

气体动力学基础

[美] H.W.LIEPMANN 合著
A.ROSHKO

时爱民 章光华 合译
高宏智 朱文

童秉纲校订



机械工业出版社

**ELEMENTS
of
GASDYNAMICS**

by

**H. W. LIEPMANN
A. ROSHKO**

California Institute of Technology

Copyright © 1957

**Hans Wolfgang Liepmann and
Anatol Roshko**

* * *

气体动力学基础

H. W. 李普曼 A. 罗什柯 合著

时爱民 章光华 合译

高宏智 宋文

童秉纲 校订

*

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第117号)

重庆印制一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本787×1092 1/16·印张19³/₄·字数476千字

1982年7月重庆第一版·1982年7月重庆第一次印刷

印数 0,001—6,000·定价2.05元

*

统一书号: 15033·5131

GALCIT¹⁾丛书编者序

这卷书的目的是对1947年H.W. 李普曼和A.E. 普开特为 GALCIT 丛书所写论述可压缩流体空气动力学一书的更新和扩充。这卷书包括了近十年来为工程师和科学家们愈益重视的许多高速空气动力学问题的评述。编者相信, 读者不但会对如此广泛地论述空气动力学问题感到兴趣, 他们还会欢迎新纳入的最后一章, 这一章以简短的篇幅论述了气体动力论的基本概念; 读者也会欢迎第一章所介绍的某些空气热化学(aerothermochemistry) 问题, 如质量作用定律和离解定律。看来, 在航空工程领域内, 物理学和化学动力学的某些基础知识是越来越重要了。

本书主要适用于航空专业的大学生, 但我们希望它对于涉及到可压缩空气动力学问题的工程师和科学家们也有用。

T. 冯. 卡门

C. B. 密里根

1956年11月

1) 加州理工学院哥廷根实验室

著 者 序

研究可压缩流体的流动问题由来已久。例如，上世纪就对激波现象进行过研究，1900年左右就研究过某些速度图法，大约与此同时，对喷管流动、超声速射流等问题的许多特性也已有所了解。甚至在瑞利勋爵 (Lord Rayleigh) 的“声学理论”中已经可以找到超声速薄翼理论的基本公式！然而，当时对该领域有兴趣的人们尚为数很少。一方面，只有少数物理学家对尚未解决的问题有兴趣；而绝大多数人则认为这一课题内容有限而且没有意义。另一方面，气体动力学的应用几乎全完局限在弹道学和蒸汽轮机的设计方面，因此，只有少数工程师对此有兴趣。

在二次世界大战期间，由于高速飞机、导弹以及高能爆炸的发展，上述情况有了根本的改变。可压缩流体流动理论的一些概念对大量数学家、物理学家和工程师们突然变得非常重要了，从那以后，该学科领域就以前所未有的速度得到发展和推广。

A. E. 普开特 (A. E. Puckett) 和本书主要作者在1947年出版过一本“可压缩流体空气动力学引论”。该书是作者们讲授战时训练课程时所写的，其目的是把气体动力学的若干题目连贯起来并给以系统的阐述，在当时，主要兴趣是在航空方面。到现在，又过了许多年，看来有必要出一本经过修订和扩充内容的新版。在“引论”出版的时候，它实际上是该学科仅有的一本英文教科书，但从那以后，已有许多写得很好的书出版了，而现在，在很多初等的流体力学教科书中都能找到可压缩流体流动的基本原理。

因此，我们放弃了对原书进行修订的想法，决定完全另写一本。今天，与“引论”一书出版时相比，如何选取合适的内容更为困难了。经过考虑，我们决定把有关材料分成独立的两卷。其中之一，即本书，只包括气体动力学的基本内容，除了对说明理论所必需而外，不更多涉及应用问题。我们希望在这本书之后，在GALCIT丛书中能出一卷较为深入和专门的，特别侧重航空和导弹领域的书。

因此，本书只打算涉及气体动力学的基础。即便如此，内容的取舍也并非易事。为使本书适合现代的需要而较原书又不过多地增加篇幅，就有必要删去那些只是十年前有用而现已逐渐过时的有关题目和方法。这些被删去的内容现在主要地只具有经典的和历史意义，或者只对某些研究课题有特殊意义。把这些内容删去不会改变本书的目的，本书旨在给读者提供关于气体流动本质的实际知识。

与“引论”一书相比，本书内容稍为深入一些。然而，我们感到这完全符合当前物理学科教育和工程学科教育的一般趋势，因此是与当前的教学计划相适应的，正如“引论”适应于那时的教学计划一样。本书还打算为读者在学习专门文献以及阅读该学科领域的论文原著打下必要的基础。从任何意义上说，都没打算把本书写成一本手册。我们从未企图把所有可能的方法和技巧都包括进来，也从未企图把特为工程设计使用的全部数据表、图表以及图线等材料填入本书。常有人说，在一本书内包含有上述材料会使该书在工程上更为“实用”。而我们却相信把这样一些材料都加进来会使本书很“不实用”，而且会很快过时。对于某个具体构形的选取，例如设计一个最优机翼、设计某个风洞或激波管是受大量严格的条

件所制约的。一般原理和基础知识可由教科书给出，本书就是一本这样的教科书。至于如何把它们用于具体设计则是设计师的事了。因此，把那些用于具体设计的数据资料略去，正是一种对工程设计具有高水平见解的反映，而决不是相反！

