

# 工程传热传质学

(下册)

王补宣著

科学出版社



国家自然科学基金委员会资助出版

# 工程传热传质学

## (下 册)

王补宣 著

科学出版社

2002

## 内 容 简 介

本书是为适应研究生培养需要所编写的专著。全书十五章,分为上、下两册。

上册已在1982年出版,1986年和1998年重印。除第一章作为全书导论之外,系统深入地阐明导热理论、辐射传热理论和对流传热理论基础。注重明确的物理概念,并且严格地由过程的物理模型建立起相应的数学模型,着重启示工程应用和分析研究的基本观点和方法。

下册继续讲解:对流换热理论,相变传热,换热器的热设计计算,多孔介质的传热,高速气流与稀薄气体的传热,传质和现代传热的一些专题介绍。下册在内容上与上册紧密配合,前后呼应,力求全书风格的统一。与上册出版时间相隔15年,研究生的培养要求适应新世纪的需要,强调扩大专业面。下册各章已注意求实地提示当前高新技术发展中的前沿性研究动态,以开阔视野。

本书可供从事传热研究和涉及传热传质的高新技术开发研究工作者与工程设计人员参考,还可供高等学校师生,包括从事学科交叉领域、需要充实传热传质基础知识及其运用者参考。

### 图书在版编目(CIP)数据

工程传热传质学 下册/王补宣著. -北京:科学出版社,1998  
ISBN 7-03-006604-9

I. 工… II. 王… III. 传热传质学 W. TK124

中国版本图书馆CIP数据核字(98)第06275号

科学出版社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

\*

1998年9月第一版 开本:850×1168 1/32

2002年2月第二次印刷 印张:16 7/8

印数:801—2 300 字数:442 000

定 价: 45.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈科印〉)

借此插页，表达我对已故伴侣、知己顾葆慈女士（1921—1990）

的深切怀念，感谢她给予我工作与学习终生不渝的关照、支持和

鼓励。

王补宣

EAAPB-1-

## 前 言

传热是最常见的一种自然现象。几乎所有的工程领域都会遇到一些在特定条件下的传热问题,包括有传质同时发生的复杂传热问题。现代科学技术突飞猛进,像核动力设备的大型化、空间技术的深入发展、电子器件的微型化与密集化、环境污染的治理、低温超导的实用化、红外和激光等新技术的应用等等,要求传热分析细致化和传热计算精准化,确保技术的可靠性和装备运行的安全性。传热传质学的工程应用研究也已跨越传统的能源动力、工艺过程节能的范畴,更多地渗入到新材料的制备、微电子器件的冷却、超快速过程的动态控制、生态环境、生物医学等广阔领域,成为技术科学中非常活跃的基础学科之一。

全书是为适应研究生培养的需要,同时也为从事传热研究的科学工作者和涉及传热的新技术研究开发的工程技术人员启示思路而编著的。上册七章,除第一章作为全书导论之外,系统深入地阐明导热和辐射传热理论与应用,以及对流传热的理论基础,由科学出版社于1982年出版,因体系新颖、立论严谨、资料翔实而深受欢迎,于1986年重印过,获1987年国家教委优秀教材一等奖。

下册八章,是在上册所阐明的传热原理的基础上,以著者15年来在承担国家自然科学基金资助课题和主持领导“七五”重大项目和“八五”重点项目取得的研究成果、总计在国内外学术期刊和国际与全国性学术会议文集发表的200余篇学术论文以及所接触到的大量参考资料为素材而编写的,涉及对流与相变工程传热传质学,包括:自然对流流动与传热(第八章),不可压流体流动与对流传热(第九章),可压缩气流和稀薄气体的传热(第十三章),有相变时的传热(第十章),多孔介质和填充床层的对流与相变传热传

质(第十二章),传质和有传热耦合的传热传质(第十四章),常见工程传热设备中的传热(第十一章),以及作为开阔视野而介绍的交叉领域中的个别传热问题(第十五章)。在内容编排上,注意与上册紧密配合,突出本质,前后呼应,相互补充,力求全书风格的统一。

与上册出版时间已相隔 15 年,研究生的培养强调扩大专业面以适应跨世纪科技发展的需要。下册各章已注意求实地在篇幅限度内揭示学科前沿性的研究动向。本书坚持理论的发展必须经受实践的检验,用底注标明所引资料的来源或介绍可参阅的相关资料,具有灵活的分章可读性和整体的科学严谨性。这将为传热研究工作者和从事交叉学科领域或者开拓新技术的工作者涉及传热问题分析时提供参阅方便,有利于在工作中推陈出新。书后辑有索引,汉英对照,便于翻阅和参考。

