

南京航空学院

气动研究室资料

总号

S0231

分号

5-3

空气动力学基础

空气动力设计的基础

上册

[美]

Arnold M. Kuethe

著

Chuen-Yen Chow

南京航空学院

1980.

V211/

V211
1057-A2



30896558

空气动力学基础

空气动力学设计的基础

上册

【美】 Arnold M. Kuethe 俞元亮-严重中 Chow 著

俞元亮 严重中 译

确定。
来说，
升力可

南京航空学院 1980

译者前言

1976年,美国出版了“Foundations of Aerodynamics, Bases of Aerodynamic Design”(第三版)一书。作者是密执安大学航天工程系教授 Arnold M. Kuethe 和科罗拉多大学航天工程科学系教授 Chuen - Yen Chow。

这是一本内容广泛、题材新颖、编排紧凑、概念清晰的空气动力学教科书。它的第一版和第二版分别在1950年和1959年出版。它多年来被美国一些著名大学(如麻省理工学院等)采用为流体力学和空气动力学课程的教科书。

1979年10月,南京航空学院教授杨作生在三机部主编的“国外航空教育”(1979年第2期)的书评中对此书给予很高评价,并建议翻译出版。他指出:

“本书主要是一本空气动力学教科书,它的特点是不仅包含有空气动力学基础的主要内容,例如,流场的运动学和动力学,不可压流基本理论,可压流基本理论,膨胀波和冲波理论,粘流基础和附面层理论等等。而且,还包含有空气动力学基础理论在飞机空气动力设计中应用的内容,例如翼型理论、机翼理论、翼身组合体相互干扰概念以及应用奇点分布法数值求解二维和三维流问题等等。

与前二版相较,第三版在数值计算方法方面和飞机空气动力设计方面增添了一些较重要的内容,例如,源(汇)板块法、面积律以及

附面层控制方法等等。

本书特点是将空气动力学基础理论、飞机部件空气动力学特性和空气动力设计等三部分内容结合在一起讲，编排比较紧凑新颖、写得比较深入浅出、物理概念也比较清晰。但由于涉及内容比较广，因此有的内容的深度就不够，特别是空气动力学线化方法的基本解讲得太少。总的说来是一本较好的空气动力学教学参考书。

本书可作为航空院校空气动力专业的教学参考书。对厂、所从事空气动力设计的科技人员来说也是一本较好的参考书。建议翻译出版”。

译本分三册：上册包括第一章到第六章，中册包括第七章到第十三章，下册包括第十四章到第十九章和附录、习题等。

本书的翻译得到戴昌暉教授、王适存教授和杨岫生教授的支持和帮助，并得到我院印刷厂的大力协助。在此，谨向他们表示衷心的感谢！



1980, 6

目 录	页次
第一章 流体介质	1
1.1 引言	1
1.2 单位	1
1.3 静止气体的属性	2
1.4 流体静力学 — 标准大气	5
1.5 物体上的浮力	8
1.6 流体静力 — 压力中心	9
1.7 运动中的流体	10
1.8 粘性和其他输运属性之间的比拟	15
1.9 在流体中运动的物体上的力	17
1.10 流动问题的近似阐述	19
1.11 以后各章的打算	20
第二章 流场的运动学	22
2.1 引言 — 场	22
2.2 纯量场, 方向导数, 梯度	23
2.3 向量场 —— 描述法	27
2.4 向量的散度, 高斯 (Gauss) 定理	30
2.5 质量守恒和连续性方程	33
2.6 二维不可压缩流中的流函数	37
2.7 剪切导数 —— 旋转和应变	42
2.8 环量, 向量的旋度 (curl)	48
2.9 无旋流	50
2.10 斯托克斯 (Stokes) 定理	52

2.11 速度位	54
2.12 点涡, 涡丝, 毕奥—萨瓦 (Biot and Savart) 定律	59
2.13 海姆霍兹 (Helmholtz) 旋涡定理	61
2.14 粘性流体里的旋涡	62
第三章 流场的动力学	67
3.1 引言	67
3.2 沿一条流线的流动的动力学	67
3.3 柏努利 (Bernoulli) 方程在不可压缩流中的应用	72
3.4 欧拉 (Euler) 方程	75
3.5 欧拉方程的积分	78
3.6 有旋流的柏努利方程	80
3.7 流体力学的动量定理	82
第四章 绕物体的流动	92
4.1 引言	92
4.2 支配方程, 边界条件	92
4.3 流动的叠加	95
4.4 直匀流里的源	96
4.5 等强度的源和汇——偶极子的流谱	98
4.6 直匀流里绕圆柱体的流动	102
4.7 直匀流里绕圆柱体的有环量流动	103
4.8 直匀定常流里带环量柱体上的力——库达—儒柯夫斯基 (Kutta - Joukowski) 定理	105
4.9 附着涡	110
4.10 库达条件	110
4.11 二维对称物体绕流的数值解	113

