

[德国] W. 考夫曼著

# 工程流体力学

科学技术出版社

# 工程流体力学

[德国] W. 考夫曼著

江 刚 译

科学技术出版社

## 内 容 提 要

本書是德國著名流體力學家考夫曼 (W. Kaufmann) 的主要著述, 內容分為三篇: 第一篇簡述流體的屬性; 第二篇討論流體的平衡; 第三篇是本書最主要部分, 它的第一章論述一元流動; 第二章分別就理想流體和粘性流體的平面(二元)和空間(三元)流動進行了細致的分析; 最後一章則介紹氣體動力學的基本。全書系統嚴謹, 深入淺出, 並包含有最新的研究成果。

2984/16

## 工 程 流 體 力 學

TECHNISCHE HYDRO. UND  
AEROMECHANIK

原 著 者 [德國] Walther Kaufmann

原 出 版 者 Springer-Verlag 1954年版

譯 者 江 剛

\*

科 學 技 術 出 版 社 出 版

(上海南京西路2004號)

上海市書刊出版業營業許可證出079號

上海啓智印刷廠印刷 新華書店上海發行所總經售

\*

統 一 書 號: 13119·105

開本 787×1092 1/27 · 印張 16 1/27 · 字數 342,000

1957年12月第1版

1957年12月第1次印刷 · 印數1—2,000

定 價: (10) 2.80 元

## 序 言

这本关于液体和气体力学的著作大部分包含我在慕尼黑工业大学对三四年级学生开这门课程的讲授内容(有一些扩充)。这本书的前身是1931和1934年分上下两册出版的“应用流体力学”<sup>①</sup>。那部书在二次世界大战期间已经销售一空。战后,德国的高等学校重新恢复教学,大学生们对这样一本教科书的需求日益迫切。所以,早在1948年已经向我提出了修订原书,重新出版的要求。

从“应用流体力学”出版到现在,差不多二十年。其间,流体力学的各个部门(附面层理论、机翼和翼栅流动、气体动力学)都得到了显著的发展。力学的这一分支,它的重大意义现在不断迅速增长。为学习者着想,我觉得最好将它的全部内容通过比较缜密的概括用一本书的篇幅来阐述。我同司伯林格<sup>②</sup>博士商量后,他同意了这一想法,于是,我不再考虑修订原来的“应用流体力学”,而决定编写现在这本“工程流体力学”来替代。

这本新书的基本倾向仍跟前书相同。特别是我认为仍然要着重于说明带根本性的定律及方法,而不是尽量罗列较多的应用问题。当然,这并不排斥,对工程流体力学中某些实践上特别重要的个别部门进行深入的探讨,譬如说,对管路和渠道流动、地下水渗流和润滑摩擦、波动、机翼和翼栅问题、螺旋桨原理等等。

对有关附面层理论各方面的问题,这里力求给以尽可能广泛的描述。附面层理论是勃郎特<sup>③</sup>所奠定的考察方法。它的任务在于

① Angewandten Hydromechanik

② Julius Springer

③ L. Prandtl

建立起**古典流体力学**(或水动力学)和**水力学**两者間的桥梁。水动力学只从理論上研究**无摩阻流体**；水力学則以經驗观察为方向，但是考虑了**流体摩阻**的影响。

大多数工业上重要的流动过程中，**紊流**現象都起着重大的作用。自从人們認識到，除管流以外，附面层流动也可能出現**层流**或**紊流**。紊流問題的研究，于是对計算物体在流体中运动所將遭遇到的阻力，具有了特別重要的意义。这样，探討关于层流到紊流的轉变，便形成一个嶄新的問題。这一极其重要的現象，近十年来已經获得一个滿意的解釋。所以，有关这方面的理論思考，我認为有必要列出專門的一章，至少对它的各个基本观念进行些簡短の説明。

本書絕大部分都从事討論不可压缩(定容)流体的流动。这原本属于**水动力学**的基本应用范围。事实上，只要流速远小于**音速**，根据密度固定不变的假定所得出的定律就同时适用于**气体**（特别是空气）。在这一前提下，**空气动力学**跟**水动力学**，可以看成完全是一回事。

