



普通高等教育“十三五”规划教材

传热学

CHUANRE XUE

主编◎ 任林昌 张军元 郭睿涵

 吉林大学出版社

普通高等教育“十三五”规划教材

传 热 学

主 编 任林昌 张军元 郭睿涵

参 编 柴永霞



吉林出版集团 吉林人民出版社

图书在版编目(CIP)数据

传热学 / 任林昌, 张军元, 郭睿涵主编. — 长春 :
吉林大学出版社, 2017.4

ISBN 978-7-5677-9474-0

I. ①传… II. ①任… ②张… ③郭… III. ①传热学
IV. ①TK124

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 092303 号

书 名 传热学
CHUANRE XUE

作 者 任林昌 张军元 郭睿涵 主编

策划编辑 李伟华

责任编辑 李伟华

责任校对 刘守秀

装帧设计 可可工作室

出版发行 吉林大学出版社

社 址 长春市朝阳区明德路 501 号

邮政编码 130021

发行电话 0431-89580028/29/21

网 址 <http://www.jlup.com.cn>

电子邮箱 jdcbs@jlu.edu.cn

印 刷 北京楠海印刷厂

开 本 787×1092 1/16

印 张 17

字 数 350 千字

版 次 2017 年 4 月第 1 版

印 次 2017 年 4 月第 1 次

书 号 ISBN 978-7-5677-9474-0

定 价 36.00 元

版权所有 翻印必究

前 言

目前,传热学在理论、计算和应用等方面都获得了巨大的发展,它已经成为一门重要的技术基础学科。由于很多新兴学科和技术的发展都离不开传热学,促进了这些学科和技术的相互渗透和结合,新成果不断涌现,传热学学科呈现出生机勃勃的景象。但对于一个初学传热学的读者来说,通过学习努力掌握传热学的基本概念、基本理论和基本计算方法,仍然是最为重要的目的,只有这样才能为今后应用传热学解决科学研究和实际工程问题打下坚实的基础。

本教材在编写过程中坚持把对基本概念、基本理论和基本计算的教学作为第一任务。对一些重要概念和计算,进一步进行了深入的探讨,力图精益求精,准确地阐述最基本的内涵;按“传热学”的基本要求,在紧密地联系专业实际的同时,也适当扩大知识面,兼顾一些非能源专业的需要。

本教材是普通高等教育“十三五”规划教材,是在总结近年来的教学实践经验的基础上,针对我国高等工科教育的要求修订而成的。本书内容包括一维及二维的稳态导热;非稳态导热;层流对流换热;紊流对流换热;自然对流换热;沸腾与凝结换热;辐射换热;传热过程分析与换热器;导热与对流换热的数值计算等。该内容体系在满足热能工程、机械类本科教学要求的基础上,也考虑到能源动力类本科的后续深入学习方面的要求。

本教材由任林昌、张军元任主编,柴永霞、郭睿涵参编。具体编写分工:任林昌编写第四章、第五章、第七章、第八章,张军元编写第一章、第二章、第三章、第六章,柴永霞、郭睿涵参与了全部习题和校稿,以及部分章节的全部算法。最后由任林昌和张军元统稿和定稿。

在此对本教材引用和参考的相关资料和文献的作者表示衷心的感谢!

限于作者水平,书中缺点和错误之处,敬请读者批评指正。

编 者
2016 年 9 月

目 录

第一章 绪论	(1)
第一节 传热学的研究内容及应用	(1)
第二节 热量传递的三种形式	(2)
第三节 传热过程和传热系数	(7)
第四节 传热学的发展方向和研究方法	(10)
第二章 导热基本定律及稳态导热	(14)
第一节 导热基本定律	(14)
第二节 导热微分方程式及定解条件	(17)
第三节 通过平壁、圆筒壁、球壳和其他变截面物体的导热	(21)
第四节 热通过肋片的导热	(29)
第五节 具有内热源的导热及多维导热	(37)
第三章 非稳态导热	(44)
第一节 非稳态导热的基本概念及定性分析	(44)
第二节 集总参数法分析	(47)
第三节 一维非稳态导热	(52)
第四节 多维非稳态导热	(60)
第五节 半无限大物体的非稳态导热	(65)
第四章 导热数值解法基础	(71)
第一节 建立离散方程的方法	(71)
第二节 非稳态导热的数值计算	(80)
第五章 对流换热分析	(89)
第一节 对流换热概述	(89)
第二节 对流换热微分方程组	(93)
第三节 边界层换热微分方程组	(98)
第四节 边界层换热积分方程	(110)
第五节 动量传递和热量传递的类比	(118)
第六节 相似理论基础	(124)