本书在编写过程中,得到了同事们和许多同行的鼓励和支持,引用了所指导研究生和研究集体的工作成果,也得到了国家自然科学基金委员会优秀研究成果专著出版基金的资助和科学出版社编辑陈文芳同志的协作,谨在此表示诚挚的谢意。尤其怀念已故伴侣和知己顾葆慈女士对本书数易其稿、不断充实的一贯激励和支持。子女们努力为我创造安静的工作环境。下册全稿由王如骥教授代为打印、制图和校核。编写虽已竭尽全力,期望能对我国现代化建设有所贡献,但毕竟个人见识有限,恳切希望使用本书的读者对发现的缺陷不吝指正,以便在修订过程中充实和提高。

王补宣

1998 年 2 月于清华大学

# 目 录

## 前言

<b>第八章 流体自由运动时的放热</b> .....	1
§ 8-1 自然对流的相似准数 .....	1
1. 自然对流的特点 .....	2
2. 基本方程 .....	4
3. 相似分析 .....	7
§ 8-2 竖平板的无界自然对流 .....	13
1. 精确解 .....	13
2. 边界层近似分析解 .....	22
3. 准数间的经验式 .....	33
§ 8-3 无限空间的自然对流 .....	39
1. 竖圆柱 .....	39
2. 斜平板和横平板 .....	41
3. 横圆柱 .....	45
4. 球 .....	48
5. 简要概括 .....	50
§ 8-4 有限空间的自然对流 .....	57
1. 竖通道(槽)内表面的自然对流 .....	59
2. 封闭空间夹层 .....	61
§ 8-5 由离心力产生的自然对流 .....	67
§ 8-6 自由运动和受迫运动的混合对流换热 .....	73
<b>第九章 单相流体受迫运动时的放热</b> .....	76
§ 9-1 流体流过管道时的放热过程 .....	76
1. 管道流动概述 .....	77
2. 管内受迫对流换热总论 .....	87

§ 9-2 管内受迫层流时的放热 .....	99
1. 定型纯层流流动时的分析解 .....	99
2. 进口段的层流放热 .....	113
3. 自然对流的影响 .....	117
§ 9-3 管内受迫湍流时的放热 .....	122
§ 9-4 横向绕流时的放热 .....	129
1. 横向绕流圆柱体或圆管时的放热 .....	129
2. 有棱边的非圆形柱体的绕流放热 .....	134
3. 流体绕圆球流动的放热 .....	135
4. 横向流过管簇时的放热 .....	136
§ 9-5 冲击喷注 .....	141
<b>第十章 相变传热</b> .....	145
§ 10-1 物质的相态变化 .....	145
§ 10-2 凝结 .....	152
1. 膜层凝结与滴状凝结 .....	152
2. 竖表面的膜层凝结放热 .....	154
3. 圆柱体和其它形状与不同方位的固体表面上膜层凝结放热 .....	163
4. 管内凝结 .....	168
5. 滴状凝结 .....	170
6. 液滴表面上的蒸气凝结 .....	171
§ 10-3 池内沸腾 .....	173
1. 液体的沸腾 .....	173
2. 池内沸腾的沸腾曲线 .....	180
3. 池内核沸腾与最大热流负荷 .....	185
4. 池内饱和膜沸腾与最小极限热流负荷 .....	196
5. 液体过冷度对池内沸腾的影响 .....	199
§ 10-4 流动沸腾 .....	200
1. 受热时通道中的流型变化 .....	200
2. 过冷液流的始沸与过冷沸腾 .....	205
3. 流动饱和和核沸腾 .....	210



