

传热学基础手册

(上册)

(美) W. M. 罗森诺 等 主编



科学出版社

传 热 学 基 础 手 册

(上册)

[美] W. M. 罗森诺 等 主编

齐 欣 译

周晓青 校

科 学 出 版 社

1 9 9 2

(京)新登字 092 号

内 容 简 介

本书是 1985 年出版的《传热学手册》的中译本(第二版)。为适应当代新科技发展的需要和反映传热学的最新成果,新版扩充为两本手册:《传热学基础手册》和《传热学应用手册》。这两种手册既可独立使用,又可配套对照使用。原书主编是国际上公认的权威工程热物理学家,各章的作者也都是在他们所从事的分支领域中卓有成就的权威学者,因而这一套新的手册是传热学领域的权威性手册,它将能满足有关科技人员未来许多年内的需要。

《传热学基础手册》着重讨论传热问题的理论解和数值解,给出热物理性质表,分析导热和热辐射的定律,提供对流换热实验数据,讨论沸腾、凝结和两相流的规律等。本书共十四章,分上、下两册出版。上册内容包括:传热学的基本概念、传热问题的理论解和数值解、热物性数据、导热问题的各种解法、自然对流以及受迫对流(管内流动)。下册主要内容是:受迫对流(外部流动)、稀薄气体传热、电磁场对换热的影响、凝结、沸腾、两相流以及辐射。

本书主要对象是在动力、化工、航空、电力、冶金、核能、航天、电子、建筑、生物制药和食品工程等方面从事传热工作的科技人员,以及高等学校有关专业的教师和高年级学生。

Warren M. Rohsenow et al. (Ed.)

HANDBOOK OF HEAT TRANSFER FUNDAMENTALS

(Second Edition)

McGraw-Hill, 1985

传 热 学 基 础 手 册

(上 册)

[美] W. M. 罗森诺 等 主编

齐 欣 译

周晓青 校

责任编辑 陈文芳

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100701

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1992 年 2 月第 一 版 开本: 787×1092 1/16

1992 年 2 月第一次印刷 印张: 41 1/4 插页: 2

印数: 1—1700 字数: 965 000

ISBN 7-03-002344-7/TB·73

定价: 40.50 元

中译本出版前言

《传热学基础手册》和《传热学应用手册》英文原版是美国 McGraw-Hill 图书公司 1985 年出版的,这两本书是 1973 年出版的《传热学手册》的第二版。新版包括了近 10 多年来传热学的最新成果。每个专题都是由当代权威学者执笔,将主要成果和最新资料作了准确简明的归纳。与老的版本相比,全书 60% 以上的篇幅都是全新的内容,而其余的内容也都重新编写,以适应当代新科技发展的需要。在编写安排上,使《传热学基础手册》和《传热学应用手册》既可独立使用,又可配套对照使用。

从汽车到电子计算机,从供暖设备到航天飞机,几乎所有的装置都会有各种类型的传热问题有待解决。这套新的权威性手册是为解决这些实际问题而编写的。例如,书中介绍了超级计算机大面积集成线路及部件的最新冷却方法,讨论了固体内瞬间加热时温度场的变化规律,也提出了宇宙飞船热辐射的计算方法,等等。

《传热学基础手册》着重讨论传热问题的理论解和数值解,给出热物理性质表,分析导热和热辐射的定律,提供对流换热实验数据,讨论沸腾、凝结和两相流的规律等。在《传热学应用手册》里,详尽地介绍了传热学在新科技领域中的应用基础知识和设计资料。其内容包括传质冷却、非牛顿流体、强化传热、换热器、热管、流态化和填充床、太阳能、蓄热、冷却塔、地热利用和温度测量等。全套书采用了统一的符号表。计算结果和实验数据则同时采用了国际单位制和英制两种单位。

这套新的手册是专门为从事传热工作的工程技术人员、科研工作者、高等学校教师和高年级学生编写的。该书的特点是内容精炼可靠、数据实用和使用方便。它为解决复杂传热问题提供了公认的较佳方案,因而深受国内外读者的欢迎。

手册主要作者之一的 Hartnett 教授于 1985 年秋应邀再次访华时,在北京一下飞机就把这套手册原版赠送给我,并且说这是刚刚出版的。我高兴地接过书后打趣地说:“刚出笼的,怪不得还烫手呢!”当时想,如果这套很有用的工具书能尽快译成中文出版,一定會在很长一段时期里受到读者欢迎和重视的。

科学出版社很快作出了出版新版中译本的决定。在译者、校者和责任编辑的共同努力下,这套手册即将和广大读者见面,这是科技界的一件好事。

葛绍岩

于中国科学院工程热物理研究所

序

引言

传热学几乎在每个工业和环境保护部门以及在能量产生和转换的主要领域中都起着重要的作用。在电力生产过程中,无论是靠核裂变、矿物燃料的燃烧、磁流体过程,还是使用地热能源,都必须解决大量的传热问题。这些问题涉及导热、对流和辐射过程以及关系到诸如锅炉、冷凝器和汽轮机等部件的设计。工程师经常面临需要强化或者削弱传热的工程问题,以及在极端温度条件下保持材料的完整性问题。