第六章 凝结与沸腾换热	(137)
第一节 凝结换热现象	(137)
第二节 膜状凝结换热分析	(139)
第三节 沸腾换热现象	(149)
第七章 热辐射的基本定律	(164)
第一节 基本概念	(164)
第二节 热辐射的基本定律	(169)
第三节 黑表面间的辐射换热	(181)
第四节 灰表面间的辐射换热	(187)
第五节 角系数的确定方法	(200)
第六节 气体辐射	(208)
第七节 太阳辐射	(217)
第八章 传热过程分析和换热器计算	(228)
第一节 通过肋壁的传热	(228)
第二节 复合换热时的传热计算	(230)
第三节 传热的增强和削弱	(238)
第四节 换热器的形式和基本构造	(243)
第五节 平均温度差	(247)
第六节 换热器计算	(253)
第七节 换热器性能评价简述	(261)
参考文献	(265)



第一章 绪论

第一节 传热学的研究内容及应用

传热学是研究热量传递规律的科学。

凡是有温度差的地方,就有热量自发地从高温物体传向低温物体,或从物体的高温部分传向低温部分,由于自然界和生产技术中几乎到处存在着温度差,所以热量传递就成为自然界和生产技术中一种非常普遍的现象。

传热学在生产技术领域中的应用十分广泛。在能源动力、化工制药、材料冶金、机械制造、电气电信、建筑工程、交通运输、航空航天、纺织印染、农业林业、生物工程、环境保护和气象预报等部门中存在大量的热量传递问题,而且常常还起着关键作用。例如,随着大规模集成电路集成密度的不断提高,电子器件的冷却问题越来越突出。20世纪70年代每平方厘米集成电路芯片的功率最高约为10W,20世纪80年代增加到20~30W,而进入20世纪90年代后这一数字则上升到 10^2 W的量级,芯片产生的这些热量如果不及时散出,将使芯片温度升高而影响到电子器件的寿命及工作的可靠性,因而电子器件的有效散热方式已成为获得新一代产品的关键问题之一。又如,航天飞行器在重返地球时以当地音速的15~20倍的极高速度进入大气层,在航天器表面附近发生剧烈的摩擦加热现象,致使气流局部温度高达5000~15000K。为保证航天器安全飞行有效的冷却及隔热方法的研究就成为其关键问题。实际上,近20年来,现代科学技术的进步,特别是高参数大容量发电机组的发展,原子能、太阳能、地热能等新能源的开发利用,航天技术的飞速发展,超导、大规模集成电路、微型机械和生物工程等一系列现代科学技术的巨大进步推动了传热学学科的迅速发展,它的理论体系日趋完善,内容不断充实,已经成为现代技术科学中充满活力的主要基础学科之一。

就物体温度与时间的依变关系而言,热量传递过程可区分为稳态过程(又称定常过程)与非稳态过程(又称非定常过程)两大类。凡是物体中各点温度不随时间而改变的热传递过程均称为稳态热传递过程,反之则称为非稳态热传递过程。各种热力设备在持续不变的工况下运行时的热传递过程属于稳态过程,而在启动、停机、变工况时所经历的热传递过程称为非稳态过程。各种热力设备的设计往往是以额定功率下持续不变工况的运行作为主要依据的,所以稳态过程的分析讨论在本书中占有大量篇幅。本书除第三章讨论非稳态导热问题外,其他各章主要讨论稳态热传递过程。

采用高等数学方法分析热传递过程,一般要假定所研究的对象是一个连续体,即认为所



研究的对象内各点上的温度、密度、速度等都是空间坐标的连续函数,实际上,只要被研究物体的几何尺度远大于分子的平均自由行程,连续体的假定即可成立。就本书涉及的内容而言,连续体的假定都是成立的。连续体假定不成立时传热问题的求解方法可参见文献。

在这一章里将扼要介绍热量传递的三种基本方式,及由这些方式组合而成的传热过程,并给出它们各自最基本的计算关系式。其目的在于沟通与普通物理学基础的联系,使读者对传热学构成的概貌有所了解,为以后分章深入学习创造条件。为使读者对传热学与生产技术发展之间的关系有所了解,本章最后介绍了传热学的发展简史,本书的第二章到第八章将对热量传递的三种基本方式的规律进行深入的讨论。

第二节 热量传递的三种形式

热量传递有三种基本方式:热传导,热对流和热辐射。

一、热传导

物体各部分之间不发生相对位移时,依靠分子、原子及自由电子等微观粒子的热运动而产生的热量传递称为热传导(heat conduction),简称导热。例如,固体内部热量从温度较高的部分传递到温度较低的部分,以及温度较高的固体把热量传递给与之接触的温度较低的另一固体都是导热现象。