气体的流速愈接近音速，压缩性对流动过程的影响便表现得愈强烈。当流速达到或甚至超过音速的时候，流动的性质將完全跟亞音速区域中不同。所有必須考虑压缩性的流动过程，現在都被总括在**气体动力学**的題目之下。因此，气体动力学所描繪的是“流动介質”的最普遍的运动形式。从这一观点看，水动力学又表现为**气体动力学**的一个特例。

高速流动不仅在航空工程中十分重要，在目前而且对某些流体机械也具有重大的意义。因此，我認为有必要列出关于高速流动的推演計算，并应紧接定容流动討論之后，就**气体动力学**的重要定律提出一个簡短的概括。但是，为了不越出本書的范围，深入的討論是有个限制的。因此，这里只考虑了一元流动和平面流动，而且后者还限于**无摩阻气流**。这样做，不会有問題的。因为近年来已經

出版有邵厄尔<sup>①</sup>和俄司瓦铁许<sup>②</sup>編著的教科書。書中对**气体动力学**有全面的闡述。对此特別有兴趣的讀者,可以去參看这些著作。

同我長期合作的司德发尼克<sup>③</sup>教授曾經校閱本書的原稿,給了我很大的支持。我的助教毕优尔德<sup>④</sup>帮助我完成書中的插图。我不应忘記在这里向他們致謝。另外,司伯林格出版公司<sup>⑤</sup>对本新書的印行,仍象当年对待“应用流体力学”一样,进行了同样細致的处理,我必須表示特別感謝。

慕尼黑,一九五四年二月

考夫曼<sup>⑥</sup>

- 
- ① R. Sauer
  - ② K. Oswatitsch
  - ③ H. Stefaniak
  - ④ H. Bürde
  - ⑤ Springer-Verlag
  - ⑥ W. Kaufmann

## 譯 註

這本書中有些函数符号与英美文献中所习用的有所不同。底下是一張一般的对照表(最后一列表示对应的英美式符号)。

自然对数	$\ln a$	$\log_e a$
正切	$\operatorname{tg} \alpha$	$\tan \alpha$
余切	$\operatorname{ctg} \alpha$	$\cot \alpha$
正弦反函数	$\arcsin \alpha$	$\sin^{-1} \alpha$
余弦反函数	$\arccos \alpha$	$\cos^{-1} \alpha$
正切反函数	$\operatorname{arctg} \alpha$	$\tan^{-1} \alpha$
余切反函数	$\operatorname{arcctg} \alpha$	$\cot^{-1} \alpha$
双曲綫正弦函数	$\operatorname{sh} \alpha$	$\sinh \alpha$
双曲綫余弦函数	$\operatorname{ch} \alpha$	$\cosh \alpha$
双曲綫正切函数	$\operatorname{th} \alpha$	$\tanh \alpha$
双曲綫余切函数	$\operatorname{cth} \alpha$	$\coth \alpha$
双曲綫正弦反函数	$\operatorname{argsh} \alpha$	$\sinh^{-1} \alpha$
双曲綫余弦反函数	$\operatorname{argch} \alpha$	$\cosh^{-1} \alpha$
双曲綫正切反函数	$\operatorname{argth} \alpha$	$\tanh^{-1} \alpha$
双曲綫余切反函数	$\operatorname{argcth} \alpha$	$\coth^{-1} \alpha$

# 目 录

序言	i
----	---

## 第一篇 液体和气体的属性

1. 理想流体和实际流体	1
2. 气体的属性	2
3. 流体的压力强度	4

## 第二篇 平衡(液体和空气静力学)

1. 欧拉平衡方程式	7
2. 重力作用下流体内部的压强	10
a) 均匀流体	10
b) 比重不同的多种流体	11
c) 连通容器	12
3. 繞定軸等速旋轉的液体	13
4. 加压流体的压强(不計重力作用)	16
5. 静止流体对容器器壁的压强	19
a) 平面上的压强	19
b) 曲面上的压强	23
6. 静止流体的浮力	25
7. 浮体的稳定, 稳心	27
8. 表面張力	30
9. 大气的平衡(空气静力学)	34
a) 恒溫状态	34
b) 絕热状态	36
c) 标准大气	38