在《传热学手册》第二版编写过程中,编者们致力于为工程师提供处理日常工作中遇到的传热问题所需的信息。编者主要目的是编著出一本手册,它包含着对从事传热技术工作的应用工程师、技术顾问、研究工程师、大学教授、学生以及技术人员来说非常重要的信息。自从《传热学手册》第一版出版以来,传热学在基本理论和实际应用两个方面都有了许多发展。因此,为了达到我们的目标,将第一版《传热学手册》扩充成《传热学基础手册》和《传热学应用手册》两本单独的手册是十分必要的。

范围

《传热学基础手册》对第一版中的大多数专题都作了扩充性处理,删去了模拟方法、烧蚀和高温防护系统这几章。强化传热技术、换热器和传质冷却等内容得到了扩充并划归到《传热学应用手册》中,与此同时还增添了一些新的重要章节:非牛顿流体、流化床传热、太阳能、热能储存、冷却塔与冷却池、建筑物的传热、地热传热、热管、温度与传热的量测。

《传热学基础手册》全面论述导热、对流、辐射的基本内容,并分为导热、自然对流、管内的强迫对流与外流的强迫对流等章节。辐射这一章主要有六节,包括了辐射的基本概念、固体表面之间辐射换热、气体辐射,此外还提供固体、液体、气体和烟灰粒子的辐射特性数据。用三章的篇幅来阐述沸腾、凝结和两相流动等重要技术方面。有两章专门叙述稀薄气体传热和电磁场对换热影响的课题。

因为数学方法和传热的数值计算在传热学领域中十分重要,所以各有一章叙述其内容。最后,为有助于将传热基础知识应用于实际工程问题,本手册提供了较完整的材料热物性数据。

单位

当前人们都认识到,国际单位制(SI)单位不能完全代替英制工程单位。英制单位向国际单位制单位的过渡将以合理的速度推进,以适应专业人员、工业界和公众的需要。过渡时期将是既漫长又复杂,两种单位制可能至少要并存10—20年时间。为使本手册适用于全世界范围,在此版本中尽可能同时使用国际单位制和英制单位。在手册中每个数值、

• v •

图、表和方程均以两种单位制给出，但未给出相应的无量纲形式的表达式。少数情况下(主要为节省篇幅)某些数表仅以一种单位制给出，为了读者的方便起见，在这些表格的末尾给出了换算因子。

名词术语

编者力求全书使用统一的名词术语。但鉴于本书技术覆盖范围很宽，故也有一些例外(例如符号 k 除在气体辐射换热一节中定义为吸收系数以外，其余各章节均作为导热系数)。然而，在任何一章(或部分)中一个符号只有一个意思。本书每章(或每部分)末尾对每个符号都作了定义，在名词术语表中对每个符号均给出国际单位制和英制两种单位。

索引

这版本的另一特征是按字母顺序给出了完整的名词术语的索引，以便迅速查到所需的资料。通过此索引和目录表，本版本可使读者方便、迅速地从中查到任何一个主题。

感谢

编者十分感谢本版作者们所作的贡献，他们无私地献出了自己的专业知识。他们的手稿的内容及篇幅上的通力合作，不厌其烦地满足以上各项规定，以高质量完成了自己的工作，终于促成这本手册的问世。我们相信本手册在未来的很多年内都可以满足工程界的需要。在此，我们还要感谢 McGraw-Hill 图书公司中与本书出版各阶段工作有关的工作人员的通力合作和始终如一的支持。感谢 R. K. Mickey 和 P. Lamb 所做的杰出的编辑工作。最后，也感谢伊利诺斯大学芝加哥分校能源中心的工作人员，特别是 E.Y. Kwack 博士及 J. Wiet，他们在编辑过程中承担了清样校对和组织工作。

结束语

编者对此书完全负责，虽然我们竭力避免错误，但在如此巨大的著作中却难以实现无误出版。为此，编者十分欢迎对本书指出错误，以便再次印刷时更正。编者还欢迎读者对本手册的可用性的可能改进之处提出建议，以便再版时包括进去。

W.M. Rohsenow

J.P. Hartnett

E.N. Ganic

(杨金宝 译)

目 录

序.....	v
第一章 传热学基本概念.....	1
第二章 数学方法.....	32
第三章 热物理性质.....	85
第四章 导热.....	203
第五章 传热中的数值方法.....	347
第六章 自然对流.....	409
第七章 受迫对流,管内流动	477
参考文献.....	622

第一章 传热学基本概念

E.N.Ganic

J.P. Hartnett

W.M. Rohsenow

(杨金宝 译)

A. 传热机理	1	B. 守恒方程	10
1. 导热	1	1. 连续方程	11
2. 辐射	3	2. 运动方程(动量方程)	13
3. 对流	3	3. 能量方程	17
a. 换热系数	4	a. 混合物的能量方程	19
b. 边界层概念	5	4. 组分守恒方程	20
c. 层流与紊流	7	5. 应用守恒方程建立问题	20
d. 非牛顿流体	9	C. 传热学中的无量纲数组和相似	21
4. 复合传热机理	9	D. 单位和换算因子	25
5. 传热学与热力学关系	10	符号表	30

