性（层流还是湍流），流动介质的物理性质，固体的表面形状、光洁度和尺寸大小等等对换热过程都有显著影响。

在内燃机中，除了温差循环或蒸发冷却属于自然对流外，一般都是受迫对流。

就流动特性而言，则有层流和湍流之分。在层流情况下，液体质点平行于管壁流动，而壁面接收的热量只能以热传导方式沿着与流动相垂直的方向进行传播。

在一定流速下，层流将转变为湍流。后者的特点是流体质点具有一个与主流垂直的速度分量，从而会造成介质各流层间的强烈混合。在这种换热情况下，强烈的混合会使来自壁面的热量迅速消散。

在湍流中，由于液体的粘性，沿壁面总是存在一层具有层流特性的薄层，即所谓边界层 $\ominus$ ，其厚度取决于流速，随流速的增大而减小。对于管内流动，边界层厚度为：

$$\delta = 64.2 \frac{d}{Re^{7/8}} \quad (12)$$

边界层厚度的绝对值是相当小的，并还将随着 Re 数的增大而进一步减小。 $Re = 10^4$ 时， $\frac{\delta}{d} = \frac{1}{466}$ ； $Re = 10^5$ 时， $\frac{\delta}{d} = \frac{1}{3660}$ 。

通过边界层的换热形式是热传导。既然由流动介质内的湍流混合所引起的热交换是非常强烈的，因此限制壁面把热量传给流体的应是边界层的厚度及其导热系数。由图6可以观察到，在沿壁面薄薄的边界层内存在着相当陡的温度梯度，而在湍流部分，则温度几乎不变。

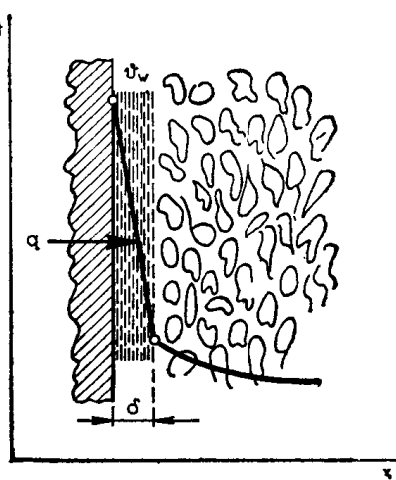


图6 沿壁面边界层的形成

2.1 换 热 系 数

如上所述，在湍流情况下沿壁面将形成一层薄的边界层。从本质来说，那里的换热是由壁面与流动介质间的热传导完成的。

根据上述考虑，利用傅立叶定律可以确定比热流量为：

$$q = -\lambda \left. \frac{\partial \theta}{\partial n} \right|_F \quad (13)$$

$\ominus$ 在流体力学中通常称为“层流底层”，此处仍从原文，译作“边界层”。——译者

式中 $\left. \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \right|_F$ 是垂直于放热表面方向的温度梯度。为了求出式 (13) 的数值解, 必须知道流

动介质的温度分布 (温度场)。

大量的实验证明, 它的温度分布类似于图 6 所示。亦即, 在边界层内温度急剧变化。据此, 即可写出以下近似关系式:

$$\left. \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \right|_F \approx - \frac{\vartheta_w - \vartheta_0}{\delta}$$

式中 ϑ_0 是横截面上的介质平均温度。

代入式 (13) 后得:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (\vartheta_w - \vartheta_0)$$

如果用 α 代替 $\frac{\lambda}{\delta}$, 那么就得到了著名的牛顿公式:

$$q = \alpha (\vartheta_w - \vartheta_0) \quad (14)$$

式中 α 称为换热系数。

因为在大多数情况下, 无法准确地算出边界层厚度和边界层内的温度分布, 所以宁愿用换热系数 α 来代替 λ/δ 作为式 (14) 中的比例因子。在各种情况下, 其大小则需用实验方法来确定。

尽管如此, 关系式 $\alpha = \frac{\lambda}{\delta}$ 对于定性的研究各种因素对换热的影响都是十分方便的。例如, 从中可以看出: 介质导热系数的增大会使换热系数增加; 而粘度的增大将导致边界层厚度增加, 因而会使换热系数下降。

2.2 相似定律

除了最简单情况之外, 迄今尚无法用现有的数学知识来对换热微分方程进行积分求解。唯一的方法是用实验来确定换热系数。然而, 由于变量的数目众多, 要确定换热系数与各个变量间的函数关系乃是一件相当冗长而棘手的事。简单可行的方法是应用相似定律, 理由是:

