

传热学 计算机分析

J. A. 亚当斯 D. F. 罗杰斯 著

科学出版社

0551.3/2

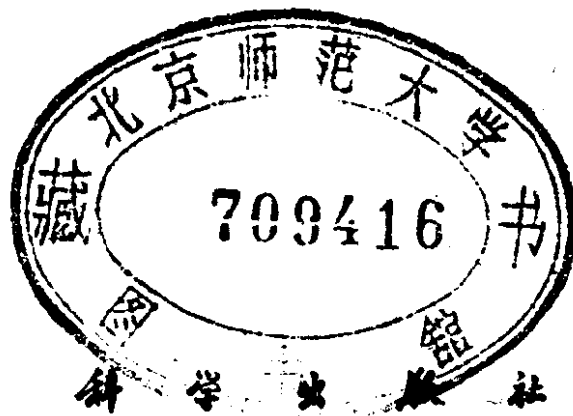
TJ1/230/24

传热学计算机分析

J. A. 亚当斯 D. F. 罗杰斯 著

章靖武 蒋章焰 译

马 驰 校



1980

内 容 简 介

本书系统地论述了传热过程的基本理论,重点放在各种传热问题的分析方法上。书中的计算机程序部分是本教材的有机组成部分,用以提高读者解决传热学问题的能力。全书共分七章,前六章介绍三种基本传热方式的理论及应用,最后一章讨论了经验关系式和换热器概念。各章都附有用 BASIC 语言编写的示范程序和习题。为方便读者,书后还附有由译者编写的 BASIC 语言简介。

本书可供动力、冶金、化工、航天等方面的工程技术人员参考,亦可作为高等院校有关专业的教学参考书。对于在上述领域工作的数学工作者也有一定的参考价值。

J. Alan Adams, David F. Rogers
COMPUTER-AIDED HEAT TRANSFER ANALYSIS
McGraw-Hill, Inc. 1973

传热学计算机分析

J. A. 亚当斯 D. F. 罗杰斯 著

章靖武 蒋章焰 译

马 驰 校

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

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

*

1980 年 9 月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1980 年 9 月第一次印刷 印张: 18 3/8

印数: 0001—4,500 字数: 420,000

统一书号: 15031·291

本社书号: 1803·15—10

定 价: 2.80 元

序

本书是传热学方面的一本入门教科书，其目的在于引导读者深入具体地认识传热过程。我们采用在理论和解析之间保持恰当平衡的办法达到了上述目的。课题的选择既突出了基本原理，又重视较为一般的分析方法。阅读本书之前，读者最好具备热力学和流体力学方面的基础知识。

本书采用的方法是能够用数字计算机来计算的。可以把一台计算机当做一部大型数据源。计算机容易处理大量数据，这一点必然会给任何一种技术专业的教学和实践带来重要影响。按照传统的习惯，是要求学生应用他们的知识获得某一给定问题的唯一解。然而，这里却向使用本书的学生指明，如何通过改变参数、边界条件和数学假设来全面地分析一个给定的问题。经验表明，这种方法会使读者更加深入具体地认识和了解传热过程。

书中给出了用无量纲变量公式来表达数学模型的方法的完整推导，并强调了理解这些无量纲变量物理意义的重要性。在经典分析方法之外补充了计算机分析程序，这一点增加了教材的深度。这些计算机分析程序为弄懂那些不宜于解析求解的许多问题提供了手段。书中列举的示范程序是用BASIC¹⁾语言编写的。经验表明，对于那些既要使用计算机而又缺乏编制程序的能力的大学生来说，BASIC语言是再合适

1) BASIC 语言最初在达特茅斯 (Dartmouth) 学院提出。

* BASIC 是 Beginner's All-purpose Symbolic Instruction Code (初学者通用符号指令代码)的缩写。本语言简单易学，具有人机对话功能，便于修改和调试。——译者注