A. 传热机理

靠温差传递的能量定义为热。它由高温区流向低温区。通常把不同类型的传热机理称作形式。传热的基本形式是传导与辐射。在某些传热学的教科书中,对流也列为一种单独的形式。

1. 导热

传导是热量从物体高温部分向同一物体的低温部分的传递,或者从一个高温物体向另一个与其接触的低温物体的传递。传导过程发生在分子一级,涉及能量从较高能量的分子向较低能量的分子的传递。这在气体中可以很容易地观察到,我们知道在气体中高温区分子的平均动能大于低温区的分子平均动能。处于无规则不断运动中的具有较高能量的分子,周期性地与较低能量的分子相碰撞,并交换能量和动量。以这种方式,能量从高温区连续地向低温区传递。液体中,分子比气体中的更加密集,但是分子的能量交换过程,定性上与气体中的相似。在非导电固体(电介质)中,热量是由原子运动而引起的晶格波来传导的。在良导电体的固体中,这种晶格振动机理对能量传递过程只有很小的作用,导热主要是通过与气体中分子运动方式相似的自由电子的运动来完成的。

在宏观范围内, 热流密度(即垂直于热流方向上每单位面积所传递的热量) q'' 正比于温度梯度:

$$q'' = -k \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

式中比例系数 k 是称为导热系数的一个输运特性, 它是材料的一个物性参数。负号表示热量传递方向与温度升高的方向相反。方程(1)为傅里叶导热定律的一维形式。由于认识到热流密度是个矢量, 我们可以写出傅里叶定律的更为普遍的形式(即导热速率方程):

$$\mathbf{q}'' = -k \nabla T \quad (2)$$

式中 ∇ 是三维的矢量微分算符, T 是标量温度场。由方程(2)可知, 热流密度矢量 $\mathbf{q}''$ 实际上代表了在温度梯度最大的方向上的热(热能)流。

如果我们考虑如图 1(a)所示的平板壁上沿 x 方向的一维热流, 可直接使用方程(1), 然后积分得

$$q = \frac{kA}{\Delta x} (T_2 - T_1) \quad (3)$$

式中导热系数 k 设为常数, Δx 是平板壁的厚度, T_2 和 T_1 是壁两侧面的温度。注意, 这里 $q/A = q''$, 其中 q 是通过面积 A 的传热速率。方程(3)可写成如下形式:

$$q = \frac{T_2 - T_1}{\Delta x/kA} = \frac{T_2 - T_1}{R_{th}} = \frac{\text{热位势差}}{\text{热阻}} \quad (4)$$

这里 $\Delta x/kA$ 起了热阻 R_{th} 的作用。方程(4)的关系式与电路理论中的欧姆定律十分相像。对于图 1(a)所示情况, 其等价电路表示于图 1(b)中。

图 1 (a) 通过平板的一维导热; (b) 电模拟

可以用电模拟的办法解更复杂的、含有串联和并联热阻的问题。在很多传热学教科书中都给出了典型的导热问题及其模拟电路^[1-4]。

在处理导热问题时, 通常较为方便的是引进另一个与导热系数有关的参数, 这就是导热系数(又称热扩散系数) α :

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad (5)$$

式中 ρ 是密度, c 是比热。

如上所述, 只要在介质中存在一定的温度差就会发生热量的传递。类似地, 在一混合物中, 只要存在某些化学组分的浓度差或密度差, 就会发生质量的传递。因此, 就象温度梯度构成传热的驱动势一样, 在混合物中存在某组分的浓度梯度就提供了此组分的传质驱动势。所以传质这一术语描述了在混合物中由于浓度梯度的存在而引起的组分的相对运动。

既然与导热传热(即热扩散)和扩散传质相联系的是同一种物理机理, 故其相应的速率方程具有相同的形式。质量扩散的速率方程叫做 Fick (菲克) 定律, 而在二元混合物中, 物质 1 的传递速率方程可以表示为

$$j_1 = -D \frac{dC_1}{dx} \quad (6)$$

式中 C_1 是在每单位体积的混合物质量中组分 1 的质量浓度。这种表达式是与傅里叶定律的方程(1)相类似的。而且,正如傅里叶定律被用来定义热扩散率这样一个重要输运特性一样,Fick 定律定义了另一重要特性,即二元扩散系数或质量扩散率 D 。参量 j_1 定义为组分 1 的质量流密度,即每单位时间在垂直于传递方向上每单位面积所通过组分 1 的量。Fick 定律的矢量形式为