1) 根据物理相似理论, 无需对过程中的所有变量逐个地用实验确定它们相互间的关系。只要从微分方程中引出若干个由各变量组合而成的无量纲数, 求出这些无量纲数之间的关系就可以了。这种无量纲数称为相似准则。

2) 任何用实验确立的相似准则间的关系, 不仅适用于导出此关系的实验室条件, 还适用于所有相似条件。

3) 根据相似定律可以构造模型。

基于上述理由, 物理相似理论为各种过程的实验研究和实验数据的分析提供了科学基础。传热计算中经常使用的无量纲相似准则有:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad \text{努谢尔数,}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad \text{普朗特数,}$$

$$Re = \frac{dw}{\nu} \quad \text{雷诺数,}$$

$$Gr = \frac{\beta g d^3 \Delta \vartheta}{\nu^2} \quad \text{葛拉晓夫数。}$$

此处 a ——导温系数, $a = \frac{\lambda}{c_p \gamma}$;

β ——介质的容积膨胀系数;

$\Delta \vartheta$ ——壁面与介质间的温差;

ν ——动粘度;

d ——管道直径 (一般是一个有关的尺度);

w ——速度。

在传热研究中,一般都要要求求出换热系数 α 。所以,各相似准则间的关系式作为一般形式都写成:

$$Nu = f(Re, Gr, Pr) \quad (15)$$

在求解给定的具体问题时,该方程自然有所简化。例如,对于湍流受迫对流,就可以忽略自然对流的影响,因而可省去 Gr 数;而对于纯粹的自然对流,则可以不考虑式(15)中的 Re 数;最后,对于原子数目相同的气体, Pr 数是常数,所以也可以不予考虑。

2.3 密闭空间的自然对流

在实践中,常常会遇到由于液体的自然(自由)运动而引起的热交换。内燃机中的温差循环与蒸发冷却系统就是靠自然对流工作的。即使在另一种用泵驱动的冷却系统中,对于水套内的自然对流看来也是不可忽视的。

由于液体各部分温度(从而比重)的不同,而引起的运动就是一种自由运动。在这种情况下,液体所在空间的形状大小将促使它产生自然循环(见图7)。但是,必须指出,这样的循环只能在受热表面的上方形成。在一个密闭空间内,对流循环的变化颇难捉摸。实际上,不可能确定其换热系数的变化规律。所以,只能引入当量导热系数 λ_e ,并把这个换热过程简单地当作热传导来处理,当量导热系数则用实验来确定。

引入当量导热系数与实际导热系数的比值 ε_k ,这是一个描述自然对流效应新的特性参数:

$$\varepsilon_k = \frac{\lambda_e}{\lambda}$$

因为循环是由于流体比重的差异引起的,确定循环特点的相似准则依次为 Gr 与 Pr ,这样 ε_k 当然也和这些准则有关,即:

$$\varepsilon_k = f(GrPr)$$

将现有的实验数据,按上述方程的形式进行整理,即得图8上的曲线^[1]。在计算相似准则时,冷却剂流层厚度应取有关的尺寸。

在 $(GrPr) < 1000$ 时, $\varepsilon_k = 1$,此时完全依靠热传导换热。

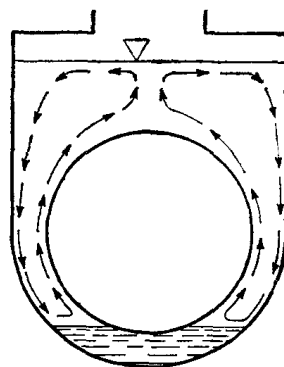


图7 密闭空间内自然对流循环的形成

如果 $10^3 < (GrPr) < 10^6$, 则

$$\varepsilon_k = 0.105 (GrPr)^{0.3} \quad (16)$$

而在 $10^6 < (GrPr) < 10^{10}$ 范围内, 则

$$\varepsilon_k = 0.40 (GrPr)^{0.2} \quad (17)$$

在较高的 $(GrPr)$ 值下, 换热强度略有下降。这可以用上升支流与下降支流的互相干扰来解释。作为近似计算, 式 (16) 与 (17) 可以用下式代替:

$$\varepsilon_k = 0.18 (GrPr)^{0.25} \quad (18)$$

如果按式 (18) 算出的 ε_k 小于 1, 这

就意味着 $(GrPr) < 10^3$ 。既然 $(GrPr) < 10^3$, 就应当取 $\varepsilon_k = 1$ 。

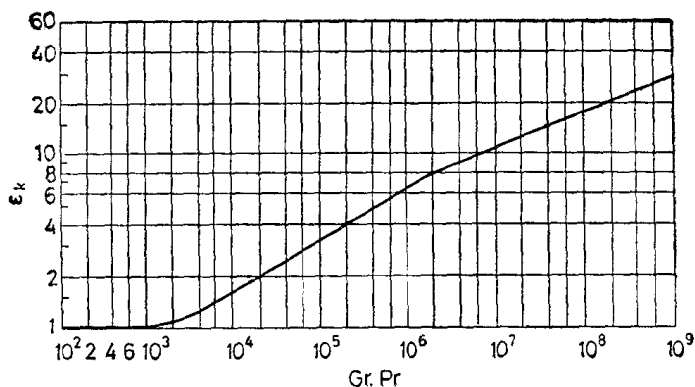


图 8 当量导热系数随 Gr 与 Pr 的变化

2.4 沸腾换热

液体中因受热而形成蒸汽的过程称为沸腾。这样的蒸汽温度就是饱和温度 ϑ_s , ϑ_s 值取决于液体内占优势的壓力。对于给定的压力, 饱和温度是一特定值, 在沸腾过程中始终不变。

水的沸腾温度 (沸点) 是压力的函数。压力越高, 沸腾温度也越高。图 9 表示了水的沸腾温度随压力而变化的函数关系。

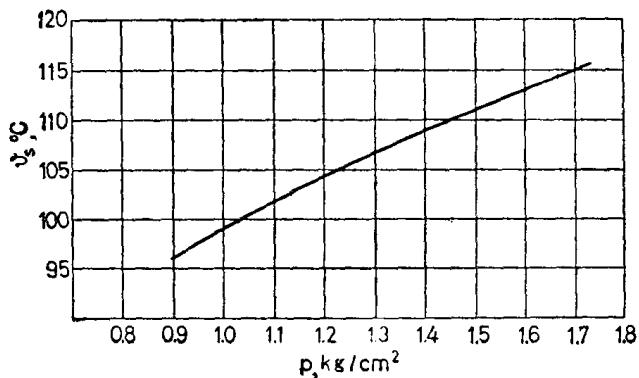


图 9 水的沸点随压力的变化

由液体自由表面到受热面附近, 液体温度实际上可以认为是恒定不变的, 只是在壁面附近 2 ~ 5 毫米厚的一层液体内温度突然升高。与壁面相接触的质点, 其温度则与壁温完全相同。与饱和温度相比, 它们的过热度为 $\Delta\vartheta = \vartheta_w - \vartheta_s$ 度。 $\Delta\vartheta$ 值随比热流量的增大而升高。

观察沸腾过程可以看到: 只是在受热壁面上才出现蒸汽泡。在那里, 液体的过热度最高。而生成气泡的部位也只限于壁面上的某些固定点, 这样的点称为汽化核心。汽化核心的数目和气泡产生的速率都随热负荷的提高而增加, 也就是随 $\Delta\vartheta$ 升高而增加。

气泡的生长过程以及气泡脱离受热面后的运动都会引起液体的强烈混合, 从而使壁面和液体之间的换热大为加剧。气泡产生的速率越高, 汽化核心数目越大, 换热强度就越高, 换热系数 α 也就越大。

图 10 给出了换热系数 α 随温差 $\Delta\vartheta$ 的变化。显然, 在低 $\Delta\vartheta$ 值下, 热负荷也就较低, 换热系数 α 同样也较小, 此时自然对流占支配地位 (曲线 AB 段)。

对于水来说, 这一段大致要延伸到 $\Delta\vartheta = 5^\circ\text{C}$ 左右, 相应的 q 值约为 5×10^3 千卡/米²·小时。

BC 段的换热强度取决于气泡所引起的对流。由于气泡产生的速率和汽化核心数目两者都随温度的上升而急剧增大, 因此换热系数 α 也以类似的速率上升。由于在这个范围内换热强度主要取决于气泡的运动, 所以这种类型的沸腾被称为沫态沸腾。

就能保证足够的热流量。因而部件的温度也就相应降低。

为了弄清水冷发动机的冷却问题，最近已经做了一些有价值的实验^[4,5]。在实验中，研究了流速和流动方向以及表面状态对换热的影响。史密斯(Smith)等人^[4]在一块经过机加工的6.3毫米厚的铸铁板上，以不同的水流条件考察了热流和沸腾温压之间的关系。实验结果如图13所示。由图可见，当热流过大时，用定向水流来冷却 $\ominus$ 是降低沸腾温压的有效方法。这样零部件温度也就降低了。