从微观角度来看,气体、液体、导电固体和非导电固体的导热机理是有所不同的。气体中,导热是气体分子不规则热运动时相互碰撞的结果。众所周知,气体的温度越高,其分子的运动动能越大。不同能量水平的分子相互碰撞的结果,使热量从高温处传到低温处。导电固体中有相当多的自由电子,它们在晶格之间像气体分子那样运动。自由电子的运动在导电固体的导热中起着主要作用。在非导电固体中,导热是通过晶格结构的振动,即原子、分子在其平衡位置附近的振动来实现的。晶格结构振动的传递在文献中常被称为弹性波。至于液体中的导热机理,还存在着不同的观点。有一种观点认为定性上类似于气体,只是情况更复杂,因为液体分子间的距离比较近,分子间的作用力对碰撞过程的影响远比气体大。另一种观点则认为液体的导热机理类似于非导电固体,主要靠弹性波的作用。导热微观机理的进一步论述已超出本书的范围,有兴趣的读者可参阅热物性学专著。本书以后的论述仅限于导热现象的宏观规律。

通过对实践经验的提炼,导热现象的规律已经总结为傅里叶(Fourier)定律。考察图 1-1 所示的两个表面均维持均匀温度的平板的导热。这是个一维导热问题,即温度仅在 x 方向上发生变化。对于 x 方向上任意一个厚度为 dx 的微元层来说,根据傅里叶定律,单位时间内通过该层的导热热量与当地的温度变化率及平板面积 A 成正比,即

$$\Phi = -\lambda A \frac{dt}{dx} \quad (1-1)$$

式中: λ 是比例系数;称为热导率,又称导热系数,负号表示热量传递方向与温度升高的方向

相反。

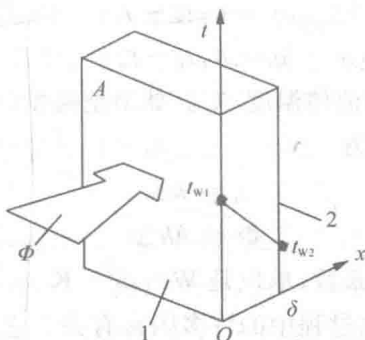


图 1-1 通过平板的一维导热

单位时间内通过某一给定面积的热量称为热流量,记为 Φ ,单位为 W。单位时间内通过单位面积的热流量称为热流密度(或称面积热流量),记为 q ,单位为 W/m^2 。当物体的温度仅在 x 方向发生变化时,按照傅里叶定律,热流密度的表示式为

$$q = \frac{\Phi}{A} = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (1-2)$$

傅里叶定律又称导热基本定律。式(1-1)和(1-2)是一维稳态导热时傅里叶定律的数学表达式。由式(1-2)可见,当温度 t 沿 x 方向增加时 $\frac{dt}{dx} > 0$ 而 $q < 0$,说明此时热量沿 x 减小的方向传递;反之,当 $\frac{dt}{dx} < 0$ 时 $q > 0$,此时热量则沿 x 增加的方向传递。傅里叶定律更完备的矢量表达式将在第二章中讨论。

导热系数是表征材料导热性能优劣的参数,它是一种物性参数,其单位为 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 。不同材料的导热系数值不同,即使是同一种材料,导热系数值还与温度等因素有关,在第二章中将作进一步讨论。这里仅指出:金属材料的导热系数最高,良导体,如银和铜,也是良导热体;液体次之;气体最小。

二、对流

对流是指由于流体的宏观运动,从而流体各部分之间发生相对位移、冷热流体相互掺混所引起的热量传递过程。对流仅能发生在流体中,而且由于流体中的分子同时在进行着不规则的热运动,因而对流必然伴随有导热现象。工程上特别感兴趣的是流体流过一个物体表面时的热量传递过程,并称之为对流换热,以区别于一般意义上的对流。本书只讨论对流换热。

就引起流动的原因而论,对流换热可区分为自然对流与强制对流两大类。自然对流是由于流体冷、热各部分的密度不同而引起的,暖气片表面附近受热空气的向上流动就是一个例子。如果流体的流动是由于水泵、风机或其他压差作用所造成的,则称为强制对流。冷油器、冷凝器等管内冷却水的流动都由水泵驱动,它们都属于强制对流。另外,工程上还常遇到液体在热表面上沸腾及蒸汽在冷表面上凝结的对流换热问题,分别简称为沸腾换热及凝结换热,它们是伴随有相变的对流换热。



对流换热的基本计算式是牛顿冷却公式:

$$\text{流体被加热时} \quad q = h(t_w - t_f) \quad (1-3)$$

$$\text{流体被冷却时} \quad q = h(t_f - t_w) \quad (1-4)$$

式中, t_w 及 t_f 分别为壁面温度和流体温度, $^{\circ}\text{C}$ 。如果把温差(亦称温压)记为 Δt , 并约定永远取正值, 则牛顿冷却公式可表示为

$$q = h\Delta t \quad (1-5)$$

$$\Phi = Ah\Delta t \quad (1-6)$$

式中, 比例系数 h 称为表面传热系数, 单位是 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 。

表面传热系数的大小与换热过程中的许多因素有关。它不仅取决于流体的物性(λ, μ, ρ, c_p 等)以及换热表面的形状、大小与布置, 而且还与流速有密切的关系。式(1-5)[或式(1-6)]并不是揭示影响表面传热系数的种种复杂因素的具体关系式, 而仅仅给出了表面传热系数的定义。研究对流换热的基本任务就在于用理论分析或实验方法具体给出各种场合下 h 的计算关系式, 这是本书第五、六章的主要内容。