$$\mathbf{j}_1 = -D \nabla C_1 \quad (7)$$

一般,对于低压下的气体,扩散系数几乎与组分无关,它随温度增加而增大,随压力增加而减小。液体和固体的扩散系数明显地依赖于浓度,而且通常随着温度增高而增大。

2. 辐射

辐射,或者更准确地说,热辐射,是物体靠其温度而发射的并消耗其内能的电磁辐射。因此热辐射与可见光、X射线、无线电波的本质是相同的,它们的区别只在于波长和发射源不同而已。眼睛能感觉到在 $0.39-0.78 \mu\text{m}$ 范围内的电磁波,这个波长范围定义为光谱的可见区。无线电波及赫兹波的波长为 $1 \times 10^3-2 \times 10^{10} \mu\text{m}$, X射线有 $1 \times 10^{-5}-2 \times 10^{-2} \mu\text{m}$ 的波长,而大部分的热辐射发生在约 $0.1-100 \mu\text{m}$ 的射线中。所有受热的固体、液体以及某些气体都发射热辐射。通过导热传递能量需要借助某种材料介质,而辐射的传递却无需材料介质。实际上,辐射传递在真空中最有效。在宏观尺度上,热辐射的计算是建立在斯蒂芬-玻耳兹曼定律的基础之上的,该定律指出了理想辐射体(即黑体)辐射的能流密度与绝对温度的四次方成正比:

$$e_b = \sigma T^4 \quad (8)$$

这里 σ 是斯蒂芬-玻耳兹曼常数,其值为 $5.669 \times 10^{-8} \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。工程表面一般并不是理想辐射体,因而对实际物体的表面,上述定律应修改为

$$e = \epsilon \sigma T^4 \quad (9)$$

其中 ϵ 称为物体表面的发射率,其值在 0 和 1 之间。当两个黑体以辐射交换热量时,它们之间的净热交换量正比于 T^4 之差值。如果物体 1 只“见到”物体 2,那么物体 1 辐射给物体 2 的净换热量为

$$q = \sigma A_1 (T_1^4 - T_2^4) \quad (10)$$

当因几何布局的缘故,物体 1 辐射出的能量只有一部分被物体 2 所截获,则

$$q = \sigma A_1 F_{1-2} (T_1^4 - T_2^4) \quad (11)$$

式中 F_{1-2} (通常称为形状因子或视角因子) 是表示物体 1 辐射出的热能中被物体 2 所截获的份额。如果两物体都不是黑体,则视角因子必须用新的因子 $\mathcal{F}_{1-2}$ 来代替,后者取决于有关的物体表面的发射率和物体间的几何视角。最后,如果两物体被妨碍热辐射通过的气体或液体所隔开,则描写辐射换热过程的方程将变得更加复杂(见第十四章)。

3. 对流

对流,有时被看作是一种单独的传热形式,它是与从一个边界面向运动流体的传热,或者与通过运动流体内一个流动平面的传热有关的。假若流体的运动是由泵、风机、风扇

或某种类似的设备引起的, 这样的传热过程称为受迫对流。如果流体的运动是由于传热本身产生的密度差异而引起的, 这样的传热过程称作自由对流或自然对流。

对这类情况下的传热过程加以仔细检查表明, 尽管流体的整体运动造成热量传递, 但是基本的传热机理仍然是导热, 即能量是以运动流体内部导热的形式传递的。更准确地说, 对流的不是热量而是内能。

但是, 在有些对流换热过程中除此之外还有潜热交换。这种潜热交换通常是与流体的液态和气态之间的相变联系在一起的。两种特殊的情形是沸腾与凝结。

a. 换热系数 在对流过程中, 涉及从边界表面到处于较低速流体中的传热, 引进换热系数 h 是很方便的, 它由如下称为牛顿冷却定律的方程所定义:

$$q'' = h(T_w - T_f) \quad (12)$$

式中 T_w 是表面温度, T_f 是流体的特征温度。

对于无界对流的表面, 如浸润在大容积流体中的平板、管子、旋转体等表面, 在定义式(12)中的 h 时, T_f 通常取的是远离表面的流体温度 (通常表示为 T_∞ , 见图2)。对于有界对流换热, 包括像流体在管内、通道内或横跨管束等的流动, T_f 通常采用焓-混合平均温度, 习惯上表示为 T_m 。

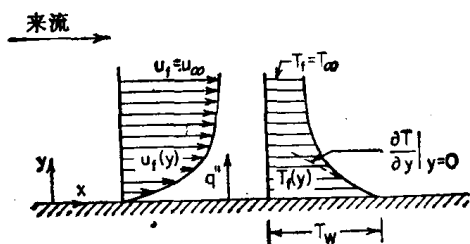


图2 流体流过平板时的速度和温度分布

由方程(12)所定义的换热系数, 对于几何形状、流体的物性和流体流速都是敏感的。但是, 有许多特殊情况, 此时 h 决定于温度差 $T_w - T_f = \Delta T$ 。例如, 如果物体表面温度很高, 足以使其周围液体沸腾, h 将典型地随 ΔT^2 而变化; 或者在自然对流情况中, h 随 ΔT 的较低方次改变, 典型的为 $\Delta T^{1/4}$ 或 $\Delta T^{1/3}$ 。应该注意, 在这些情况下作为 h 定义的方程(12)仍旧成立, 尽管它的实际使用价值可能已大大降低。

因为 $q'' = q/A$, 由方程(12)给出对流换热中的热阻为

$$R_{th} = \frac{1}{hA}$$

式中这个热阻实际上是在某一固体与液体交界面处的热阻。

在壁面处, 流体的速度为零, 热量的传递以导热的形式进行。因此在 $y = 0$ 处 (这里 y 是指垂直于流动方向的坐标, 见图2), 我们可以对该流体应用傅里叶定律:

$$q'' = -k \frac{\partial T}{\partial y} \bigg|_{y=0} \quad (13)$$

式中 k 为流体的导热系数。将方程(13)与牛顿冷却定律(式(12))联立, 得

$$h = \frac{q''}{T_w - T_f} = -\frac{k(\partial T / \partial y)|_{y=0}}{T_w - T_f} \quad (14)$$