书末所附练习的主要目的在于说明如何运用课本正文中的材料，同时也给出一些补充的课题、结果和各种方程。几乎完全略去了简单的数字运算题目。我们觉得，这类题目最好由指导教师甚至学生本人来选做。若让这类题目在教科书中占据较多篇幅，对指导教师或学生都无益处。换句话说，指导教师的作用和责任应完全与上述设计师的职能一样。

考虑到本书所需具备的预备知识，它可以做为大学本科高年级或研究班第一年课程的教科书。在加州理工学院，该书的一部分内容在导论性的课程中讲授，另一部分较为深入的内容则在研究生课程中讲授。我们设想学习本书的学生已经掌握了微积分和普通物理的基本知识。书内各章还有一些“打星号”的内容较深的节次，但它们并未严重地影响正文的连贯性，初读时可略去这些节次。

在正文中，凡引用了最近刊出的专题论文之处通常都标明了参考文献。那些已经成为“经典”著作的参考文献则未再一一列出。书末有一个推荐的阅读文献目录。我们抱歉的是在正文中没有系统地列出所有参考文献，因此必有许多明显的遗漏和疏忽之处。任何著者，只要他是某个活跃的团结无间的研究集体的成员，都会与他所在的研究集体的观点和兴趣相一致。我们也不例外。所以本书的某些章节中主要反映了GALCIT的工作成果。

在编写手稿的过程中，与许多同事交换意见使我们受益不浅。我们特别要向 Z. Bleviss, J. D. Cole, E. W. Graham, P. A. Lagerstrom 和 C. B. Millikan 表示感谢。第五章的许多内容是与 P. Wegener 博士讨论后写成的。我们也要感谢 W. D. Hayes 博士，他对早期的手稿提出过批评性和建设性的意见，还要感谢 Bradford Sturtevant 先生认真负责地校核手稿。Beverly Cottingham 女士和 Alrae Tingley 女士对准备并最后完成手稿做了很大的贡献。

H. W. 李普曼

A. 罗什克

加州，柏萨底那

一九五六年十一月

目 录

第一章 热力学概念..... 1	3.1 引言..... 43
1.1 引言..... 1	3.2 运动激波..... 43
1.2 热力学系统..... 2	3.3 一维等熵运动方程组..... 45
1.3 状态参数..... 2	3.4 声学方程..... 46
1.4 热力学第一定律..... 3	3.5 声波的传播..... 47
1.5 不可逆过程与可逆过程..... 4	3.6 声速..... 48
1.6 完全气体..... 5	3.7 声波中的压力与质点速度..... 49
1.7 热力学第一定律应用于可逆过程; 比热..... 7	3.8 “线性化”激波管..... 50
1.8 热力学第一定律应用于不可逆过程..... 10	3.9 有限振幅等熵波..... 51
1.9 熵的概念。热力学第二定律..... 11	3.10 有限振幅波的传播..... 52
1.10 正则状态方程。自由能和自由焓..... 14	3.11 集中膨胀波..... 53
1.11 互易关系式..... 15	3.12 激波管..... 54
1.12 熵与输运过程..... 16	第四章 超声速流动中的波..... 58
1.13★ 平衡条件..... 17	4.1 引言..... 58
1.14★ 完全气体混合物..... 18	4.2 斜激波..... 58
1.15★ 质量作用定律..... 19	4.3 β 与 θ 的关系..... 59
1.16★ 离解..... 20	4.4 尖楔的超声速绕流..... 61
1.17★ 凝结..... 23	4.5 马赫线..... 61
1.18 气体动力学中的真实气体..... 24	4.6 活塞比拟..... 62
第二章 一维气体动力学..... 27	4.7 弱斜激波..... 63
2.1 引言..... 27	4.8 超声速偏转压缩..... 64
2.2 连续方程..... 27	4.9 超声速偏转膨胀..... 67
2.3 能量方程..... 28	4.10 普朗特-迈耶函数..... 68
2.4 滞止状态..... 30	4.11 简单波区与非简单波区..... 69
2.5 欧拉方程..... 31	4.12 斜激波的反射与相交..... 69
2.6 动量方程..... 32	4.13 同族激波的相交..... 70
2.7 等熵条件..... 34	4.14 脱体激波..... 71
2.8 声速; 马赫数..... 35	4.15 马赫反射..... 73
2.9 面积-速度关系式..... 35	4.16 激波-膨胀波理论..... 74
2.10 从能量方程得到的几个关系式..... 36	4.17 薄翼剖面理论..... 75
2.11 伯努利方程; 动压..... 38	4.18★ 有升力的平板机翼..... 78
2.12 等截面流动..... 38	4.19★ 减阻..... 80
2.13 完全气体的正激波关系式..... 39	4.20★ 速度图平面..... 82
第三章 一维波运动..... 43	4.21 超声速流动中的圆锥..... 83
	第五章 管内流动和风洞..... 85
	5.1 引言..... 85
	5.2 变截面管中的流动..... 85