也没有的了。有经验的程序员可以修改这种程序逻辑,以便提高计算机的效率。

当对课堂的论证与分析,以及对学生独立分析采用遥控分时计算机终端设备时,发展了本书所介绍的独特的教学法。然而,即使在不用计算机的情况下,这种方法对于传热学入门教程来说也是行之有效的。该方法论为传热分析的一般方法打下了坚实的基础。

在绪论中定义了三种传热方式。有关辐射传热的概念在第一章中讲授。在本章的后面,使用集总热分析法研究了辐射和对流引起的稳态传热和瞬态传热问题。第二章分析了不同剖面形状和边界条件的肋片中的一维稳态热传导问题;其中考虑了线性和非线性两种情况。需要求解拉普拉斯方程或泊松方程的二维稳态热传导问题在第三章中处理;这里考虑了几种几何条件和边界条件的组合情况。第四章讲解不同初始条件和边界条件的一维和二维瞬态热传导问题。第五章是受迫对流和自由对流的二维层流边界层的微分分析。第六章采用近似积分法研究对流传热问题,它们包括外部对流和内部对流,以及层流和湍流。最后一章讨论了经验关系式和换热器概念。

每章后面的习题一般分作数值的和参数的两类。数值类习题给出明确的条件,要求算出具体结果。参数类习题要求研究参数变化对数值解的影响。这类习题一般可用与课文中给出的相类似的分析程序来求解。允许学生提问象“如果……其结果又怎样?”这类问题,从而得到数学模型的物理解释。作者发现,这类习题对传热学概念的教学非常有用。

因为有许多已经出版的教科书和论文可以利用,所以用于教学的正式讲课多年来就已不大符合潮流了。但是由于缺乏更好的可以替代的办法,教育家们不得不继续沿用旧有的

讲课方式。作者找到了一个适用于本教材的有效的新教学方法。虽说讲一些课还是需要的,但是最有效的利用课堂时间的办法是:运用参数研究和一般的分析方法来引导学生消化和应用讲授的要点。

在各章后面列出的习题中采用两种单位制,即国际单位制(英文缩写 SI)和英制。一般认为国际单位制不久将会取得优先的地位.但在下一个十年内,仍然有必要通晓这两种单位制。在做习题时,可以利用下面的习题分类表。表中自左向右,计算机的利用率是从无到有。列于前两栏中的习题是不用计算机就能求解的,列在最后一栏中的习题是要用数字计算机才能求解的。

习 题 分 类 表

章	说明基本原理的习题	利用正文中给出的计算机结果的习题	需要原始的计算机解的习题
1	1,2,3,4,5,6,7,8, 9,10,11,12,13,14		15,16,17,18, 19,20,21,22
2	1,13	2,3,4,5,6,7,8	9,10,11,12, 14,15,16,17
3	1,2,3,4,5,6,7,9, 10,11,12,15,16,17,19	8,13,14,18	3c,20,21,22,23
4	1,2,3,7,10,11,12, 13,14,15,16,18a, 19,21c,23a	4,5,6,8,9	16c,17,18b,18c,19c, 20,21a,21b,22,23b,24
5	1,2,3,6,7,9,10	4,5,8	11,12,13,14,15,16
6	1,2,3,4,5,9,10, 14,15,16,17,18	11	6,7,8,12,13
7	1,2,3,10,11,12, 13,14,15,16,17		4,5,6,7,8,9

J. A. 亚当斯 D. F. 罗杰斯

目 录

绪论.....	1
1-1 传热引论	1
参考文献	5
第一章 辐射传热.....	6
1-1 黑体辐射	6
1-2 黑表面间的辐射	12
1-3 表面特性	16
1-4 形状因子	18
1-5 灰表面	24
1-6 表面热阻和空间热阻	27
1-7 灰表面间的辐射	29
1-8 辐射和对流的组合情况	32
1-9 瞬态的辐射和对流	34
1-10 数值方法	39
1-11 数值解	42
参考文献	58
习题	59
第二章 一维热传导.....	68
2-1 一维分析引论	68
2-2 数学边界条件	73
2-3 锥形肋片	75
2-4 无量纲方程	78
2-5 数值方法	80
2-6 抛物线形肋片的分析	97
2-7 对流边界条件	102