为了求得换热系数, 必须先求出壁面处的温度梯度。

对于对流质量传递, 可以获得类似的结果。如果一个组分浓度为 $C_{1,\infty}$ 的流体流过一个物体壁面, 在壁面处该组分的浓度保持为 $C_{1,w} \neq C_{1,\infty}$, 则就会发生对流的组分传递。典型的情形为组分1是一种蒸气, 它在液体或固体表面处靠蒸发或升华传入气流之中, 而我们所感兴趣的是确定这种传递的速率。同传热情况一样, 这种计算可以基于采用对流系

数^[3,5]。具体地说,我们可以将组分 1 的质量流密度与传递系数和浓度差的乘积联系起来:

$$j_1 = h_D(C_{1,w} - C_{1,\infty}) \quad (15)$$

其中 h_D 为对流传质系数,量纲为 L/τ 。

在 $y = 0$ 的壁面处,流体速度为零,组分传递只是由于扩散而引起的。因此

$$j_1 = -D \frac{\partial C_1}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (16)$$

方程(15)和(16)*联立而得到

$$h_D = - \frac{D(\partial C_1 / \partial y)|_{y=0}}{C_{1,w} - C_{1,\infty}} \quad (17)$$

因而影响表面浓度梯度 $(\partial C_1 / \partial y)|_{y=0}$ 的条件,也将影响对流传质系数和穿过壁面附近的流体层的物质组分传递速率。

对于涉及高速气体流动(高亚音速流或超音速流)的对流过程,可由下式给出一个更有意义和更有用的换热系数的定义:

$$q'' = h(T_\infty - T_{aw}) \quad (18)$$

其中 T_{aw} 通常称为绝热壁温或恢复温度,它是外界与表面无任何传热和辐射换热时壁面所能达到的平衡温度。绝热壁温一般取决于流体的性质及流体周围壁面的材料性质。绝热壁温通常可用无量纲恢复因子 r 来表示,其定义为

$$T_{aw} = T_f + r \frac{V^2}{2c_p} \quad (19)$$

对于气体 r 的值通常在 0.8 — 1.0 之间。可以看出,低速流动时恢复温度等于自由流的温度 T_f 。此时方程(15)简化成方程(12)。从这个角度来说,方程(18)可以当作换热系数定义的一般形式。

b. 边界层概念 固体表面与液流或气流之间的热量传递涉及到流体运动科学的问题。在流体实际运动中叠加了热的流动,并且这两个场相互作用。为了确定温度分布然后求得换热系数[方程(14)],就需要把运动方程和导热方程组合起来。然而,对于所有粘性流体绕体流动来说,除了最简单的几何形状外,求得完整的解在数学上是非常困难的。普朗特发现在大多数应用情况下,粘性的影响只限制在紧贴物体的极薄流体层中;流场中其余区域可相当好地近似处理成非粘性流体,就是说可以用位流理论的方法来计算。普朗特的这一发现是一个重大的突破。

接近物体表面的流体薄层称为边界层。由于它相对物体来说是很薄的这一事实本身,使我们可以进行较为简化的分析。边界层近似的一个基本假定是紧挨着物体表面的流体相对于物体是静止的。除了极低压气体(这时气体分子的平均自由程大于物体^[6])外,这一假定看来是成立的。于是可以把流体动力学的(或速度的)边界层厚度 δ 定义为流体的速度从自由流(或位势流)中的值变化到物体表面处为零的值之间的区域(图 3)。实际上,用这种方法确定的边界层无精确的“厚度”,因为速度是渐近地趋向自由流中的值的。我们所说的边界层厚度,实际上隐指最大份额速度变化发生的距离。

边界层内的粘性力是用两流体层之间切应力 τ 来表示。如果假定切应力正比于法向

* 原文为“方程(17)和(18)”,此处予以改正。——译校者注

速度梯度,则定义粘度的方程为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (20)$$

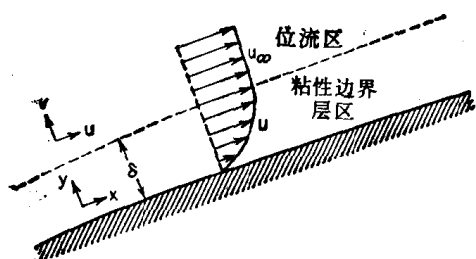


图3 绕过物体表面的边界层流动

比例系数 μ 叫做动力粘度。对于只有速度分量 u 存在的简单流动,有时方程(20)称为牛顿切应力定律^[7]。粘度 μ 与密度 ρ 之比称为运动粘度,即

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (21)$$

管内流动是边界层问题的一种形式,其中靠近管道入口处,边界层的生长与流体流过物体外表面时的形式大致相同,直到在管道的对称中心线汇合为止(图4)。于是,管道的半径成为最终的边界层厚度。