5.3 面积关系式.....	86	量的关系.....	133
5.4 喷管流动.....	86	7.11 速度势.....	135
5.5 正激波后压力恢复.....	89	7.12 无旋运动.....	136
5.6 第二喉部的效能.....	89	7.13 关于运动方程的说明.....	138
5.7 风洞扩压器的实际性能.....	91	第八章 小扰动理论.....	139
5.8 风洞压比.....	92	8.1 引言.....	139
5.9 超声速风洞.....	93	8.2 扰动方程的推导.....	139
5.10 风洞特性.....	94	8.3 压力系数.....	141
5.11★ 压气机匹配.....	95	8.4 边界条件.....	142
5.12 其它类型风洞及实验方法.....	97	8.5 波形壁面上的二维流动.....	143
第六章 测量方法.....	99	8.6 波形壁面上的超声速流动.....	146
6.1 引言.....	99	8.7 超声速薄翼剖面理论.....	148
6.2 静压.....	99	8.8 扁平流动.....	149
6.3 总压.....	101	第九章 旋成体。细长体理论.....	150
6.4 根据压力测量确定马赫数.....	102	9.1 引言.....	150
6.5 模测法和锥测法.....	103	9.2 柱坐标系.....	151
6.6 速度.....	103	9.3 边界条件.....	152
6.7 温度和热交换测量.....	104	9.4 压力系数.....	154
6.8 密度测量.....	105	9.5 轴对称流动.....	154
6.9 折射率.....	106	9.6 亚声速流动.....	155
6.10 纹影系统.....	108	9.7 超声速流动.....	156
6.11 刀口.....	108	9.8 超声速流场中的速度.....	157
6.12 某些实际问题.....	110	9.9 圆锥绕流解.....	158
6.13 阴影法.....	111	9.10 具有其它子午面型线的旋成体.....	159
6.14 干涉法.....	112	9.11 细长锥绕流解.....	160
6.15 马赫-陈德尔干涉仪.....	113	9.12 细长体的阻力.....	161
6.16 干涉仪方法.....	114	9.13★ 超声速流动中的偏置旋成体.....	164
6.17 X射线吸收法和其它方法.....	116	9.14★ 横向流动边界条件.....	165
6.18 表面摩擦的直接测量.....	116	9.15★ 横向流动解.....	166
6.19 热线仪.....	118	9.16 细长旋成体的横向流动解.....	167
6.20 激波管测试设备.....	121	9.17 细长旋成体的升力.....	167
第七章 无摩擦流动方程组.....	122	9.18 细长体理论.....	170
7.1 引言.....	122	9.19★ 瑞利公式.....	171
7.2 笛卡尔张量表示法.....	122	第十章 高速流动的相似性准则.....	174
7.3 连续方程.....	124	10.1 引言.....	174
7.4 动量方程.....	125	10.2 二维线性化流动。普朗特-葛	
7.5 能量方程.....	127	劳特准则, 哥台特准则.....	175
7.6 欧拉导数.....	128	10.3 二维跨声速流动。冯·卡门	
7.7 能量方程的分解.....	129	准则.....	177
7.8 总焓.....	130	10.4 线性化轴对称流动.....	178
7.9 自然坐标系。克罗柯定理.....	131	10.5 扁平流动.....	180
7.10 环量、质点旋转角速度和涡		10.6 相似律的简要总结与应用.....	181

10.7 高马赫数、高超声速相似律.....	182
第十一章 跨声速流动.....	187
11.1 引言.....	187
11.2 跨声速范围的定义.....	187
11.3 尖楔剖面的跨声速绕流.....	187
11.4 圆锥的跨声速绕流.....	191
11.5 光滑物形二维跨声速绕流。 无激波流动问题.....	192
11.6★ 跨声速方程的速度图变换.....	193
第十二章 特征线法.....	196
12.1 引言.....	196
12.2 双曲型方程.....	196
12.3 相容性关系式.....	197
12.4 计算方法.....	199
12.5 内点与边界点.....	201
12.6★ 轴对称流动.....	202
12.7★ 非等熵流动.....	204
12.8 平面流动定理.....	205
12.9 有限强度弱波的计算方法.....	206
12.10 波的相互作用.....	207
12.11 超声速喷管的设计.....	208
12.12 特征线法和波系法的比较.....	210
第十三章 粘性和导热性效应.....	211
13.1 引言.....	211
13.2 库埃特流动.....	212
13.3 恢复温度.....	214
13.4 库埃特流动中的速度分布.....	215
13.5 瑞利问题、旋涡的扩散.....	216
13.6 边界层的概念.....	219
13.7 平板的普朗特方程.....	221
13.8 由边界层方程得出的特征结果.....	222
13.9 边界层的位移效应、动量积分 和能量积分.....	224
13.10 变量置换.....	226
13.11 除平板外其它二维物型上的边 界层.....	228

13.12 通过激波的流动.....	229
13.13★ 纳维叶—斯托克斯方程.....	232
13.14 湍流边界层.....	236
13.15 边界层对外部流场的影响.....	238
13.16 激波边界层干扰.....	239
13.17 湍流.....	242
13.18 离解气体的库埃特流动.....	243
第十四章 气体运动论概要.....	246
14.1 引言.....	246
14.2 几率的概念.....	247
14.3 分布函数.....	250
14.4 克劳修斯维里定理.....	251
14.5 完全气体状态方程.....	252
14.6 麦克斯韦—玻耳兹曼分布律.....	253
14.7★ 气体的比热.....	256
14.8 分子碰撞、平均自由程和松弛 时间.....	258
14.9 剪切粘性与热传导.....	260
14.10 极稀薄气体的库埃特流动.....	261
14.11 关于滑移和温度相容的概念.....	263
14.12 内部自由度的松弛效应.....	264
14.13 连续介质理论的适用范围.....	267
练习.....	268
推荐参考文献.....	284
附表.....	287
表 I 几种气体的临界参数和特征 温度.....	287
表 II 亚声速流动参数表.....	288
表 III 超声速流动参数表.....	289
表 IV 激波参数表.....	296
表 V 马赫数、马赫角与普朗特-迈 耶函数对应关系表.....	302
斜激波图线 1.....	304
斜激波图线 2.....	305