表 1-1 给出了几种对流换热过程表面传热系数数值的大致范围。在传热学的学习中, 掌握典型条件下表面传热系数的数量级是很有必要的。由表 1-1 可见, 就介质而言, 水的对流换热比空气强烈; 就换热方式而言, 有相变的优于无相变的, 强制对流高于自然对流。例如, 空气自然对流换热的 h 为 1~10 的量级, 而水的强制对流的 h 的量级是“成千上万”。

表 1-1 表面传热系数的数值范围

过程	$h/[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})]$
自然对流	
空气	1~10
水	200~1 000
强制对流	
气体	20~100
高压水蒸汽	500~3 500
水	1 000~15 000
水的相变换热	
沸腾	2 500~3 500
蒸汽凝结	5 000~25 000

三、热辐射

物体通过电磁波来传递能量的方式称为辐射。物体会因各种原因发出辐射能。因热的原因而发出辐射能的现象称为热辐射。本书以后所提到的辐射一律指热辐射。

自然界中各个物体都不停地向空间发出热辐射, 同时又不断地吸收其他物体发出的热辐射, 辐射与吸收过程的综合结果就造成了以辐射方式进行的物体间的热量传递——辐射换热。当物体与周围环境处于热平衡时, 辐射换热量等于零, 但这是动态平衡, 辐射与吸收过程仍在不停地进行。



导热、对流这两种热量传递方式只有在有物质存在的条件下才能实现,而热辐射可以在真空中传递,而且实际上在真空中辐射能的传递最有效。这是热辐射区别于导热、对流换热的基本特点。当两个物体被真空隔开时,例如地球与太阳之间,导热与对流都不会发生,只能进行辐射换热。辐射换热区别于导热、对流换热的另一个特点是,它不仅产生能量的转移,而且还伴随着能量形式的转换,即发射时从热能转换为辐射能,而被吸收时又从辐射能转换为热能。

实验表明,物体的辐射能力与温度有关,同一温度下不同物体的辐射与吸收本领也大不一样。在探索热辐射规律的过程中,一种称作绝对黑体(简称黑体)的理想物体的概念具有重大意义。黑体的吸收本领和辐射本领在同温度的物体中是最大的。

黑体在单位时间内发出的热辐射热量由斯忒藩-玻耳兹曼定律揭示:

$$\Phi = A\sigma T^4 \quad (1-7)$$

式中: T ——黑体的热力学温度, K ;

σ ——斯忒藩-玻耳兹曼常量,即通常说的黑体辐射常数,它是个自然常数,其值为 $5.67 \times 10^8 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$;

A ——辐射表面积, m^2 。

一切实际物体的辐射能力都小于同温度下的黑体。实际物体辐射热流量的计算总可以采用斯忒藩-玻耳兹曼定律的经验修正形式:

$$\Phi = \epsilon A\sigma T^4 \quad (1-8)$$

式中, ϵ 称为该物体的发射率(习惯上又称黑度),其值总小于 1,它与物体的种类及表面状态有关,将在第七章进一步讨论。其余符号的意义同式 (1-7)。

斯忒藩-玻耳兹曼定律又称四次方定律,是辐射换热计算的基础。

应当指出,式(1-7)、(1-8)中的 Φ 是物体自身向外辐射的热流量,而不是辐射换热量。要计算辐射换热量还必须考虑投到物体上的辐射热量的吸收过程,即要算收支总账,这将在第八章中详细讨论。一种最简单的辐射换热,即两块非常接近的互相平行黑体壁面间的辐射换热,可用迄今已讲过的知识求解,其计算式留给读者去推导。另外一种简单的辐射换热情形是,表面积为 A_1 、表面温度为 T_1 、发射率为 ϵ_1 的一物体被包容在一个很大的表面温度为 T_2 的空腔内,此时该物体与空腔表面间的辐射换热量按下式计算:

$$\Phi = \epsilon_1 A_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (1-9)$$

以上分别讨论了导热、对流和热辐射三种传递热量的基本方式。在实际问题中,这些方式往往不是单独出现的。这不仅表现在互相串联的几个换热环节中,而且同一环节也常是如此。例如,对于室内取暖的暖气片、锅炉中的省煤器及汽轮机装置或制冷装置中的冷凝器(图 1-2)来说,热量传递过程中各个环节的换热方式如下:



分析一个复杂的实际热量传递过程由哪些串联环节组成,以及在同一环节中有哪些热量传递方式起作用,是求解实际热量传递问题的基本功。例如,在上述例子中,为什么从烟气到管子外壁的热量传递要同时考虑对流换热及辐射换热,而从蒸汽或热水到外壁的热量传递只有对流换热,读者在学完本书后应有清楚地理解。