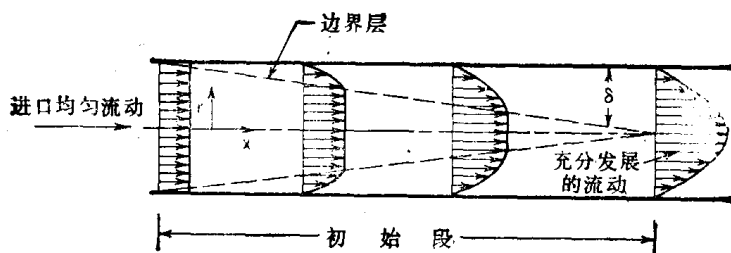


图4 管内层流的速度分布

在大多数实际应用中也发现,当流体和壁面之间存在热量传递或质量传递时,温度及浓度的主要变化发生在非常靠近壁面的区域内。这就引出热边界层 δ_T 和浓度边界层 δ_D 的概念。导热系数 k 和质量扩散系数 D 的影响局限在这些区域内。边界层区域之外的流动实际上是无导热和无扩散的。热(或浓度)边界层的厚度可以小于、大于或者等于速度边界层的厚度。在管道初始段内热边界层的发展如图5所示。

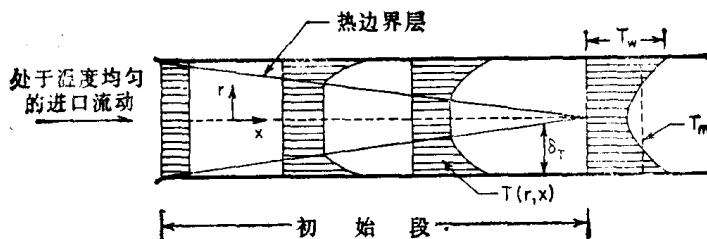


图5 在管道初始段流体温度分布的发展

注意方程(1)、(6)和(20)之间的相似性是很重要的。导热方程(1)描述了能量的输运,扩散定律的方程(6)描述了质量的输运,而粘性切应力方程(20)描述了穿过流体层的动量输运。还可注意到,运动粘度 ν ,热扩散系数 α 和质量扩散系数 D 全都有相同的量纲

L^2/ν 。如表 10 所示, 以上这三个量中任何两个之比都可构成一个无量纲数, 它们表示了动量、能量和质量通过介质扩散的相对速率的大小。

c. 层流与紊流 流体运动基本上存在两种不同的形式, 即层流和紊流。前几节所述的基本上限于层流。

在平板绕流的情况下(图 6), 平板前缘的流动是光滑的或流线型的。边界层内各点的速度保持常数, 不随时间而变化。边界层的厚度随着离开前缘的距离的增加而增加, 在某一临界距离处流体惯性的影响同阻尼衰减的作用相比将足够大, 以致于流动中的小扰动开始增加。当这些扰动增强时, 粘性流动的规律被扰动所破坏, 层流流动便向紊流流动过渡。然而, 在紧贴壁面处必定有一个十分薄的层流底层

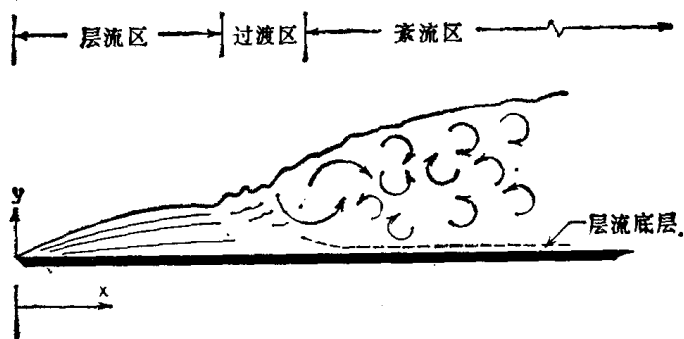


图 6 流体流过平板时的层流区、过渡区和紊流区

(至少对光滑平板是这样)。这类扰动可能起源于自由流或是可以由表面粗糙度引起的。

在紊流区域中混合进行得十分有效, 即一些宏观流团穿过流线运动, 剧烈地传递能量、质量以及动量。紊流的最主要的特征是区域内某一给定点处流动参数 X (例如, 速度

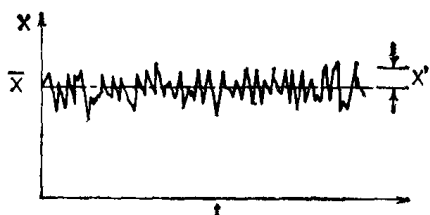


图 7 在紊流边界层中某点参数随时间的变化

分量、压力、温度或一种组分的浓度) 不是随时间不变的常数, 而是呈现出随时间的毫无规律的高频脉动(图 7)。在任一瞬间, X 都可以表示为时间平均值 $\bar{X}$ 和脉动分量 X' 之和。平均是在长得足以与典型脉动周期相比拟的时间内求得的, 如果 $\bar{X}$ 与时间无关, 则此种时均流动就被称为是定常的。