第一章 热力学概念

1.1 引言

任何一种物理理论的基础都是一系列实验结果。从这些特殊的第一性的观测中，抽象出一般原理，可以把它们总结成文字或写成数学方程。然后，应用这些原理来联系和解释某一类物理现象，并预示新的现象。

热力学的实验基础已被总结概括成几条所谓基本定律。在热力学和力学、电动力学等领域内都适用的能量守恒定律就是这些基本定律之一。它引入了系统内能的概念。其余的热力学基本定律还引入并定义了熵和温度的属性，这是两个特殊而又基本的热力学概念。

总结成基本定律形式的热力学诸原理用来从宏观上确定平衡状态之间的关系。例如，热力学给出了定压比热和定容比热之间的关系；建立了蒸汽温度和压力与汽化潜热之间的关系；给出了循环过程效率的上限等等。

理想流体[⊖]（即无粘性和无热传导的流体）力学是把平衡热力学推广到运动流体。这时，除流体静止时所具有的内能外，还要考虑流体的动能。单位质量的动能和内能之比是流动问题的一个无量纲特征量，在最简单的情况下，它直接正比于马赫数的平方。热力学的各种结果几乎都可以直接地应用于理想流体流动的问题。

真实流体的流体力学已超出经典热力学的范围，动量和热量的输运过程在这里具有重要意义。当动量、热量和质量等等通过一个系统进行输运时，该系统就不再处于热力学平衡状态，除了那些没有意义的情况，例如，物质通过某固定系统作均匀流动。

即使热力学不能完全而直接地适用于真实流体流动的所有方面，但它在建立初始及终了状态之间的关系时却往往极其有用。最好用一个简单的实例来说明问题的全貌。假定有一个封闭的绝热容器，用隔膜把它分成两部分，其中装有同一种气体，但压力 p_1 和 p_2 不同，温度 T_1 和 T_2 也不同。如果突然移去隔膜，就会出现一个复杂的激波和膨胀波系，最终由于粘性阻尼作用而静止下来。这时，终了状态的压力和温度很容易用热力学算出。而真实流体的流体力学应该解决的问题则要困难得多，它要计算容器内作为时间和位置函数的压力和温度。经过长时间后，压力和温度会趋近热力学给出的终了平衡值。有时，我们只需要这些最终的平衡值，因此，即使对于包含有真实流体的流动问题也可以很好地利用热力学理论。

在低速流体力学中无须从热力学角度考虑问题，因为这时流体的热容量比流动的动能大得多，即使全部动能都转换成热，流体的温度也几乎保持不变。

在现代高速流动问题中，情况则相反。运动气体的动能可能会大到与其热容量相当，而温度的变化范围也确实变得很大。所以，热力学概念的重要性变得更为明显。为此，本章包括了一些内容较深的材料，¹它们对于后面大部分章节是不需要的。初读本书时，带星号的各节可以略去而不会因此失去其连贯性。

[⊖] 原文为perfect fluid，为了不与“完全气体”混淆，此处译为“理想流体”。译者

1.2 热力学系统

热力学系统是以其边界与“外界环境”或“环境”相分离的一定量的物质。我们借助于在外界环境中进行的且做了记录的各种测量对热力学系统进行研究。比如，一个插入系统的温度计就是环境的一部分。移动活塞所作的功可由环境中弹簧的伸长或重物的提升来测量。传递给系统的热也是由环境的变化来测量的，例如，热可由电热线圈传送，而电功率是在环境中测量的。

系统的边界不必由如容器壁一类的固体边界所组成，它只须是一个封闭表面，且在此封闭表面上的每一点其属性都是确定的。这种边界可以传热或者是热绝缘体；它可能是可变形的，因而能对系统传送功；它也可能会传递质量。每一个实际的壁面在一定程度上都具有上述任何一种性质。例如，不存在完全的刚性壁；同样，也没有完全的热绝缘体。然而，利用理想化的边界更为方便，这种边界由某些有完全确定属性的各部分（例如完全热绝缘体等等部分）所组成。

根据本书的目的，仅涉及流体系统就够了。因此我们这里要研究的系统是：

- (a) 由单一气体或单一液体组成的简单均质系统；
- (b) 几种气体的均匀混合物；
- (c) 由单一物质的液相和气相组成的多相系统。

1.3 状态参数

如果把一个系统单独放置足够长的时间，即如果其间没有热量和质量传给系统，也不对系统做功，那么系统会达到平衡状态。于是所有宏观上可测量的量便与时间无关。例如，可以测量系统的压力 p ，体积 V 和温度 θ ，且在平衡状态下它们都与时间无关。