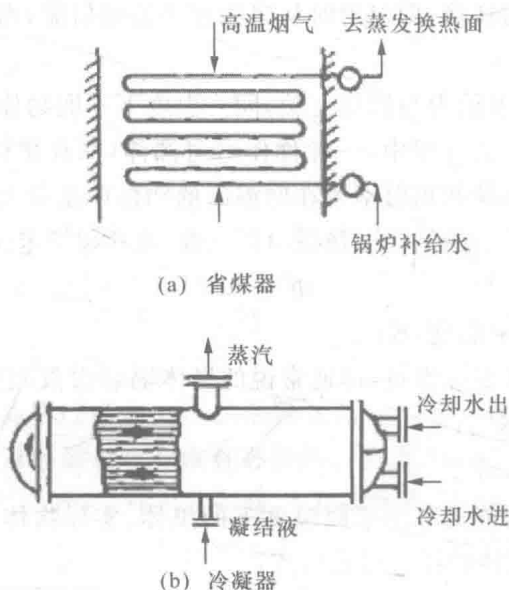


图 1-2 省煤器、冷凝器示意图

最后应当指出,傅里叶定律、牛顿冷却公式及斯忒藩-玻耳兹曼定律对稳态或非稳态过程都是适用的。对于非稳态过程,式(1-1)、(1-6)及(1-7)中的温度当然是瞬时值,而且由于温度不仅仅是 x 的函数,式(1-1)中的 dt/dx 应改为 $\partial t/\partial x$ 。

例题 1-1 一块厚度 $\delta = 50\text{mm}$ 的平板,两侧表面分别维持在 $t_{w1} = 300^\circ\text{C}$ 、 $t_{w2} = 100^\circ\text{C}$ 。试求下列条件下通过单位面积的导热量:(1)材料为铜, $\lambda = 374\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$; (2)材料为钢, $\lambda = 36.3\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$; (3)材料为铬砖, $\lambda = 2.32\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$; (4)材料为硅藻土砖 $\lambda = 0.242\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 。

解: 参见图 1-1。据式(1-2)有

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

在稳态过程中,垂直于 x 轴的任一截面上导热量都是相等的。将上式对 x 作从 0 到 δ 的积分得

$$q \int_0^\delta dx = -\lambda \int_{t_{w1}}^{t_{w2}} \frac{dt}{dx} dx$$

$$\text{所以} \quad q = \frac{-\lambda(t_{w2} - t_{w1})}{\delta} = \lambda \frac{t_{w1} - t_{w2}}{\delta} \quad (\text{a})$$

式(a)是当导热系数为常数时一维稳态导热的热量计算式。将已知数值代入得

$$\text{铜 } q = 374\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K}) \times \frac{300^\circ\text{C} - 100^\circ\text{C}}{0.05\text{m}} = 1.496 \times 10^6 \text{W}/\text{m}^2$$

$$\text{钢 } q = 36.4 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}) \times \frac{300^\circ\text{C} - 100^\circ\text{C}}{0.05\text{m}} = 1.456 \times 10^5 \text{ W}/\text{m}^2$$

$$\text{铬砖 } q = 2.32 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}) \times \frac{300^\circ\text{C} - 100^\circ\text{C}}{0.05\text{m}} = 9.28 \times 10^3 \text{ W}/\text{m}^2$$

$$\text{硅藻土砖 } q = 0.242 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}) \times \frac{300^\circ\text{C} - 100^\circ\text{C}}{0.05\text{m}} = 9.68 \times 10^2 \text{ W}/\text{m}^2$$

讨论 由计算可见,由于铜与硅藻土砖导热系数的巨大差别,导致在相同的条件下通过铜板的导热热量比通过硅藻土砖的导热热量约大三个数量级。因而,铜是热的良导体,而硅藻土砖则可起到一定的隔热作用。

例题 1-2 一根水平放置的蒸汽管道,其保温层外径 $d=583\text{mm}$,外表面实测平均温度 $t_w=48^\circ\text{C}$,空气温度 $t_f=23^\circ\text{C}$,此时空气与管道外表面间的自然对流换热的表面传热系数 $h=3.42 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,保温层外表面的发射率 $\epsilon=0.9$ 。

(1) 此管道的散热必须考虑哪些热量传递方式?