2-8 等温边界条件	107
2-9 辐射肋片	109
2-10 辐射肋-管组件	116
2-11 肋片设计	122
参考文献	124
习题	125
第三章 二维热传导	135
3-1 多维分析引论	135
3-2 数学模型	135
3-3 主导方程	138
3-4 解析分析	139
3-5 有限差分方程	145
3-6 有限差分近似的误差	148
3-7 有限差分边界条件	150
3-8 数值迭代	157
3-9 数值解	167
3-10 对流边界条件	171
3-11 一维结果与二维结果的比较	177
3-12 肋片中的二维热传导	180
3-13 柱坐标和球坐标	182
3-14 柱坐标的结果	190
3-15 结论	199
参考文献	201
习题	202
第四章 瞬态热传导	212
4-1 引论	212
4-2 解析分析	213
4-3 有限差分公式	219
4-4 边界条件	224
4-5 数值分析	228

4-6	非均匀温度的初始条件	233
4-7	对流边界条件	243
4-8	内阻可以忽略的情况	245
4-9	肋片中的瞬态热传导	252
4-10	柱坐标和球坐标	257
4-11	二维瞬态热传导	265
4-12	结论	275
	参考文献	276
	习题	277
第五章	层流对流	291
5-1	引论	291
5-2	连续方程和动量方程	293
5-3	动量方程的数值解	301
5-4	能量方程	321
5-5	受迫对流的数值解	327
5-6	自由对流	354
5-7	自由对流的数值解	358
	参考文献	377
	习题	378
第六章	对流的积分方法	381
6-1	引论	381
6-2	动量积分方程	381
6-3	层流边界层	386
6-4	动量积分方程的解	390
6-5	积分分析法的改进	399
6-6	能量积分方程	410
6-7	能量积分方程的解	415
6-8	湍流外部对流	424
6-9	自由对流的积分分析	427
6-10	凝结引起的自由对流	432
6-11	内部对流	436

参考文献	447
习题	448
第七章 经验方法	453
7-1 实验结果	453
7-2 一维流动	461
7-3 总热导	463
7-4 单相换热器	466
7-5 换热器的特性	471
7-6 两相传热	473
7-7 沸腾传热的关系式	478
参考文献	480
习题	483
附录A 龙格-库塔积分法	490
附录B 渐近边界条件的满足	501
附录C 单位制	515
附录D 热物性数据	519
附录E 术语符号	531
译者补充的附录 BASIC 语言简介	534
索引	562

绪 论

I-1 传 热 引 论

能量、质量和动量的概念是研究传热的基础。这些物理概念具有重要意义，因为可用本书中给出的物理定律和经验关系式把它们与其他可测量的特性(例如温度和速度)联系起来。在力学和热力学中，能量作为一种物质属性，用来帮助确定系统的状态。另一方面，通过热力学系统边界的能量传递则认为是以功或热的形式进行的。传热是用来表示由温差引起的能量传递，传热率是表示单位时间内的热能传递，而热通量则是单位面积上的传热率。计算局部传热率需要知道提供传热势的局部温度分布。

当我们研究传热的时候，通常关心的是通过某一个表面所传递的能量。构成我们关注的表面——分界面可取多种形式。固体和气体之间的分界面或者固体和液体之间的分界面多半是最普通的形式。固体-固体分界面与影响两个固体间传热的接触热阻有关。液体和气体之间的分界面在两相性状(例如与蒸发、沸腾以及空穴现象等有关的性状)中是重要的。液体-液体以及气体-气体分界面在输运现象的研究中同样也是重要的。