只与系统状态有关的参数称为状态参数。 p 和 V 显然是这样的状态参数，我们在力学中已经熟悉了它们。为了对系统进行完整的热力学描述，我们还需要力学以外的新的状态参数。经验表明，系统的压力不仅是其体积的函数，还必须引入新的状态参数 θ ——温度。对于简单系统

$$p = p(V, \theta) \quad (1.1)$$

按照福勒 (R. H. Fowler) 的说法，“热力学第零定律”可叙述为：

存在一个状态参数，即温度 θ 。两个处于热接触的系统，即由可传热边界分隔的两个系统，仅当两者温度相同时才处于平衡状态。

因此，借助式1.1，我们可以利用任意一个系统的压力和体积作为温标。

当我们讨论系统与其环境之间的功或热交换时，需要一个可量度该系统内所贮能量的状态参数，即内能 E 。后面将看到，热力学第一定律会引入内能 E 。

此外，我们会发现还必须引入状态参数 S ——熵，例如，它是为确定状态是否处于稳定平衡所必需的，热力学第二定律将引入熵并确定其性质。

对于简单系统， E 和 S 都是 p ， V ， θ 的函数。但因为利用式1.1， p 可由 V 和 θ 表示，故写成下列形式也就够了：

$$E=E(V, \theta) \quad (1.2)$$

$$S=S(V, \theta) \quad (1.3)$$

式1.1、1.2和式1.3这类关系式称为状态方程。我们特别把式1.1称为“热状态方程”，而式1.2则称为“量热状态方程”（“Caloric equation of state”）。任一类具体物质都可由其状态方程来表征。这些方程的形式不能从热力学自身得出，它们是通过量测得到的，或针对特定的分子模型，用统计力学或分子运动论求得。

对于系统的任何一个平衡状态，它的任何一个状态参数都是唯一确定的。例如，如果系统从一个平衡状态A变到另一平衡状态B，那么 $E_B - E_A$ 与两状态间的变化过程无关。状态参数的这种性质所带来的重要后果在后面将会变得十分明显。

有人还把状态参数的强度量和广延量加以区分。凡其数值与系统质量有关的状态参数称为广延状态参数，故系统的质量 M 是广延参数， E 、 V 和 S 也是广延参数。例如，如果某种气体的质量增加一倍，则其内能也增加一倍；又如，由几部分组成的系统的能量等于各部分能量之和。

凡其数值与系统总质量无关的状态参数称为强度状态参数。 p 和 θ 是典型的强度参数。对于每一个象 E 这样的广延参数，我们可以引入一个相应的强度参数 e ，它是单位质量的内能，即比内能。同样，我们还可定义比容 v ，比熵 s 等等。比量以小写字母表示。

1.4 热力学第一定律

考虑包含在绝热封闭表面内的流体，同时，流体中还有一个可由下落重物带动的叶轮。如保持系统的压力不变，在初始时刻测得温度 θ 和体积 V （状态A），然后让重物下降一个已知距离，待系统内运动静止并达到新的平衡状态B以后，再次测量 θ 和 V 。

在上述过程中，已对系统作了一定量的功 W ，其大小等于重物势能的减小。根据能量守恒定律，这部分功必被贮存在系统之内。因此，存在某个函数 $E(V, \theta)$ ，使

$$E_B - E_A = W \quad (1.4)$$

也可利用功产生电流，再以电热线圈生热的形式将此功加给系统。这两种实验都是由焦耳（Joule）在其热功当量的经典研究中完成的。对系统所作的一定量的功总是产生相同的内能差，而不管做功速率的大小和功是如何传递的。

此外，我们也可以放宽完全绝热的条件，而允许一定的热量 Q 通过封闭表面。 Q 可用量热法由一定质量的水温变化来确定；或者，可用焦耳实验，完全以机械的方法确定 Q 。不管怎样，重要的是要用环境中所测得的变化来确定 Q 和 W 。

所以，我们可这样叙述热力学第一定律：

存在某个状态参数，即内能 E 。如果系统经由某个过程从平衡状态A变化到另一平衡状态B，在变化过程中，环境对系统作了一定量的功 W ，传给它一定的热量 Q ，则系统的内能差等于 Q 与 W 之和：

$$E_B - E_A = Q + W \quad \blacktriangleright (1.5)$$

为了方便，讨论一个简单的理想化封闭表面，即图1.1所示的汽缸—活塞装置，假定汽缸壁是刚性的。根据我们所要研究的过程特点，可以假定缸壁是绝热的或者是可传热的。只有通过活塞的位移，环境才能对系统做功。和在力学中一样，功 W 是由力向量 $\mathbf{F}$ 和位移向量

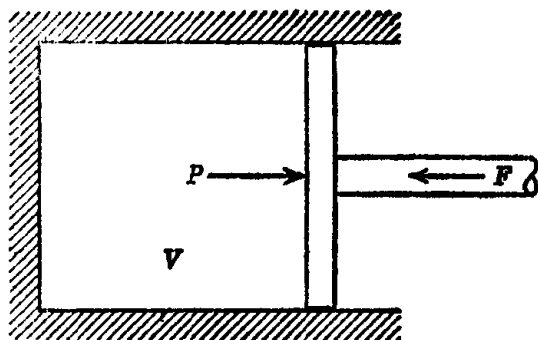


图 1.1 汽缸—活塞装置

定义的:

$$W = \int \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} \quad (1.6)$$

由于作用在活塞上的力与位移平行, 引入压力 p 和活塞表面积 A , 我们有

$$W = \int p A dr = - \int p dV \quad (1.7)$$

此处我们约定: 如果系统的体积增加, 则 dV 为正。不难证明, 即使压力作用在形状任意的可变形封闭表面上, 从式 1.6 也能导出式 1.7 (也可引入剪力, 以后在第十三章讨论真实流体运动方程时将引入剪力)。