4. 高干度的流动沸腾与临界现象 .....	216
5. 流动膜沸腾 .....	219
§ 10-5 液滴蒸发与喷雾冷却 .....	231
§ 10-6 凝固和融化 .....	236
<b>第十一章 换热器</b> .....	245
§ 11-1 换热器基本类型的概述 .....	245
§ 11-2 换热器基本设计和选用的热计算 .....	255
§ 11-3 换热器传热的平均温差 .....	261
§ 11-4 换热器的有效度和传热单元数 .....	274
§ 11-5 回热器 .....	284
<b>第十二章 多孔介质的传热</b> .....	295
§ 12-1 多孔介质的宏观性质 .....	295
1. 孔隙率 .....	297
2. 渗透系数 .....	299
3. 含湿饱和度 .....	301
4. 导热系数和折合热扩散系数 .....	302
5. 热湿迁移性质 .....	303
§ 12-2 多孔介质中对流换热的渗流分析模式 .....	304
§ 12-3 多孔介质中的自然对流 .....	313
1. 外热源引起封闭空间内多孔介质中的自然对流 .....	313
2. 内热源引起封闭空间内多孔介质的自然对流 .....	322
§ 12-4 多孔介质中的受迫对流 .....	326
1. 流体在床层中沿横平板受迫层流时的传热 .....	326
2. 填充管内或填料塔中受迫流动时的传热 .....	330
3. 热弥散的模拟与近壁函数 .....	333
4. 有均匀内热源作用时填充竖管中的混合对流 .....	337
§ 12-5 毛细压力和滞后现象 .....	342
§ 12-6 多孔介质中的沸腾与凝结 .....	347
1. 多孔介质中的液体池沸腾 .....	348
2. 多孔表面和微槽中的液体流动沸腾 .....	350

3. 多孔介质中的蒸气凝结 .....	352
§ 12-7 含湿多孔介质的冻结和融化 .....	354
<b>第十三章 高速气流和稀薄气体的传热</b> .....	<b>360</b>
§ 13-1 气动加热 .....	360
§ 13-2 高速气流可压缩连续流的对流换热 .....	369
§ 13-3 稀薄气体的对流换热 .....	373
1. 自由分子流 .....	374
2. 滑移流 .....	378
§ 13-4 发散冷却 .....	382
§ 13-5 重回大气层的传热与烧蚀 .....	391
<b>第十四章 传质</b> .....	<b>401</b>
§ 14-1 费克定律与质扩散系数 .....	401
§ 14-2 等温下的分子扩散传质 .....	408
1. 平面的分子扩散传质 .....	408
2. 变截面积的分子扩散传质 .....	412
3. 非稳态的分子扩散传质 .....	413
§ 14-3 等温下的对流扩散传质 .....	413
1. 传质微分方程 .....	413
2. 等温下受迫层流时的对流传质 .....	418
3. 等温下受迫湍流时的对流传质 .....	421
4. 等温质扩散引起的自然对流 .....	423
§ 14-4 相际传质 .....	425
§ 14-5 有传热耦合时的传质 .....	429
1. 水和恒温空气平衡时的对流加湿 .....	429
2. 空气与恒温水的对流增湿 .....	432
3. 减湿 .....	436
§ 14-6 自然环境中的传热传质 .....	439
§ 14-7 有化学变化时的传热传质 .....	445
1. 气体作常物性处理 .....	447
2. 气体变物性的处理 .....	450

<b>第十五章 传热学个别专门领域的介绍</b> .....	453
§ 15-1 低温传热 .....	453
1. 低温导热与热绝缘 .....	457
2. 导热的波动学说及其实用进展 .....	459
3. 界面现象(相际传热传质)与“卡皮查”热阻 .....	462
4. 临临界状态区的对流换热 .....	464
5. 相变传热 .....	467
§ 15-2 等离子体传热和电磁场作用下的传热 .....	468
1. 热等离子体的基本性质 .....	469
2. 磁流体动力学(MHD)传热的基本特点 .....	472
3. 电流体动力学(EHD)强化传热 .....	477
§ 15-3 非牛顿流体传热 .....	479
1. 非牛顿流体的塑性行为 .....	481
2. 非牛顿流体的流动特性 .....	487
3. 非牛顿流体的传热特性 .....	491
§ 15-4 生物传热 .....	494
1. 生物传热的基本方程 .....	495
2. 在体温度场的预示 .....	498
3. 生物体的热物理性质 .....	501
4. 生态环境的传热传质 .....	503
§ 15-5 微尺度传热 .....	504
1. 对流传热 .....	505
2. 相变传热 .....	506
<b>索引</b> .....	509