(2) 计算每米长度管道的总散热量。

解: (1) 此管道的散热有辐射换热和自然对流换热两种方式。

(2) 把管道每米长度上的散热量记为 q_l 。当仅考虑自然对流时,据式(1-6),单位长度上的自然对流散热量为

$$\begin{aligned} q_{l,c} &= \pi d \cdot h \Delta t = \pi d h (t_w - t_f) \\ &= 3.14 \times 0.583\text{m} \times 3.42 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}) \times (48^\circ\text{C} - 23^\circ\text{C}) \approx 156.5 \text{ W}/\text{m} \end{aligned}$$

管道外表面与室内物体及墙壁之间的辐射换热可以按式(1-9)计算,并近似地取这些物体的表面温度等于室内空气温度。于是每米长度管子上的辐射换热量为

$$\begin{aligned} q_{l,r} &= \pi d \sigma \epsilon (T_1^4 - T_2^4) \\ &= 3.14 \times 0.583\text{m} \times 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4) \times 0.9 [(48+273)^4 \text{ K}^4 - (23+273)^4 \text{ K}^4] \\ &= 274.4 \text{ W}/\text{m} \end{aligned}$$

讨论 计算结果表明,对于表面温度为几十摄氏度($^\circ\text{C}$)的一类表面的散热问题,自然对流散热量与辐射散热量具有相同的数量级,必须同时予以考虑。

例题 1-3 一块发射率 $\epsilon=0.8$ 的钢板,温度为 27°C 。试计算单位时间内钢板单位面积上所发出的辐射能。

解: 按式(1-8),钢板单位面积上所发出的辐射能为

$$\begin{aligned} q &= \epsilon \sigma T^4 = 0.8 \times 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4) \times (27+273)^4 \text{ K}^4 \\ &= 367.4 \text{ W}/\text{m}^2 \end{aligned}$$

讨论 注意,计算结果是钢板单位面积辐射出去的能量,不是辐射换热量。如果室内环境温度也是 27°C ,那么钢板的辐射换热量是多少呢?

第三节 传热过程和传热系数

室内外温度不同时,室内外空气通过墙壁进行热量交换。在许多工业换热设备中,进行



热量交换的冷、热流体也常分别处于固体壁面的两侧。例如,在上一节分析过的锅炉省煤器及汽轮机装置的冷凝器中的热量交换过程就是如此。这种热量由壁面一侧的流体通过壁面传到另一侧流体中去的过程称为传热过程。传热过程是工程技术中经常遇到的一种典型热量传递过程,是本书讨论的重要内容之一。在深入讨论导热、对流换热及辐射换热之前,对传热过程有个概略的了解是很有益的。

下面来考察冷、热流体通过一块大平壁交换热量的传热过程,导出传热过程的计算公式并加以讨论。我们的分析将限于稳态的传热过程。一般来说,传热过程包括串联着的三个环节:(1)从热流体到壁面高温侧的热量传递;(2)从壁面高温侧到壁面低温侧的热量传递,亦即穿过固体壁的导热;(3)从壁面低温侧到冷流体的热量传递。由于是稳态过程,通过串联着的每个环节的热流量应该是相同的。设平壁表面积为 A ,参照图 1-3 的符号,可以分别写出上述三个环节的热流量表达式:

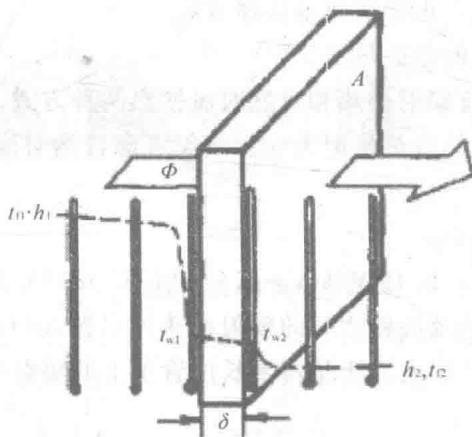


图 1-3 传热过程的剖析

$$\Phi = Ah_1(t_{f1} - t_{w1}) \quad (a)$$

$$\Phi = \frac{A\lambda}{\delta}(t_{w1} - t_{w2}) \quad (b)$$

$$\Phi = Ah_2(t_{w2} - t_{f2}) \quad (c)$$

将式(a)、(b)、(c)改写成温压的形式:

$$(t_{f1} - t_{w1}) = \frac{\Phi}{Ah_1} \quad (d)$$

$$(t_{w1} - t_{w2}) = \frac{\Phi}{\lambda A/\delta} \quad (e)$$

$$(t_{w2} - t_{f2}) = \frac{\Phi}{Ah_2} \quad (f)$$

三式相加,消去温度 t_{w1} 、 t_{w2} ,整理后得

$$\Phi = \frac{A(t_{f1} - t_{f2})}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}} \quad (1-10)$$

也可以表示成



$$\Phi = Ak(t_{f1} - t_{f2}) = Ak\Delta t \quad (1-11)$$

式中, k 称为传热系数, 单位为 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ 。数值上, 它等于冷、热流体间温压 $\Delta t = 1^\circ\text{C}$ 、传热面积 $A = 1\text{m}^2$ 时的热流量的值, 是表征传热过程强烈程度的标度。传热过程越强, 传热系数越大, 反之则越弱。传热系数的大小不仅取决于参与传热过程的两种流体的种类, 还与过程本身有关(如流速的大小、有无相变等)。值得指出, 如果需要计流体与壁面间的辐射换热, 则式(1-10)中的表面传热系数 h_1 或 h_2 可取为复合换热表面传热系数, 它包括由辐射换热折算出来的表面传热系数在内, 其计算方法将在后面讨论。表 1-2 列出了通常情况下传热系数的概略值。