## 第三篇 流体的运动(液体和空气动力学)

引論: 流动的流体	41
I. 一元流动(流束理論)	45
A. 理想流动	45
1. 流管和連續性方程式	45
2. 欧拉运动方程式	47
3. 伯努利能量方程式或压强方程式	49
4. 能量方程式的一些簡單应用	51
a) 文多利管	51
b) 重力作用下容器的小孔出流	52
c) 内部有超压的密封容器的出流	54
d) 流动流体的吸力	55
5. 駐压强和总压强	56
6. 作为不可压缩流体看待的空气	60
7. 变流的能量方程式	61
8. 流体动力学的动量定律	67
9. 动量定律的一些应用	70
a) 流体对弯管管壁的压力	70
b) 射流的背压(射流反推力)	71
c) 自由射流对于擋壁的压力	72
d) 流动流体对等速旋轉溝槽的压力(欧拉渦輪方程式)	73
B. 帶有能量損失的流动. 粘滯性的影响	74
10. 推广于非理想流体的能量方程式	74
11. 关于流体摩阻的基本定律(牛頓假定)	75
12. 层流. 圓管的层流流量定律	76
a) 两界壁固定的情形	80
b) 下界壁固定, 上界壁以速度 $V$ 沿自身平面运动	81
13. 紊流. 雷諾数	82
14. 雷諾的相似定律	85
15. 圓管的紊流定律	87



16. 勃郎特混合长度和卡門相似假定	90
17. 紊流沿平面界壁的速度分布	94
18. 圓柱管中的紊流	96
a) 引論	96
b) 管路紊流的阻力系数	97
c) 流动光滑管的实验定律	99
d) 速度的分布	101
e) 光滑管的阻力定律	108
f) 粗糙管	109
g) 非圓形切面的管子	117
19. 实际管路問題	118
a) 已知 $Q$ 和 $d$ , 求 $J$ 和 $\bar{v}$	118
b) 已知 $d$ 和 $J$ , 求 $\bar{v}$ 和 $Q$	119
c) 已知 $J$ 和 $Q$ , 求 $d$ 和 $\bar{v}$	120
20. 封閉管路中的特殊阻力	122
a) 有管阻容器的出流	123
b) 切面的变化	125
c) 方向的变换	128
21. 管路的分岔	130
22. 封閉管路中的变流	133
a) 完全不計摩阻的情况	135
b) 摩阻正比于速度的情况	136
c) 摩阻正比于速度平方的情况	138
23. 渠道(明渠)中的流动	140
a) 引論	140
b) 底槽固定的渠道中的均匀运动	141
c) 湍流和瀉流	146
d) 非均匀运动	149
<b>II. 平面(二元)和空間(三元)流动的普遍理論</b>	<b>157</b>
<b>A. 理想流动的基本概念和基本定律</b>	<b>157</b>
引論	157
1. 連續性方程式. 高斯定律	158

2. 欧拉运动方程式	160
3. 旋涡流动和无旋流动(涡流和势流)	162
4. 环流. 湯姆遜定律	165
5. 斯托克司积分定律	170
6. 伯努利压强方程式	172
7. 平面势流	175
8. 相似图形(保角变换)	181
9. 复势的一些应用	183
a) 源流和溝流	183
b) 两平面界壁夾角間的流动	186
c) 强度相同的源和溝	187
d) 繞圓柱的平行流动	191
e) 繞矩形板的平行流动	194
f) 不同流譜的疊加	196
10. 有环流的流动	199
a) 同心圓式的流动	199
b) 平流和环流	200
c) 繞茹可夫斯基机翼切面的流动	202
11. 旋轉对称的势流	205
12. 流体的动力性升力	213
13. 表面波	217
a) 直綫推进波	217
b) 駐波	222
c) 波群	223
d) 表面張力的影响	225
e) 船波	227
f) 弗勞德相似定律	227
14. 旋渦流动	229
a) 基本定律和基本概念	229
b) 旋渦附近的速度分布	231
c) 无旋流动中的几根直綫形平行渦束	236
d) 渦层和分界面	239