## 第八章 流体自由运动时的放热

### § 8-1 自然对流的相似准数

前一章, § 7-1、§ 7-2 和 § 7-5 以及 § 7-7 详细地讨论了对流换热的物理基础与相应的数学模型, 指明了对流换热(常简称“放热”)过程和流体的运动状况直接有关; 其他几节以单相不可压流体沿几何形状最为简单的平板无界流动为例, 具体揭示出边界层层流和边界层湍流时放热的分析解法(§ 7-3 和 § 7-4)、比拟解法(§ 7-6)和相似分析与实验相结合的解法(§ 7-8)。应当看到: 流体受迫沿平板层流时, 精确的实验数据主要用来精确检验理论计算的结果; 而流体受迫沿平板边界层湍流时, 可靠的实验数据还是理论赖以建立和取得进展的必要依据, 理论的作用是提供原则地解释现有数据的方法, 以便能得到通用的数据综合并合理外推到尚无实验数据的条件下。湍流时仍需继续借助于实验数据综合的根本原因是: 迄今为止, 对质量、动量和能量的湍流输运机理还远没有了解清楚。

本章将在 § 7-1、§ 7-2、§ 7-5 和 § 7-8 的基础上, 专门分析地球引力场的“彻体力”(即体积力, 见 § 7-2 的 2)作用影响下的对流换热。这主要是指浮升力作用下的自由运动放热, 但 § 8-5 也将涉及在高速旋转物体的离心力作用引起的自然对流。两种分子量彼此不同的物质之间的扩散, 同样会由于密度差异而形成自然对流, 将另见第十四章“传质”的讨论。重力场之外, 导电流体在电磁场里还会受到电磁力一类作用力的彻体力, 准备在第十五章中作为个别问题处理。

由浮升力产生的运动, 也涉及到许多地球物理现象和天体物理现象, 例如气象学界所关心的有关自然环境中的大气对流稳定

性问题<sup>①</sup>。而一些新的技术装置,如太阳能集热器等,则促进了有限空间即“有界”自然对流的深入研究<sup>②</sup>。热工程学家所关心的,往往是传热的增强或者减弱;而地球物理学家却更多地着眼于搞清流体的流场和温度分布,并非局限在固体界面到流体之间的传热量问题。不过,近年来物理学家和热工程学家相互从学术交流中交替地得到启发,深化了对自然对流过程机理的了解<sup>③</sup>。

## 1. 自然对流的特点

当流体被所接触的固体表面加热或者冷却时,流体内部将出现不均匀的温度分布,因冷、热各部分密度不同而引起升沉对流。这就是人所共知的流体由“浮升力”产生的“自然对流”,或叫“自由运动”。式(7-1-7)(见上册第343页)已指出,浮升力是在重力场中不同地点的温度差异所造成的重力差,由此产生的流体自由运动只限于有温度梯度存在的流体区。正像图8-1-1所表明的,被竖平板加热的流体二维“无界”自然对流时(“无界”的含义早在§1-4中就已指明,见上册第17页),边界层以外的流体温度将到处接近 $t_\infty = \text{常量}$ ,流体几乎保持静止,即 $u \rightarrow u_\infty = 0$ 和 $v \rightarrow v_\infty = 0$ <sup>④</sup>。如果是等温竖平板, $t_w \equiv t_w$ ,但由于边界层厚度 $\delta_x$ 是 $x$ 和 $y$ 的函数,边界层里的流体温度 $t$ 仍将是 $x$ 和 $y$ 的函数。受壁面摩擦的结果,通过流体的粘性反映为 $y \rightarrow 0$ 时,流体的流速降为零;而在边界层以外,又因浮升力趋近于零, $u \rightarrow 0$ 和 $v \rightarrow 0$ 。结果,

---

① 可参阅:G. J. Heltiner & F. L. Martin, *Dynamical and Physical Meteorology*, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1957.

② I. Catton, *Proc. of the 6th Int. Heat Transfer Conf.*, (1978), Vol. 6, pp. 13-31.

③ 可参阅专著: B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan and B. Samakia, “Buoyancy-Induced Flows and Transport”, Hemisphere, New York, 1988.