内燃机的冷却面通常是铸态表面，其上常常会附着或嵌入铸造芯砂，表面还常常会生成一层锈膜。因此，要在冷却剂中添加乙二醇或其它防锈剂。弗伦奇(French)^[5]的实验表明，这些添加剂对换热过程有明显影响。

图14分别给出了机加工和铸态铸铁板的热流与沸腾温压的关系曲线，冷却剂用70°C的蒸馏水。由图可见：铸态表面与机加工表面相比，必须用高得多的沸腾温压才能达到给定的比热流量。因此，在高强化发动机中，凡是承受高热负荷的零部件，其水侧的冷却面最好都适当给予机加工。

为了达到给定的热流量，提高流速就能使所需的沸腾温压减小。即使是铸态表面也是如此。图15表示了不同流速下的换热状况，冷却剂仍是70°C的蒸馏水。以上这些发现，可用来计算缸盖内的换热状况，在那里冷却面是未经机加工的。

弗伦奇^[5]详细地研究了各种防锈剂对换热的影响。他的实验结果表明：与蒸馏水相比，加入某些防锈剂会使换热性能有所增强；另一些防锈剂则无明显影响，但其中大多数都使沸腾温压升高，特别是在长期运行之后。图16所示的是为蒸馏水加入和不加入防锈剂时，沸腾温压随运行时间的变化曲线。实验时比热流量达 4.4×10^5 千卡/米²·小时，冷却剂温度为70°C。由图可见，沸腾温压无不随运行时间的增加而提高，只是当添加优良防锈剂时提高较慢，而

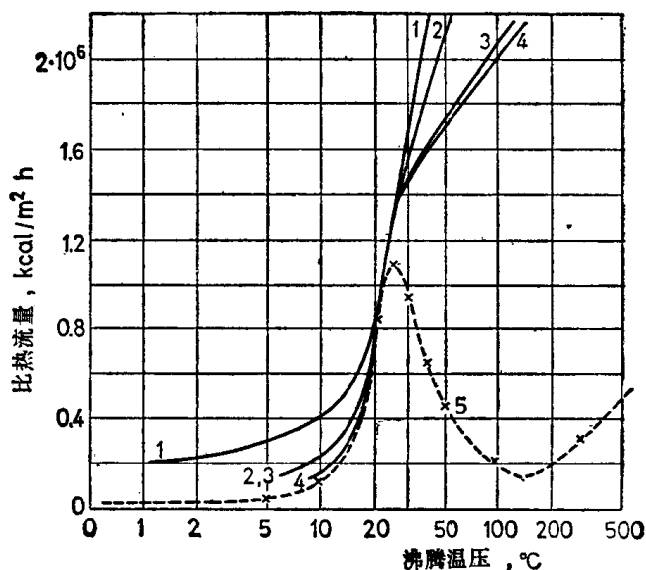


图13 不同流动情况下热流随沸腾温压的变化^[4]

1—1.0米/秒，定向流 2—0.3米/秒，定向流 3—0.1米/秒，平行流 4—0.03米/秒，平行流 5—无流动(米海耶夫)

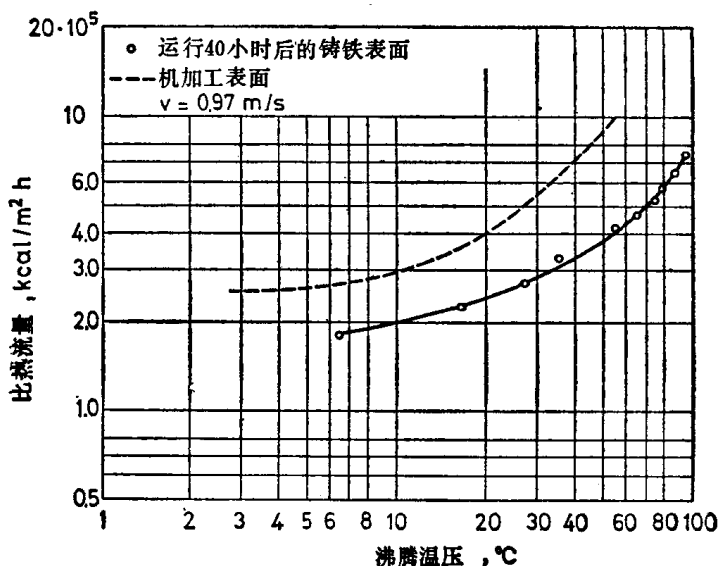


图14 当冷却面分别为铸态和经机加工时，热流随沸腾温压的变化^[5]

$\ominus$ 即设置一股定向的水流喷向热区(参见文献^[4])。——译者