表 1-2 传热系数的大致数值范围

过程	$k/[\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})]$
从气体到气体(常压)	10~30
从气体到高压水蒸气或水	10~100
从油到水	100~600
从凝结有机物蒸气到水	500~1 000
从水到水	1 000~2 500
从凝结水蒸气到水	2 000~6 000

式(1-11)称为传热方程式, 是换热器热工计算的基本公式。鉴于传热过程总是包含两个对流换热的环节, 在本书以后的叙述中, 凡容易引起混淆之处, 把传热方程式(1-11)中的 k 称为总传热系数, 以区别于其他两个组成环节的表面传热系数。

由式(1-10)和(1-11)可得到传热系数 k 的表达式, 即

$$k = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}} \quad (1-12)$$

这个式子揭示了传热系数的构成, 即它等于组成传热过程诸环节的 $\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}$ 之和的倒数。如果对式(1-12)取倒数, 还可理解得更深刻些。此时

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2} \quad (1-13)$$

或

$$\frac{1}{Ak} = \frac{1}{Ah_1} + \frac{\delta}{A\lambda} + \frac{1}{Ah_2} \quad (1-14)$$

将式(1-11)写成 $\Phi = \frac{\Delta t}{1/(Ak)}$ 的形式并与电学中的欧姆定律 $I = U/R$ 相对比, 不难看出 $1/(Ak)$ 具有类似于电阻的作用。把 $1/(Ak)$ 称为传热过程热阻。由类似的方法可知, 传热过程热阻的组成 $\frac{1}{Ah_1}$, $\frac{\delta}{A\lambda}$ 及 $\frac{1}{Ah_2}$ 分别是各构成环节的热阻。图 1-4 是传热过程热阻分析图。串联热阻叠加原则与电学中串联电阻叠加原则相对应, 即, 在一个串联的热量传递过程中, 如果通过各个环节的热量都相同, 则各串联环节的总热阻等于各串联环节热阻的和。应用热阻的概念, 在确认构

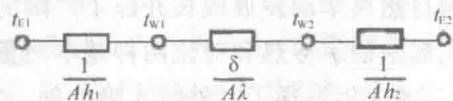


图 1-4 传热过程的热阻



成传热过程的各环节后,可以立即写出式(1-13)、(1-14),而不必做前面的推导。还应指出,式(1-14)虽然是对通过平壁的传热过程导出的(其特点是各个环节的热量传递面积都相等),对于各环节的热量传递面积不相等的情形,如通过圆筒壁的传热过程,式(1-14)的形式也成立,而只要把各环节的热量传递面积代入相应的项中即可。式(1-13)仅适用于通过平壁的传热过程,可以看成是单位面积热阻的关系式。把 δ/λ 、 $1/h$ 称为面积热阻,其单位为 $(\text{m}^2 \cdot \text{K})/\text{W}$ 。热阻分析的方法很有用,本书在以后还要进一步讨论。

例题 1-4 对一台氟利昂冷凝器的传热过程作初步测算得到以下数据:管内水的对流换热表面传热系数 $h_1 = 8700 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,管外氟利昂蒸气凝结换热表面传热系数 $h_2 = 1800 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$,换热管子壁厚 $\delta = 1.5 \text{ mm}$,管子材料为导热系数 $\lambda = 383 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ 的铜。试计算三个环节的热阻及冷凝器的总传热系数;欲增强传热应从哪个环节入手?分析时可把圆管当成平壁处理。

解:三个环节单位面积热阻的计算分别如下:

$$\text{水侧换热面积热阻 } \frac{1}{h_1} = \frac{1}{8700 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})} = 1.15 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$$

$$\text{管壁导热面积热阻 } \frac{\delta}{\lambda} = \frac{1.5 \times 10^{-3} \text{ m}}{383 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})} = 3.92 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$$

$$\text{蒸气凝结面积热阻 } \frac{1}{h_2} = \frac{1}{1800 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})} = 5.56 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$$

于是冷凝器的总传热系数为

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}} \\ &= \frac{1}{1.15 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W} + 3.92 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W} + 5.56 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K}/\text{W}} \\ &= 1480 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}) \end{aligned}$$

讨论 水侧、管壁导热和氟利昂蒸气侧的面积热阻分别占总热阻的 17.0%、0.6% 和 82.4%。氟利昂蒸气侧的热阻在总热阻中占主要地位,它具有改变总热阻的最大潜力。因此,要增强冷凝器的传热,应先从这一环节入手,并设法降低这一环节的热阻值。