从提高传热及传质速率的意义上说, 紊流的存在可能是有益的。但是这种运动是极为复杂的, 难以用理论描述^[3,8]。在处理紊流流动时, 通常用到总切应力及垂直于主流方向上的总流密度(主流是在 x 方向, y 轴垂直于主流方向), 它们定义为

$$\tau_t = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \quad (22)$$

$$q_{t'} = -\left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \rho c_p \overline{v'T'}\right) \quad (23)$$

$$h_{t'} = -\left(D \frac{\partial \bar{C}_1}{\partial y} - \overline{v'C_1'}\right) \quad (24)$$

这里方程(22)、(23)和(24)右边第一项是分子扩散的作用, 第二项表示紊流混合的影响。例如, $\overline{u'v'}$ 是表示 u' 和 v' 乘积的时均值。

紊流流动的一个简单模型涉及旋涡。旋涡是在边界层中的小团流体, 它在失去其特性之前将在短时间内到处乱动^[8]。输运系数定义为动量传递的旋涡扩散系数 ϵ_M , 它具有下述形式:

$$\epsilon_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\overline{u'v'} \quad (25)$$

相似地,可由下列各式来定义热量传递和质量传递的旋涡扩散系数 ϵ_H 和 ϵ_m :

$$\epsilon_H \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = -\overline{v'T'} \quad (26)$$

$$\epsilon_m \frac{\partial \bar{C}_1}{\partial y} = -\overline{v'C'_1} \quad (27)$$

因此,可以借助于方程(5)和(21)的关系来表示总切应力和总流密度:

$$\tau_t = \rho(\nu + \epsilon_M) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (28)$$

$$q''_t = -\rho c_p (\alpha + \epsilon_H) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (29)$$

$$j_{1,t} = (-D + \epsilon_m) \frac{\partial \bar{C}_1}{\partial y} \quad (30)$$

在远离壁面的紊流边界层区域内(核心区),旋涡扩散系数远大于分子扩散系数。加强与此相联系的混合,使得核心区内的速度、温度和浓度分布更加均匀。这个特征示于图 8,该

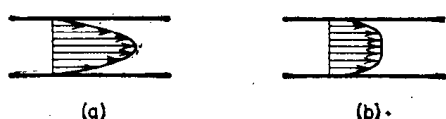


图 8 管内的速度分布: (a) 层流; (b) 紊流

图给出了在流量相等情况下测得的层流和紊流流动的速度分布^[7]。由图 8 显然可知,紊流流动时壁面处的速度梯度以及由此引起的切应力远大于层流流动时的数值。同理,壁面处的温度梯度和浓度梯度以及由此造成的热量和质量传递速率在紊流中也是远大于层流中的。当管内流动为紊流时,其平均速度大约为中心速度的 83%。对于层流流动,速度剖面为抛物线型,平均速度等于中心速度的二分之一。

在进行紊流流动分析时一个主要问题是确定旋涡扩散系数与流动的平均特性的关系。不同于严格是流体特性的分子扩散系数,旋涡扩散系数强烈地依赖于流动的特性,在边界层内各点的旋涡扩散系数可以不同,其具体变化只有从实验数据来确定。

对于圆管内的流动,在基于平均速度的雷诺数(定义见表 10)大约为 2300 时,发生从层流到紊流的转变,即

$$\text{Re}_{cr} = \left(\frac{V_m D}{\nu} \right)_{cr} = 2300 \quad (31)$$

然而,正如大量实验所指出的^[7],存在一个 Re_{cr} 的低值,它大约为 2000。低于这个值时,即使外界存在十分强烈的扰动,流动仍然保持层流。如果雷诺数大于 10 000,流动被认为是定型紊流。在 2300 到 10 000 的区间中,流动通常被描述为过渡流动。设法减小进口流动中的扰动,有可能改变这些雷诺数的数值。但是,对一般的工程应用来说,所列举的数字是有代表性的。

对于绕过平板的流动,从平板前缘量起到流动开始向紊流过渡的距离 x 可由下式确定:

$$\text{Re}_{cr} = \left(\frac{V_\infty x}{\nu} \right)_{cr} = 3.5 \times (10^5 - 10^6) \quad (32)$$

但是,这个值决定于主流中的紊流值。式中 V_{∞} 为自由流速度。

在钝体(如圆球和圆柱体)上发生着一个与边界层过渡相关的特别有趣的现象。在反压力梯度区域内(图9),边界层从表面分离。分离点处切应力趋于零,此点后在壁面附近出现回流,如图9所示。在这一分离区内,流动的分析是十分困难的,主要是用实验方法去确定热量和质量的传递。

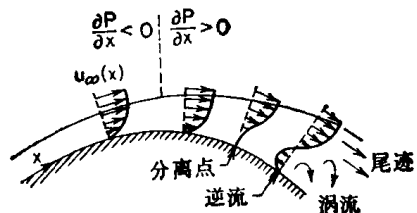


图9 与绕流圆柱体分离有关的速度分布

d. 非牛顿流体 在本节的前面部分,我们仅仅提到了牛顿流体。所谓牛顿流体就是在切应力和速度梯度(或应变率)之间存在线性关系(如方程(20))的流体。当 $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ 时,切应力 τ 也等于零。由切应力与速度梯度之比所给定的粘度,它与速度梯度(或应变率)无关,但可以是温度和压力的函数。