要对通过分界面的传热作适当的分析，必须通晓所有三种传热方式——辐射、传导和对流。一般说来，表面温度和分界面上的温度梯度受这三种能量传递方式的综合效应支配。

热辐射是由物体的温度所产生的、而以电磁辐射的形式

发射的能量。在热辐射分析中起主要作用的电磁辐射的波长范围是 $0.1\mu\text{m} \leq \lambda \leq 100\mu\text{m}$ ，式中 λ 是用微米 ($1\mu\text{m} = 10^{-4}\text{cm}$) 度量的波长。这个范围包括可见光带 (近似地规定为 $0.38\mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.76\mu\text{m}$) 和电磁波谱中红外线区的大部分。

热传导是由于分子间动能和内能交换引起的。对这种复杂的微观机理的认识可以用基于宏观模型的现象学定律来代替。这就允许把热传导的传热率作为温度梯度的函数来计算。热传导既发生在液体和气体中 (在此,运动着的分子间发生能量交换),也发生在固体中 (固体分子在晶格中保持相对的固定)。

当流体由于表面力或彻体力的作用而发生宏观运动时,与流动的流体之间的热能交换可归为**对流传热**这一类。流体沿表面的运动与表面的几何形状、流体的物性以及流动速度有关。在存在温度梯度的情况下,这种对流运动会引起对流传热。

现在我们来考察在稳态条件下 (对于稳态条件来说,温度分布不随时间变化),在一个分界面上这三种传热方式是怎样发生的。考虑一个温度为 T_i 的等温表面,如图 I-1 所示,它在固体及其周围介质之间构成一个分界面。这个等温分界面可按处于热平衡的一个封闭的热力学系统来处理 (封闭系统要求没有质量通过系统边界;热平衡要求系统温度处处相等)。将热力学第一定律应用于这个稳态封闭系统给出^[1-1]

$$\delta Q = 0 \quad (\text{I-1})$$

即通过分界面的净传热量为零。

在图 I-1 上示出了一个分界面上可能的传热路径。固体内部的唯一传热路径表明热传导是其主要的能量传递方式。在该固体表面上,经分界面的能量传递可通过热传导、对流、热辐射或这些传热方式的某种组合进行。如果周围介质是流

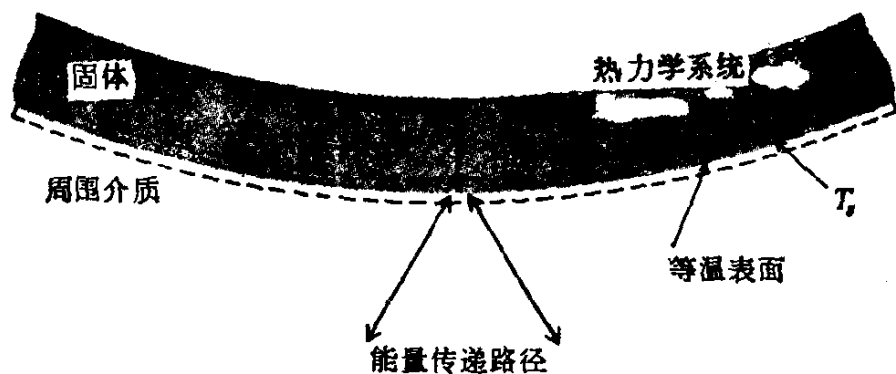


图 1-1 稳态等温分界面

体,那么要把传导和对流这两种传热方式看成是串联的,而不是并联的,两者共同构成对流传热路径。这是必然的,因为在大多数情况下,在分界面上流体相对表面的速度为零。这样,分界面上的分子传导必定成为向流体传递能量的机理。一旦能量传出固体表面,流体的对流运动就成为能量传递的另一个机理。

以连续介质力学定律为基础的热传导和对流传热方式的详细研究在本书的后面介绍。一旦由起支配作用的速度场和温度场计算出通过分界面的平均对流传热率 q , 就可根据参考温差 $T_s - T_{\text{ref}}$ 来确定平均对流传热系数 $\bar{h}$, 它给出为

$$\bar{h} = \frac{q}{A_s(T_s - T_{\text{ref}})} \quad (1-2)$$

这个表达式称为**牛顿冷却定律**。面积 A_s 为进行对流传热的表面积, T_s 为表面温度。 q 的量纲用质量 m 、长度 l 、温度 T 和时间 t 表示为 ml^2/t^3 。 q 的典型单位是 Btu/h 或 W。 $\bar{h}$ 的量纲为 m/t^3T , 其典型单位是 Btu/h-ft²-°F 或 W/m²-°C。各种单位间的换算关系在附录 C 中给出。