对状态的微小变化, 我们可把式 1.5 写成微分形式

$$dE = dQ + dW \quad (1.8)$$

或利用式 1.7 写成

$$dE = dQ - p dV \quad (1.8a)$$

式 1.8a 也可对单位质量写为

$$de = dq - p dv \quad \blacktriangleright (1.8b)$$

E 是状态参数, 而 Q 和 W 则与状态变化所经历的过程有关。有时用 δQ 和 δW 代替 dQ 和 dW , 以表示这种差别, 但本书中我们不用这种表示法。

1.5 不可逆过程与可逆过程

系统状态的变化只有通过某种过程才能实现, 而对此过程, 下述关系必定成立。

$$\Delta E = Q + W$$

热力学第一定律对各种可能的过程没有任何更多的限制。

在焦耳的叶轮实验中, 把过程的方向反过来显然是不可能的。我们不能使叶轮从系统中取出内能 ΔE 从而举起重物, 所以此过程不可逆。很容易找到其他类似的情况, 的确, 所有自然的即“自发的”过程都是不可逆的。如果我们仔细研究这些不可逆过程, 可以发现在此类过程进行期间, 系统偏离平衡状态是其最根本的特点。像流体的搅拌运动、突然加热等等, 会在系统内部引起各种“流”(currents)。“流”这个术语是指各种量的通量, 如热通量、质量通量、动量通量等等。如果存在有限温差, 就有热流; 如果存在某个组元的浓度差, 就有质量流; 如果存在速度差, 就有动量流。

如果系统内没有各种流 (currents), 则它处于平衡状态。如果在整个过程中系统都保持平衡, 也就是说, 如果以不产生各种流的方式对系统做功 (W) 和加热 (Q), 则这种从一个状态变到另一状态的过程是可逆的。实际上, 在实验中可以十分逼近这种理想的可逆过程。例如, 不用叶轮, 而是利用缓慢的活塞移动把功 W 传给绝热系统, 因而使系统内部的压力和温度在整个过程中保持均匀。(练习 1.9 给出了一个不可逆过程的简单而有意义的例子。)

上面所讨论的状态变化是指系统从一个静止状态变到另一个静止状态。实际上, 研究以不变的速率进行的过程往往更为适宜。许多热力学测量实际上是在具有不变速率的过程中做的, 而对流体力学来说, 研究这种过程更有本质意义。因此, 我们不再探讨封闭“量热计”

里的叶轮，如焦耳实验，而来研究一个绝热通道，其中流体以定常速率流过一个涡轮或风扇。现在系统即由流经风扇的一定量流体组成。我们现在研究的是风扇上下游流体的状态，而不是叶轮运动前后系统的状态。关于热力学平衡状态的定义很容易推广到这种情况。为了直接和焦耳实验那种热力学过程作比较，我们必须使流体流得很慢，使其动能可以忽略。下一章我们将取消这个限制，而把同样的观点引伸到高速流动中去。

1.6 完全气体

为便于讨论，现在引入完全气体的概念。完全气体是热力学中一种最简单的工作流体，因此它对详细研究各种热力学过程是很有用的。至于在空气动力学方面的应用，这个概念更为重要，因为在空气动力学中我们几乎只涉及气体，而且它们往往都处于接近完全气体的状态。

气体热学性质的测量表明，在低密度情况下，所有气体的热状态方程都接近于相同的形式，即

$$pv = R(\theta + \theta_0) \quad (1.9)$$

或以密度 $\rho = 1/v$ 表示为

$$p = \rho R(\theta + \theta_0)$$

此处 θ_0 是特征温度，幸好它对所有的气体都相同，而 R 是特定气体的特征常数。

凡准确满足式 1.9 的气体定义为“完全”气体。更确切地说，式 1.9 定义了一族完全气体，其中每一个 R 值对应于一种气体。任何一种气体在密度足够低时都接近完全气体，且有特定的 R 值。

因为发现 θ_0 对所有气体都相同，故我们可以定义一个新的更为方便的温度 T ：

$$T = \theta + \theta_0$$

于是，式 1.9 由下式取代

$$p = \rho RT \quad \blacktriangleright (1.10)$$

T 称为绝对温度。可以证明，这里定义为气体温度的 T 对所有的热力学系统都是有意义的。 T 的温标和零点可用测量 θ_0 的温度计的温标和零点来确定。在摄氏温标中已经发现

$$\theta_0 = 273.16^\circ$$

而在华氏温标中

$$\theta_0 = 459.69^\circ$$

因此，绝对温度 T 可写为

$$T = \theta + 273.16 \text{ 摄氏绝对度或开尔文 (K)}$$

$$T = \theta + 459.69 \text{ 华氏绝对度或兰金 (}^\circ\text{R)}$$

由式 1.10 所确定的 R 具有量纲 (速度)²/温度。以后将会看到，它与气体中声速 a 的关系为 $R \sim \frac{da^2}{dT}$ 。

如果对给定的质量 M 改写式 1.10，令 $\rho = M/V$ ，则有

$$pV = M RT \quad (1.10a)$$

对各种气体特性的研究很早就得出了这样的概念：各种气体都是由分子组成的，而由式 1.10 和式 1.10a 所定义的完全气体族的特征参数就是这些分子的质量。所以，在式 1.10a 中