第四节 传热学的发展方向和研究方法

18 世纪 30 年代首先从英国开始的工业革命促进了生产力的空前发展。生产力的发展为自然科学的发展成长开辟了广阔的道路。传热学这一门学科就是在这种大背景下发展成长起来的。导热和对流两种基本热量传递方式早为人们所认识,第三种热量传递方式则是在 1803 年发现了红外线才确认的。它就是热辐射方式。三种方式基本理论的确立则经历了各自独特的历程。

在批判“热素说”确认热是一种运动的过程中,科学史上的两个著名实验起着关键作用。其一是 1798 年伦福特(B. T. Rumford)钻炮筒大量发热的实验,其二是 1799 年戴维(H. Da-



vy) 两块冰块摩擦生热化为水的实验, 确认热来源于物体本身内部的运动开辟了探求导热规律的途径。19 世纪初, 兰贝特(J. H. Lambert)、毕海(J. B. Biot)和傅里叶(J. B. J. Fourier)都从固体一维导热的实验研究入手开展了研究。1804 年毕渥根据实验提出了一个公式, 认为每单位时间通过每单位面积的导热热量正比例于两侧表面温差, 反比例于壁厚, 比例系数是材料的物理性质。这个公式提高了对导热规律的认识, 只是粗糙了一点。傅里叶在进行实验研究的同时, 十分重视数学工具的运用, 很有特色。他从理论解与实验的对比中不断完善他的理论公式, 取得的进展令人瞩目。1807 年他提出了求解场微分方程的分离变量法和可以将解表示成一系列任意函数的概念, 得到学术界的重视。1812 年法国科学院以“热量传递定律的数学理论及理论结果与精确实验的比较”为题设项竞赛。经过努力, 傅里叶于 1822 年发表了他的著名论著《热的解析理论》, 成功地完成了创建导热理论的任务。他提出的导热定律正确概括了导热实验的结果, 现称为傅里叶定律, 奠定了导热理论的基础。他从傅里叶定律和能量守恒定律推出的导热微分方程是导热问题正确的数学描写, 成为求解大多数工程导热问题的出发点。他所提出的采用无穷级数表示理论解的方法开辟了数学求解的新途径。傅里叶被公认为导热理论的奠基人。在傅里叶之后, 导热理论求解的领域不断扩大, 许多学者做出了贡献。其中, 雷曼(G. F. B. Riermann)、卡斯劳(H. S. Carslaw)、耶格尔(J. C. Jaeger)和亚科布(M. Jakob)等人的工作值得重视。

流体流动的理论是对流换热理论的必要前提。1823 年纳维(M. Navier)提出的流动方程可适用于不可压缩性流体, 此方程 1845 年经斯托克斯(G. G. Stokes)改进为纳维-斯托克斯方程, 完成了建立流体流动基本方程的任务。然而, 由于方程式的复杂性, 只有极少数简单流动能进行求解, 发展遇到了困难。这种局面一直等到 1880 年雷诺(O. Reynolds)提出了一个对流动有决定性影响的无量纲物理量群之后才有改观。这个物理量群后被称为雷诺数。在 1880 至 1883 年间雷诺进行了大量实验研究, 发现管内流动层流向湍流的转变发生在雷诺数的数值为 1 800~2 000 之间, 澄清了实验结果之间的混乱, 对指导实验研究做出了重大贡献。比单纯流动更为复杂的对流换热问题的理论求解进展不大。1881 年劳伦兹(L. Lorenz)自然对流的理论解, 1885 年格雷茨(L. Gratz)和 1910 年努塞尔(W. Nusselt)管内换热的理论解及 1916 年努塞尔凝结换热理论解分别做出了贡献, 只是为数不多。具有突破意义的进展要推 1909 和 1915 年努塞尔两篇论文的贡献。他对强制对流和自然对流的基本微分方程及边界条件进行量纲分析获得了有关无量纲数之间的原则关系。开辟了在无量纲数原则关系正确指导下, 通过实验研究求解对流换热问题的一种基本方法, 有力地促进了对流换热研究的发展。考虑到量纲分析法在 1914 年才由白金汉(E. Buckingham)提出, 相似理论则在 1931 年才由基尔皮切夫(M. B. K)等发表, 努塞尔的成果有其独创性。努塞尔于是成为发展对流换热理论的杰出先驱。在微分方程的理论求解上, 两个方面的进展发挥了重要作用。其一是普朗特(L. Prandtl)于 1904 年提出的边界层概念。他认为, 低黏性流体只有在横向速度梯度很大的区域内才有必要考虑黏性的影响, 这个范围主要处在与流体接触的壁面附近, 而其外的主流则可以当作无黏性流体处理。这是一个经过深思熟虑、切合实际的论断。在边界层概念的指导下, 微分方程得到了合理的简化, 有力地推动了理论求解的发展。1921 年波尔豪森(E. Pohlhausen)在流动边界层概念的启发下又引进了热边界层的