在前四章中,平均对流传热系数按已知常数处理。于是对流传热率可表示为 $q = \bar{h}A_s(T_s - T_\infty)$, 式中采用环境温度 T_∞ 作为方程 (1-2) 中的参考温度。在以后各章,局部对流

传热系数 h 随沿表面测量的距离 x 而变化, 它可由表面的几何形状、流体的物性以及邻近固体分界面的流体内的温度分布等资料来计算。对长度为 L , 宽度为 1 的平板表面来说, 局部对流传热系数与平均对流传热系数之间的关系根据微积分学的平均值定理给出为

$$\bar{h}A_s = \int_0^L h_x dx (1) \quad (I-3)$$

式中 $A_s = L(1)$ 。

各种情况下的平均对流传热系数的实际可能值示于表 I-1。给出的是自由对流和受迫对流两种情况下的值。在自由对流中, 促使流体运动的能量是由热流引起的流体内的密度差产生的, 归根结底是由加热表面或冷却表面的存在造成的。在受迫对流中, 流体运动是由外部原因造成的。在沸腾或凝结工况下, $\bar{h}$ 的值最大。

读者应当了解构成本书全部分析基础的一个基本假设。在热力学初等教程中, 我们研究的是处于平衡的系统。象温度、压力以及焓等特性都只是对于平衡态定义的。例如, 热平衡系统必须具有均匀的温度。而另一方面, 传热则要求有温度梯度, 以提供必需的传热势。这个基本假设便是: 认为所研究的过程是一个局部的热力学平衡态。据此, 我们可以把平衡态的热力学概念应用于象传热这类非平衡的变化过程。

局部热力学状态的概念与物质的连续介质模型是紧密相关的。可将连续介质模型看成是大量微小的子系统。它们构成有限系统, 此系统可以处于热力学平衡态, 也可以不处于热力学平衡态。在每一时刻, 全部热力学特性都在该有限系统内的各个子系统的“点”上被定义。每个子系统按热力学平衡系统处理。虽然每个子系统必须小到足以用一个平衡系统来近似, 但是它又必须大到足以精确地用宏观热力学概念来描述。例如, 如果这个有限系统是一种气体, 则每一子系统必须

表 1-1 平均对流传热系数¹⁾的数量级

(1 Btu/h-ft²-°F = 5.67826 W/m²-°C)

流 体	自 由 对 流		受 迫 对 流	
	$\bar{h}$ (Btu/h-ft ² -°F)	$\bar{h}$ (W/m ² -°C)	$\bar{h}$ (Btu/h-ft ² -°F)	$\bar{h}$ (W/m ² -°C)
气体	1—5	5—30	5—50	30—300
油	1—20	5—100	10—500	50—3000
水(单相)	5—50	30—300	50—2000	300—10000
液态金属	10—100	50—500	100—3000	500—20000
水(沸腾)	300—3000	2000—20000	500—20000	3000—100000
蒸汽(凝结)	500—5000	3000—30000	500—30000	3000—200000

1) 参看第五章至第七章中各种具体情况下 $\bar{h}$ 精确值的确定。

包含有足够多的分子,以得到统计上有意义的气体特性(如密度)的平均值。对于 0°C 的空气来说,在每边长 10⁻⁴ 厘米的立方体的子系统中,分子数约为 10⁷ 个。于是,当该有限系统中真正的平衡发生微小的偏离时,这样大小的子系统便具有有意义的宏观特性。

在大多数工程问题中,可以认为对热力学平衡的偏离是微小的,因此,物质的连续介质模型和局部热力学平衡的假设都是合理的。用连续介质模型预先算出了真实物理系统的实际测出的特性,这一事实就是上述论点的证明。有些场合,例如爆炸和冲击波,就不允许采用以局部热力学平衡为条件的连续介质方法,而要求更进一步的分析方法。这些过程的特点是过程时间与张弛时间(张弛时间是系统的某一特性突然改变之后,系统重新恢复平衡所需要的时间)具有相同的数量级。物质的连续介质模型和局部热力学平衡的假设是本书全部分析的基础。

参 考 文 献

I-1 Reynolds, W. C.: "Thermodynamics," 2d ed., McGraw-Hill, New York, 1968.