气体和诸如水之类的液体,通常显示出牛顿流体的特性。然而,许多流体,如胶质状的悬浮体和高分子聚合物溶液不遵循切应力与速度梯度之间的线性关系式,这些流体被称为非牛顿流体,本手册的参考文献[20]完全是阐述非牛顿流体的流动与传热的。

4. 复合传热机理

实际上,传热通常以两种机理并行发生,图10表示了一个典型例子。在这种情况下,通过平板传导的热量被对流和辐射的复合作用从平板表面带走。这种情况的能量平衡关系为

$$-kA \frac{dT}{dy} \Big|_w = hA(T_w - T_{\infty}) + \sigma A\epsilon(T_w^4 - T_e^4) \quad (33)$$

式中 T_e 是环境温度, k 是固体平板的导热系数, ϵ 是平板的发射率(即在这种情况下,因平板表面积远小于环境的面积^[3] $\mathcal{F}_{1-2} = \epsilon$),平板和环境物体被对辐射无影响的气体所隔开。

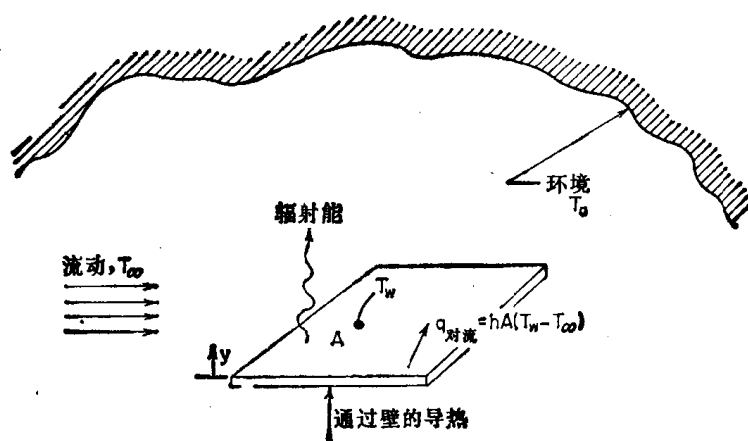


图10 导热、对流和辐射传热的复合

辐射与其他传热形式的复合作用存在于许多应用场合。在求解这类问题时常采用辐

射热阻 R_{th} 来加以简化。 R_{th} 的定义类似于导热和对流热阻的定义。对于图 10 中的例子, 如果辐射传热写为

$$q = \frac{T_w - T_s}{R_{th}} \quad (34)$$

则热阻由下式给出:

$$R_{th} = \frac{T_w - T_s}{\sigma A_s (T_w^4 - T_s^4)} \quad (35)$$

而且, 对辐射也可定义一个换热系数 h_r :

$$h_r = \frac{1}{R_{th} A} = \frac{\sigma (T_w^4 - T_s^4)}{T_w - T_s} = \sigma (T_w + T_s)(T_w^2 + T_s^2) \quad (36)$$

这里我们已线性化了辐射速率方程, 使得传热速率正比于温度差而不是两温度四次方的差。注意, h_r 强烈地取决于温度, 而对流换热系数 h 与温度的依赖关系一般是较弱的。

5. 传热学与热力学关系

热力学和传热学这两门学科, 尽管有着某些基本的区别, 然而它们之间是密切联系、互为补充的。虽然热力学关心的是热的相互作用和热在热力学第一、第二定律中所起的重要作用, 但是它既没有考虑热交换的基本机理, 也没有考虑计算热交换速率的方法^[3,9]。热力学关心的是平衡状态。更具体地说, 热力学可用于确定一个系统由某一平衡态转变到另一个平衡态所需的热能量。传热学处理的是热力学本身不能处理的问题, 它按热不平衡考虑了传热的速率。这是通过引入一组新的物理原理来解决的。这些原理就是输运定律, 这不属于热力学的研究对象。这些输运定律包括前面已经定义的傅里叶定律、斯蒂芬-玻耳兹曼定律和牛顿冷却定律。总之, 重要的是要记住热交换过程的描述需要这些补充原理与热力学第一定律相结合。

B. 守恒方程

每当我们试图去求解与流体中动量、热量和质量传递有关的一个新问题时, 较为合适的是首先对于物理系统根据基本守恒定律建立一组方程。这些方程包括:

- (1) 连续方程(质量守恒)
- (2) 运动方程(动量守恒)
- (3) 能量方程(能量守恒或热力学第一定律)
- (4) 组分守恒方程(组分守恒)

这些方程有时被称为变化方程, 因为它们描写系统内速度、温度和浓度相对于时间和空间位置的变化。

前面三个方程对涉及一种纯流体的问题是足够的(此处纯物质指的是具有不变化学结构的一种物质), 而对由某些化学组分构成的混合物, 即当不论有无化学反应都存在着质量扩散时, 需要引入第四个方程。

控制容积 当推导守恒方程时, 选择一个控制容积是必需的。虽然在推导过程中在给定的坐标系统中可取任何形状的微元容积或微元体, 但是为了简化, 通常假设一种最方