可以采用无量纲质量比 $M/m=\mu$ ，其中 m 表示一个气体分子的质量。采用这种约化的或“相似”的形式，式 1.10 这族方程可以简化为一个单一的方程：

$$\frac{pV}{\mu} = kT \quad (1.10b)$$

其中 k 是一个普适常数，即所谓玻耳兹曼 (Boltzmann) 常数。我们往往不用一个分子的质量 m ，而用“分子量” m ，它是以 $m_{\text{氧}}=32$ 为基准的相对单位。用 m 表示则有：

$$\frac{pV}{\mu} = RT \quad (1.10c)$$

其中 $\mu=M/m$ ， R 叫普适气体常数。也可以用摩尔 (mole) 作为质量单位而令式 1.10c 中的 $\mu=1$ 。这时 V 变成摩尔容积。在下面各节中，我们将不用摩尔，而继续使用单位质量，故始终采用 $p=\rho RT$ (式 1.10) 这种形式的完全气体定律。

完全气体的内能 E 只是温度的函数

$$E=E(T) \quad (1.11)$$

可以把式 1.11 视为经验结果。然而，后面我们会看到，这也是式 1.10 的直接结果。

如果式 1.11 能进一步简化到

$$E=\text{const.} \cdot T \quad (1.12)$$

通常称这种气体为“量热完全气体”。用单纯的热力学理论，不能从式 1.10 直接推出式 1.12。但对一定的温度范围，它可由经验得到证明；也可由统计力学推得 (参考第十四章)①。

为了评价式 1.10 和式 1.11 对真实气体的近似程度，我们还要对真实气体的状态方程说几句。(在 1.18 节中，我们将回头再次讨论这个问题。)

每一种真实气体都可以液化。可能液化的最高温度叫临界温度 T_c ；相应的压力和密度叫临界压力 p_c 和临界密度 ρ_c 。这些临界参数是每种气体的特征参数；它们与分子之间的作用力有关。

因此，真实气体的状态方程除 R 外至少还应该包含两个参数，例如 T_c 和 p_c 。著名的范德瓦尔斯 (van der Waals) 状态方程就是如此，可用它来估计把中等密度的真实气体当作完全气体的近似程度。范德瓦尔斯方程是

$$p=\rho RT \left[\frac{1}{1-\beta\rho} - \frac{\alpha\rho}{RT} \right] \quad (1.13)$$

而

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{27}{8} RT_c, \quad \frac{\alpha}{\beta^2} = 27 p_c$$

范德瓦尔斯气体的内能是

$$E=E_c(T) - \frac{\alpha}{V} \equiv E(V, T) \quad (1.14)$$

利用式 1.13 和式 1.14 以及表列的 α 和 β 值，可以评价式 1.10 和式 1.11 对任何一种气体的

① 式 1.11 没有规定 E 的零点，也就是说，在内能的定义中还有一个附加的常数。对于单一物质的单相系统，这个常数并不重要，且可如式 1.12 那样选为零。对其余的广延状态参数也是如此。

近似程度。更一般的讨论将在 1.18 节叙述。

1.7 热力学第一定律应用于可逆过程；比热

对单位质量所写的热力学第一定律的微分形式是式 1.8b

$$de = dq - pdv \quad (1.15)$$

如果我们考虑可逆过程，则 p 和 T 是系统的压力和温度。

比热。比热 c 定义为

$$c = \frac{dq}{dT} \quad (1.16)$$

也就是说， c 是系统每单位质量温度升高一度所需要的热量，其大小与加热的具体过程有关。对简单系统，内能 e 和压力 p 只依赖于 v 和 T ，因此在 v, T 状态图上，任一可逆过程都可画出一条相应的曲线（图 1.2）。当然，由于 $p = p(v, T)$ ，我们亦可选用 p, T 图或 p, v 图。

由此，只要知道两个不同过程的比热，我们就可以知道所有过程的比热。通常选择定容比热 c_v 和定压比热 c_p ，即

$$c_v = \left(\frac{dq}{dT} \right)_v \quad (1.17a)$$

$$c_p = \left(\frac{dq}{dT} \right)_p \quad (1.17b)$$

e 是 v, T 的函数 $e(v, T)$ ，因此式 1.15 可写成[⊖]

$$de = \frac{\partial e}{\partial v} dv + \frac{\partial e}{\partial T} dT = dq - pdv$$

所以

$$c_v = \frac{\partial e}{\partial T} \quad (1.18)$$

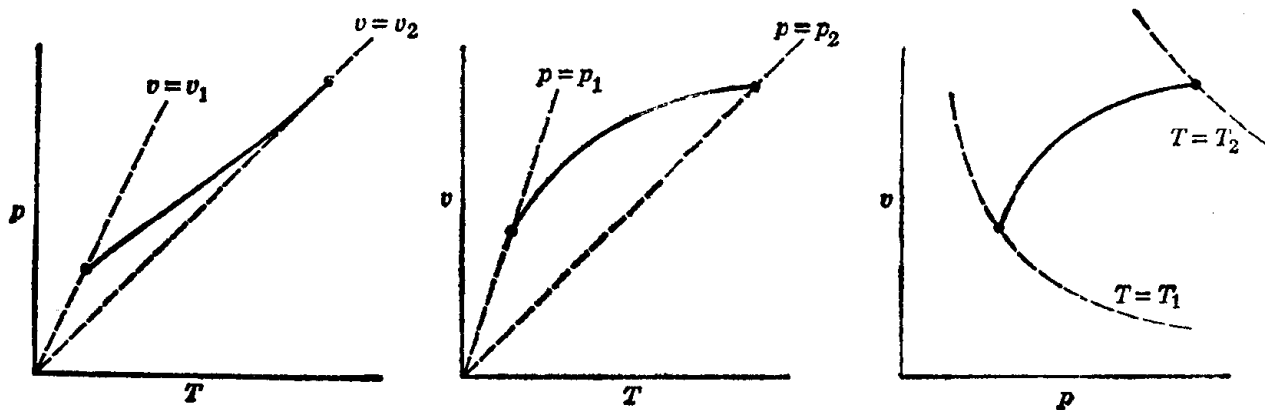


图 1.2 可逆过程的 $p-T$ 图； $v-T$ 图和 $v-p$ 图

⊖ 在热力学中，习惯用下标来表示在取偏导数的过程中保持不变的变量，例如 $(\partial e / \partial v)_T$ 是指 T 保持不变。我们将只在保持不变的变量会产生疑问之处，才使用这类符号。