④ 严格地说,随着 $y \rightarrow \delta_x(x)$ ,流体的 $\vartheta_x = (t - t_\infty)$ 与运动速度 $u_x$ 趋近于零的快慢不一定相同,还与流体的Pr有关,所以按“边界层”的定义, $\delta_x$ 与 $\delta_{t_x}$ 可以不等。E. M. Sparrow [NACA TN3508 (1955)]考虑了 $\delta_{t_x}$ 不同于 $\delta_x$ ,计算放热的结果与简单认为 $\delta_{t_x} = \delta_x$ 时相比较未发现实际的改进。

势必在边界层内出现  $u_{\max}$ ，如图 8-1-1 所示，图中  $u(x)$  曲线的描述详见下节即 § 8-2 中 2 的式 (1) 及其讨论。 $x$  大于某一临界值后，边界层将从层流向湍流过渡，从部分湍流的“髻流”最终发展为剧烈的“漩流”。图 8-1-2 形象地描绘出所观察和实测到的这种局部放热系数  $\alpha_c$  沿竖壁或竖管高度改变的情况及其和空气自由运动流型性质的联系。图 8-1-1 和图 8-1-2 所表示的，都是流体受热亦即  $t_{w_x} > t_{\infty}$  时的情况。读者可以自己思考并绘出流体被冷却亦即  $t_{w_x} < t_{\infty}$  时二维“无界”自由对流的温度分布、速度分布和放热系数沿竖板或者竖管高度改变的情况。

综上所述，流体在浮升力作用下的自由运动完全取决于流体与固体表面之间换热的存在，常局限在壁面不远的一段距离以内，运动的速度将受制于表面温度  $t_w$  与远离表面的流体温度  $t_{\infty}$  相差的大小。这种运动速度终究比较有限，往往小到难于测准，因此， $\alpha_c$  将明显地低于在风机、水泵等外力作用下受迫对流时的值。所以在强加热的情况下，例如过多地加大电炉发热的功率，会使电热丝的温度迅速上升甚至被烧毁。尽管如此，工程设施有相当一部分主要依靠自然对流的冷却作用。像输电线、变压器、整流器、电机外壳、建筑物围护结构以及热网管道等对大气的散热，加工件在静止的油槽内

或水浴内被淬火，利用暖气片室内采暖等等，都是这方面的实

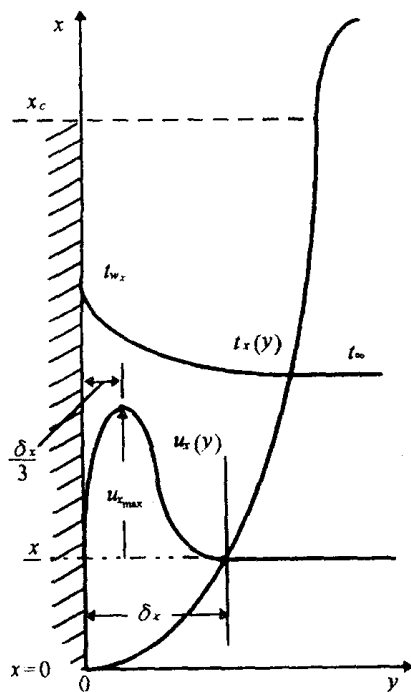


图 8-1-1 流体受热时，二维“无界”自然对流的温度分布和速度分布

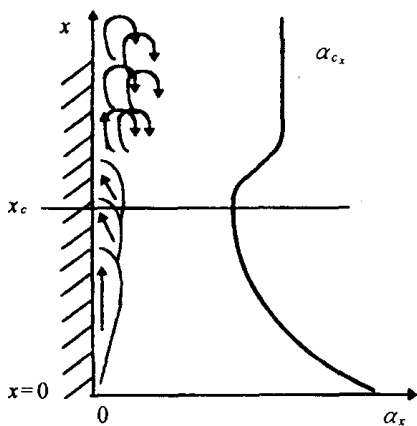


图 8-1-2 空气自由运动时,放热系数沿竖板高度改变的情况及其和流型的联系

例。人体在无风大气里的散热,也是以自然对流为主控的传热机理。“游泳池式”核反应堆同样是利用水的自然对流冷却堆芯。正因为流体自由运动时的放热有着很大的实用价值,从19世纪80年代起<sup>①</sup>就吸引了一些研究者的注意,特别是20世纪40年代以来进行了大量的系统研究,大空间的无界稳定自然对流已研究得比较完善<sup>②</sup>。但依旧存在着一些有待研究解决的课题,如复杂形状的物体、复杂的边界条件、角隅的局部