第一章 辐射传热

1-1 黑体辐射

由物体的温度引起的热辐射一般是从一个表面的各个方向上发射出来的。发射出的电磁辐射起因于物体中的基本粒子、原子和分子的热振动。把单位时间内总热辐射叫做**辐射力**。单位面积上的辐射力定义为**发射力** E 。总发射力包括 $0.1 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 100 \mu\text{m}$ 波长范围内在所有方向上发射的全部热辐射。**单色**(能谱)发射力 E_λ 是 $d\lambda$ 波长间隔内的单位面积上的辐射力。由此可得

$$E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \approx \int_{0.1}^{100} E_\lambda d\lambda \quad (1-1)$$

热辐射的电磁特性决定了它的发射和吸收是受波动力学的规律支配的。在统计热力学中推导出的黑体辐射的斯蒂芬-玻耳兹曼定律,以及由量子力学原理得到的辐射分布的普朗克定律提供了从表面发射热辐射的基本描述。在给定的温度和波长下,所能发射的热辐射的最大数量是受热力学限制的。该最大发射称为**黑体辐射**。单色发射力的最大值 $E_{b,\lambda}$ 由普朗克定律^[1-2]给出:

$$E_{b,\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} \quad (1-2)$$

式中

$$\begin{aligned} C_1 &= 1.187 \times 10^8 \text{Btu} \cdot \mu\text{m}^4 / \text{h} \cdot \text{ft}^2 \\ &= 3.740 \times 10^4 \text{W} \cdot \mu\text{m}^4 / \text{cm}^2 \end{aligned}$$

$$C_2 = 2.5896 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot ^\circ\text{R}$$

$$= 1.4387 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$$

常数 C_1 和 C_2 相当于统计力学中出现的那些经典常数, 即玻耳兹曼常数、普朗克常数和真空中的光速。可见, 单色发射力的单位是 $\text{Btu/h} \cdot \text{ft}^2 \cdot \mu\text{m}$ 或 $\text{W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}$ 。黑体的总发射力可以表示为^[1-4]

$$E_b = \sigma T^4 = \int_0^\infty E_{b,\lambda} d\lambda \quad (1-3)$$

式中

$$\sigma = 0.1714 \times 10^{-8} \text{Btu/h} \cdot \text{ft}^2 \cdot ^\circ\text{R}^4$$

$$= 5.6699 \times 10^{-12} \text{W/cm}^2 \cdot \text{K}^4$$

方程(1-3)称为**斯蒂芬-玻耳兹曼定律**。

在相同的温度下, 非黑样品发射的辐射与黑体辐射之比定义为**发射度**(emittance) ε 。发射度是发射力的无量纲比值, 由此可以定义对应于单色发射力和总发射力的两个发射度。单色发射度给出为

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{b,\lambda}} \quad (1-4)$$

总发射度为

$$\varepsilon = \frac{E}{E_b} = \frac{E}{\sigma T^4} \quad (1-5)$$

因为通常是对试验样品进行实验测量来得到各种表面的发射度值, 所以引出发射度这个术语来规定样品的这种特性。另一方面, **发射率**(emissivity)则是一种材料的特性, 它是采用光学上光滑的不透明的试验样品进行同样的测量得到的。因此, 发射率是发射度的一个特殊情况。本章中使用的词尾“度”(“ance”)用来说明工程材料的这一特性, 因为光学上光滑的材料是很难遇到的。