e) 渦街(卡門渦列)·····	241
f) 平面渦場的动能·····	246
<b>B. 粘性流体的流动</b> ·····	<b>253</b>
引論·····	253
15. 納維-斯托克司运动方程式·····	254
16. 雷諾数很小的流动(蠕流)·····	259
a) 繞靜止圓球的定型平流·····	259
b) 互相靠近的平行平板間的流动·····	262
c) 地下水的滲流·····	265
d) 潤滑摩阻的流体动力理論·····	270
17. 附面层理論·····	282
a) 基本論点·····	282
b) 附面层平面流动的微分方程式·····	283
c) 关于附面层方程式的推論·····	285
d) 关于解附面层方程式的一些說明·····	289
e) 附面层的动量定律(卡門积分条件)·····	297
18. 紊流附面层·····	302
a) 一般說明·····	302
b) 順沿薄平板的流动·····	303
c) 有压强梯度的紊流附面层·····	307
19. 紊流的形成·····	307
20. 流体阻力和阻力系数·····	313
a) 关于流体阻力的一般說明·····	313
b) 阻力系数·····	315
c) 切面阻力的实验測定·····	319
21. 附面层的控制·····	322
22. 自由紊流·····	325
23. 机翼·····	330
a) 基本概念和名称·····	330
b) 平面流动中的机翼·····	335
c) 有限翼展的机翼·····	351
24. 翼柵·····	369

a) 主题和名称	369
b) 无限长直线翼栅	371
c) 环形翼栅	379
25. 螺旋桨	381
a) 引论	381
b) 简单的射流理论	381
c) 翼叶理论	385
<b>III. 气体动力学基础(可压缩流体动力学)</b>	<b>392</b>
1. 引论	392
2. 气体动力学的基本方程式	393
a) 连续性方程式和运动方程式	393
b) 物态方程式及绝热方程式	395
c) 伯努利方程式	396
d) 平面流动的势函数	397
3. 微扰动的传播, 音速	399
4. 马赫角	402
5. 一元气流(流束理论)	403
a) 能量定律	403
b) 变切面管中的流动	406
c) 定型直冲波	410
d) 关于管壁摩擦影响的一些说明	413
6. 平面亚音速流动	416
a) 势函数的线性化	416
b) 绕细长切面的平面亚音速流动	417
7. 超音速流动	421
a) 线性化势函数的解	421
b) 线性化势函数解应用于沿微弯界壁的平面流动	422
c) 沿界壁凸角的连续弯转	423
d) 沿界壁凹角的流动, 斜冲波	425
e) 勃郎特和布兹曼的特征法	427
f) 物体的超音速运动	431

# 第一篇 液体和气体的属性

## 1. 理想流体和实际流体

**流体力学** 是研究流体平衡和运动的科学。对于“流体”，我們理解为由物質連續組成，而質点非常容易推移的一种物体，換句話說，流体跟固体相反，对于形狀的改变只有很微小的阻力<sup>①</sup>。根据这一点可以推想到，在流动着的各个流体質点之間只会有很小的切力发生。在一級近似的研究中因之可以完全忽略切力的存在。經驗表明，在这样假定基础上描繪的平衡状态以及某一些流动过程是跟实际情况相当符合的；不过，对另外一些流动过程却又完全不符。后一情况显然是由于流体流动时在鄰接的层次間有实际上不可避免的切力出現(类似彈性理論中的剪应力)。这切力称为**內摩阻力**。它的大小主要决定于流动垂直方向的**速度变化**。水在管子中、河流中、溝渠中以及固体在流体中运动，都有这种摩阻力发生。要使物体同流体发生相对的运动，因之必須有外加的作用力来克服摩阻力。內摩阻力不能忽略的流体称为**粘性流体**。

**狹义流体**或**可滴性流体**(液体)可以在坚固的容器中承受很大压力而只有极小的容积变化，因此，几乎在所有有实际意义的重要流动过程中，我們都可以把可滴性流体作为**不可压缩**看待。0°C的水每增加  $1 \text{ kg/cm}^2$  压力强度，容积的减少仅等于原来容积的

① 这一点对一般的流体，像水、酒精、汞等等是切合的；对油类則这一性質弱一些；对非常粘稠的材料象柏油、石臘等那就更弱。要使这一类广义流体对变形的阻力也保持很小，那就需要足夠的变形的時間