放热系数的分布、变物性的考虑等等。电子和微电子器件的散热、冷却和热控制技术<sup>③</sup>,将涉及到像集成电路芯片板的特定分布热源等问题。

## 2. 基本方程

参看图 8-1-1,对于不可压流体的稳定二维自然对流,由式(7-2-3),连续性方程为

- 
- ① L. Lorenz, *Wiedemanns Annalen*, **13**: 581 (1881)。
  - ② 有关自然对流的文献综述可参看: A. J. Ede, *Advance in Free Convection*, in “*Advance in Heat Transfer*” (ed. by T. P. Irvine, Jr. and J. P. Hartnett), Academic Press, 1967, Vol. 4, pp. 1—64; G. D. Raithby and K. G. T. Hollands, *A General Method of Obtaining Approximate Solutions to Laminar and Turbulent Free Convection Problems*, in “*Advances in Heat Transfer*”, Academic Press, New York, 1974, Vol. 10; 对于沿等温竖壁面的自然对流进展可参看: B. W. Martin, *IJHMT*, **27**: 1583—1586 (1984)。
  - ③ 可参阅: F. P. Incropera, *ASME J. Heat Transfer*, **110**: 1097—1111 (1988); G. P. Peterson and A. Ortega, in “*Advances in Heat Transfer*”, Academic Press, 1990, Vol. 20, pp. 181—314。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (8-1-1)$$

由式 (7-2-13),  $\mu$  取作常量时的动量方程为

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (8-1-2)$$

由式 (7-2-18), 常物性和流体无内热源 (包括不考虑粘性摩擦热) 时的能量方程为

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad (8-1-3)$$

注意, 在图 8-1-1 中, 矢量  $\mathbf{g}$  与  $x$  轴异向, 式 (8-1-2) 写成数量式时, 应记作

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (8-1-2')$$

同时, 在任何给定高度  $x$  处的横截面上, 可以认为  $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_\infty}{\partial x}$ ; 而边界层以外亦即  $y \geq \delta$  时,  $u \rightarrow 0, v \rightarrow 0$  和压力  $p_\infty = \text{常量}$ 。可由式 (8-1-2') 得到

$$-\rho_\infty g - \frac{\partial p_\infty}{\partial x} = 0 \quad (a)$$

或

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p_\infty}{\partial x} = -\rho_\infty g \quad (b)$$

意即: 在重力场中,  $x$  高度处的流体压力  $p$  与  $y$  无关, 压力梯度  $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp_\infty}{dx}$  代表边界层以外  $dx$  段流体每单位截面积的重量  $\rho_\infty g dx$  造成  $(x + dx)$  截面比  $x$  截面上的静压力小  $dp$ 。把式 (b) 代回式 (8-1-2'), 则



$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = (\rho_\infty - \rho)g + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (c)$$

根据式 (7-1-7)

$$(\rho_\infty - \rho)g = \beta \rho g (t - t_\infty) = A \quad (8-1-4)$$

浮升力  $A$  是与重力  $\rho g$  异向、与  $x$  轴同方向的矢量,  $\beta$  是式 (7-1-5) 所定义的流体“体膨胀系数”。如果记作

$$\vartheta = t - t_\infty \quad (d)$$

则动量方程式 (c) 可写作

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \beta \rho g \vartheta + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (e)$$

或

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \beta g \vartheta + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (8-1-5)$$

式 (8-1-1)、式 (8-1-3) 和式 (8-1-5) 是不可压牛顿流体二维“无界”自由运动时放热的基本微分方程组, 不仅严格适用于边界层层流, 也常被推广用于边界层湍流, 只要  $u, v, t$  一律改用“时均值”, 并用  $(a + \varepsilon_T)$  置换  $a$ , 用  $(\mu + \rho \varepsilon_M)$  置换  $\mu$  或者用  $(\nu + \varepsilon_M)$  置换  $\nu$  (详见 § 7-5)。常物性 (包括  $\mu$  取作常量) 的假定, 除非  $(t_{w_x} - t_\infty)$  过大, 或者在近临界区 (参见第十五章), 对于通常的自然对流来说, 是可以被接受的。自由运动的速度比较小, 粘性摩擦热总可以忽略不计。而式 (8-1-4) 亦即式 (7-1-7) 的适用性亦已在 § 7-1 中讨论过, 对于远离临界态的气体, 可依式 (7-1-8), 取  $\beta = 1/T_\infty$ , 或

$$\beta = \frac{1}{t_\infty + 273} \quad (8-1-6)$$

于是, 这组基本微分方程连同具体的边界条件, 可用来求解不可压牛顿流体二维无界自由运动时的速度场和温度场。然后, 由式 (7-1-3) 不难得到局部放热系数  $\alpha_{t_x}$ , 即