$$c_p = \frac{\partial e}{\partial T} + \left(\frac{\partial e}{\partial v} + p \right) \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (1.19)$$

因为 dv 显含于式 1.15, 所以函数 e 的一个自然的状态变数是 v 。保持 v 不变, 可导出如式 1.18 的简单表达式, 而定压过程则导出较为复杂的式 1.19。由此自然要问: 是否存在另一个与 e 有关的状态参数, 而此参数可选择 p 为当然的独立变量? 这样一个函数就是焓或称热焓 h , 其定义为

$$h = e + pv \quad (1.20)$$

或

$$H = E + pV$$

由此

$$dh = de + p dv + v dp$$

而热力学第一定律可写为

$$dh = dq + v dp \quad \blacktriangleright (1.21)$$

我们可以得出 c_v 和 c_p 的另一种表达式

$$c_v = \frac{\partial h}{\partial T} + \left(\frac{\partial h}{\partial p} - v \right) \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad (1.22)$$

$$c_p = \frac{\partial h}{\partial T} \quad (1.23)$$

对完全气体, 我们有

$$e = e(T)$$

$$h = e(T) + pv = e(T) + RT = h(T)$$

因此, 从式 1.18 和式 1.19, 我们有

$$c_v = \frac{de}{dT}$$

$$c_p = c_v + p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = c_v + R$$

而从式 1.22 和式 1.23 同样可得

$$c_p = \frac{dh}{dT}$$

$$c_v = c_p - v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = c_p - R$$

所以, 对完全气体, 有下列重要关系式:

$$c_p - c_v = R \quad \blacktriangleright (1.24)$$

$$e(T) = \int c_v dT + \text{const.} \quad \blacktriangleright (1.25)$$

$$h(T) = \int c_p dT + \text{const.} \quad \blacktriangleright (1.26)$$

有时, 把 c_p 和 c_v 是常数 (即与温度无关) 的气体叫做量热完全气体。对这种更为特殊的情况, 我们有

$$e = c_v T + \text{const.} \quad (1.25a)$$

$$h = c_p T + \text{const.} \quad (1.26a)$$

注意, 无论 c_p 和 c_v 是不是常数, 式 1.24 都是正确的。

绝热可逆过程。以后, 在流体流动的各种应用问题中, 绝热可逆过程极为重要。在此过程中, 既未向系统传热, 系统也未向外传热, 而且所作的功都是可逆的。因此, 根据所选的独立变量是 v 、 T 还是 p 、 T , 我们可以分别应用式 1.15 或式 1.21。由此可给出绝热可逆过程为

$$de = -p dv \quad (1.27)$$

或

$$dh = v dp \quad (1.28)$$

根据式 1.27 得到

$$\frac{\partial e}{\partial v} dv + \frac{\partial e}{\partial T} dT = -p dv$$

根据式 1.28 则有

$$\frac{\partial h}{\partial p} dp + \frac{\partial h}{\partial T} dT = v dp$$

故对绝热可逆过程我们有

$$\frac{dT}{dv} = -\frac{1}{c_v} \left(\frac{\partial e}{\partial v} + p \right) \quad (1.29)$$

$$\frac{dT}{dp} = -\frac{1}{c_p} \left(\frac{\partial h}{\partial p} - v \right) \quad (1.30)$$

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{p}{v} \frac{dh}{de} \quad (1.31)$$

对完全气体, 我们有

$$\frac{v}{T} \frac{dT}{dv} = -\frac{R}{c_v} \quad (1.29a)$$

$$\frac{p}{T} \frac{dT}{dp} = \frac{R}{c_p} \quad (1.30a)$$

$$\frac{v}{p} \frac{dp}{dv} = -\frac{c_p}{c_v} \quad (1.31a)$$

因为 $R = c_p - c_v$, 上述各式的右端可用比值 $c_p/c_v = \gamma$ 来表示, 除非假定气体同时还是量热完全气体, 否则 γ 与 T 有关。无论如何, 对完全气体, 这些关系式总是可积分的。例如:

$\ln v = -\int \frac{dT}{T(\gamma-1)}$; 如果 γ 是常数, 则这些关系式变得非常简单:

$$v = \text{const.} T^{-1/(\gamma-1)} \quad \blacktriangleright (1.29b)$$

$$p = \text{const.} T^{\gamma/(\gamma-1)} \quad \blacktriangleright (1.30b)$$

$$p = \text{const.} v^{-\gamma} \quad \blacktriangleright (1.31b)$$

后面我们会看到, 绝热可逆过程是等熵的, 也就是说, 是一个熵 S 保持不变的过程。

当然, 上述诸例并不能全部概括热力学第一定律对可逆过程的各种应用, 但它们却讲述了应用第一定律的一般方法。