0.05%；温度若升高，还更少。所以从实际上看，这种流体的容积是固定不变的，从而，**密度**（质量：容积）也（近乎）是个常量。

流体如果在上述意义下可看作无内摩擦阻，并且容积又可看作不压可缩，那就称为**理想流体**或完全流体（相对实际流体或自然流体而言）。

流体力学的用途以前大多在于以水为对象的研究，所以又称为“水动力学”。水的比重（单位容积的重量）随着压力和温度的不同有微小的变化，不过差别极小，在大多情况下可以忽略不计。所以以下水的比重一律作为  $\gamma = 1000 \text{ kg/cm}^3$  的常量看待，水的密度也如此，它跟比重的关系是  $\rho = \gamma/g$ ，其中  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  代表重力加速度。水的最大密度出现在  $4^\circ\text{C}$ （指不含空气的水），其他温度  $0 \sim 100^\circ\text{C}$  的  $\gamma$  和  $\rho$  值见下表：

温度 [ $^\circ\text{C}$ ]	$0^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$40^\circ$	$60^\circ$	$80^\circ$	$100^\circ$
$\gamma [\text{kg/m}^3]$	1000	1000	998	992	983	972	958
$\rho [\text{kgs}^2/\text{m}^4]$	101.9	101.9	101.7	101.1	100.2	99.1	97.8

## 2. 气体的属性

气体（包括以后将特别注意的空气）也具有以上说明的可滴性流体的特性（对变形只有微小的抵抗）。不过，气体没有容积固定的属性。这是跟可滴性流体不同的，它总是力图充满给以它的空间，而变化自己的密度。只有外加的压力才能限制气体取一定的容积，另外，在压力强度不变的情况下，它的容积主要决定于温度。

命  $p [\text{kg/m}^2]$  代表压力强度， $T = 273 + t^\circ\text{C}$  代表绝对温度， $R$  代表所谓气体常量，根据理想气体的物态方程式，可得密度和压力

① 这里的  $1 \text{ kg}$  指工程单位系统的重量单位，目下为避免同质量的  $\text{kg}$  混淆起见，也有改用  $1 \text{ kp}$  来表示的

强度以及温度间的关系如下:

$$\frac{p}{\rho g} = RT. \quad (1)$$

若温度保持不变(恒温变化), 就得波义耳定律

$$\frac{p}{\rho} = \text{常量}. \quad (2)$$

若压力不变, 那就得到吕萨克定律如下:

$$T\rho = \text{常量}. \quad (3)$$

常量  $R$  的值, 对于干燥的空气, 等于 29.27; 对于中等潮湿的空气则等于 29.4 [m/°].

空气的温度将随容积的压缩而升高. 对于这一情形, (2)式只适用于能放散热量的气体. 气体的膨胀过程则恰好相反. 假若没有放散和吸收热量的可能, 理想气体(或完全气体)的绝热变化, 根据热力学将是

$$\frac{p}{\rho^\kappa} = \text{常量} \quad (4)$$

其中  $\kappa = c_p/c_v$  是压力不变的比热跟容积不变的比热之比值, 在大气中, 空气是  $\kappa = 1.405$ .

经验告诉我们, 在气体相对于固态物体的流动中, 以及物体在静止气体内运动的过程中, 只要速度远小于音速(在这气体中的音速), 密度的变化是很小的. 譬如, 标准状态下, 空气在地球表面附近的密度变化, 当速度为 50 m/s = 每小时 180 km 时, 不过稍微多于 1% 而已. 所以在上述前提下, 我们可以忽略掉这样的密度变动, 使气体也能近似地看成是容积固定 ( $\rho \approx \text{常量}$ ) 的. 水动力学的运动定律因之可以毫无改变地应用于气体(空气动力学). 至于密度变动较大的过程, 那是气体动力学的对象.

压力强度为 760 mm 汞柱时, 空气的比重和密度见下表:

温度 °C	-20°	0°	20°	40°	60°	80°	100°	200°	500°
$\gamma$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1.40	1.29	1.20	1.12	1.06	1.00	0.95	0.746	0.393
$\rho$ [kgs <sup>2</sup> /m <sup>4</sup> ]	0.142	0.132	0.123	0.115	0.108	0.102	0.096	0.076	0.040

### 3. 流体的压力强度

我們設想从容积固定的流体(以下有时简称定容流体)的内部切出一小部分来观察, 它的表面承受着周围流体加给的力。这些

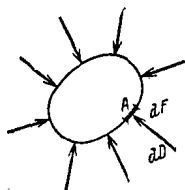


图 1

力和作用在它上面的质量力一起决定着它的静止或运动状态。这些作用在表面上的力就理想流体说, 只能是**正压力**, 因为其中不存在切力, 而张力在流体内部通常又不能传导。命  $dF$  代表这小部分流体上任意一点  $A$  处的微分面积,  $dD$  代表落在  $dF$  上的压力(图 1)那

末比值

$$p = \frac{dD}{dF}$$

就叫作单位面积上的流体压力强度或简称为  $A$  处的**压强**。压强相当于一种应力(材料力学中的正应力  $\sigma$ ), 因次也跟应力相同, 都是 [kg/m<sup>2</sup>]. ①可以证明, 任意一点  $A$  的压强的大小是跟  $A$  处切面的方向无关的(这就是跟材料力学中正应力不同的地方, 正应力的大小要看所属切面的方向而定)。要证明这一点, 可从流体内分出一个无限小的四面体来观察, 它的边长是  $dx$ 、 $dy$  和  $dz$ 。角顶  $A$  点对于以  $O$  为原点的固定正交标轴的坐标是  $x$ 、 $y$ 、 $z$  (图 2)。命  $p_x$ 、 $p_y$ 、 $p_z$  代表各坐标轴方向的压强,  $p$  代表垂直于四面体斜面(面积为  $dF$ )的压强, 就可得到图 2 中标出的各个表面上的各正交压力,

① 本书, 因次符号与一般写法稍有不同; 方括弧内标出的是单位。



至于作用在四面体中的質量力，譬如重力，因为是跟四面体的容积成正比，因而是三阶微小量；正交压力則不同，它跟四面体的表面面积成正比，因之，是二阶微小量。所以，質量力对于正交压力說来是可以忽略不計的。这样，作用在四面体上的全部正交压力本身就應該单独地滿足靜力平衡条件。

命  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  依次代表微分面积  $dF$  法綫跟  $x$ 、 $y$ 、 $z$  軸的交角。由图 2 可得下列关系式：

$$dF \cos \alpha = \frac{dy dz}{2}, dF \cos \beta = \frac{dx dz}{2}, dF \cos \gamma = \frac{dx dy}{2}. \quad (5)$$

此外，按四面体上表面力的平衡条件，又可知

$$p_x \frac{dy dz}{2} - p dF \cos \alpha = 0,$$

$$p_y \frac{dx dz}{2} - p dF \cos \beta = 0,$$

$$p_z \frac{dx dy}{2} - p dF \cos \gamma = 0,$$

故由 (5) 式就得

$$p = p_x = p_y = p_z.$$

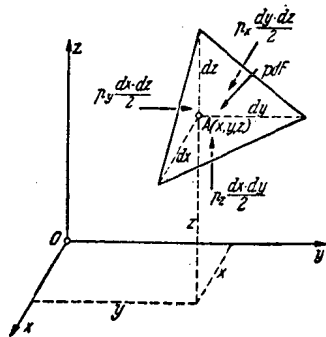


图 2

这就是說， $A$  处四面体的四个方向上的压强都是相同的。因四面体的斜面方向完全可以任意选择，可見  $p$  在  $A$  点的任何方向都將是相同的。換句話說理想流体中的压强純粹是所在位置的函数  $p = p(x, y, z)$ 。对于流动的流体，压强通常还随着時間变化，所以  $p = p(x, y, z, t)$ 。

上面的論断不尽适用于从連續的流体介質內部分离出来的流体單元，而且也适用于流体跟固体，譬如容器器壁的直接接触处。作用在容器器壁  $dF$  面积上的压力，跟器壁的方向完全无关；压力垂直于器壁，大小等于  $p dF$ ，这  $p$  代表該处的压强。