4.12 空气动力干扰——镜象法	118
4.13 源板法	123
第五章 翼型的空气动力特性	134
5.1 引言	134
5.2 涡面	135
5.3 薄翼型理论中的涡面	137
5.4 平面机翼	140
5.5 对称翼型的特性	141
5.6 有弯度翼型的旋度分布	145
5.7 有弯度翼型的特性	147
5.8 装有襟翼的翼型	154
5.9 薄翼型问题的数值解	159
5.10 任意厚度和弯度的翼型	160
5.11 摘要	166
第六章 有限翼展机翼	167
6.1 引言	167
6.2 有限翼展机翼的绕流场	167
6.3 下洗和诱导阻力	170
6.4 有限翼展机翼理论的基本方程	173
6.5 椭圆形升力分布	174
6.6 任意环量分布	178
6.7 和实验的比较	184
6.8 有扭转的机翼——基本和附加升力	185
6.9 附加升力的近似计算	190
6.10 有限翼展机翼的其他特性	191
6.11 机翼的稳定性和平衡	193
6.12 高级近似	197
6.13 全机	197
6.14 干扰效应	199
6.15 结束语	202

第一章 流体介质

1.1 引言

空气动力学这门科学研究流体流过通道和流经各种形状物体时的特性的确定。一旦确定了流谱，就可以计算作用在物体上的空气动力和力矩。

在将空气动力学和流体动力学一般地应用于航空和其他工程领域的问题时会用到一些概念，本书打算从基本原理出发逐步建立这些概念的背景。清楚地了解这些概念是必要的，这是因为由于数学上的复杂性和常常在物理上假设了一些前提，我们经常是近似地研究我们所希望解决的实际问题。因此，很多更困难的问题在它们的解中包含一种直观的探讨。这种探讨必须遵循已为实验所证实的那些概念。

本章研究流体介质的属性。我们将流体介质定义成这样一种物质，只有当作用于其上的所有力处于平衡时它才处于静止。尽管所研究的一些概念主要是航天工程有兴趣的，然而也将指出这些概念在其他领域中的应用。这些应用一般将通过比较和例题来考虑。

我们在这里要讨论的流体属性是压强、温度、密度、弹性和输运属性（特别是粘性）；它们都与流体的分子结构有关。给出了空气和水的数值数据。在这一章的最后，扼要地介绍了量纲分析的一些方面，并对按照飞行高度和速度划分空气动力学进行了讨论。

1.2 单位

本书自始至终采用国际单位制 SI 。在这种单位制中，力的单位是牛顿 (newton)，它由下列方程定义

$$1 \text{ 牛顿 (N)} = 1 \text{ 公斤质量 (kg)} \times 1 \text{ 米/秒}^2$$

本书前两版所用的英制是基于将 1 磅作为力的单位的定义

$$1 \text{ 磅 (lb)} = 1 \text{ 斯勒格 (slug)} \times 1 \text{ 呎/秒}^2$$

如果将上述第一个方程乘以重力加速度 (9.807 米/秒²)，则我们看到，1 公斤质量重 9.807 牛顿或“重力”MKS制中的 1 公斤力，在非技术领域，通常采用重力制。类似地，在英制中 (g = 32.174 呎/秒²)，1 斯勒格重 32.174 磅。

我们所需要的唯一的其他基本单位是绝对温度 T 的单位，它以“兰金 (Rankine) 度”或“开尔芬 (Kelvin) 度”表示，本书应用后者。用华氏和摄氏度表示，这些单位定义为

$$T(^{\circ}\text{R}) = ^{\circ}\text{F} + 460$$

$$T(^{\circ}\text{K}) = ^{\circ}\text{C} + 273$$

$$^{\circ}\text{C} = (^{\circ}\text{F} - 32) / 1.8$$

在书末的表 1 中以及书的封面和封底的背面都给出了英制单位和 SI 制单位之间的换算因子。

1.3 静止气体的属性

气体由大量以随机方式运动的分子组成。分子的“数密度”由阿弗加德罗 (Avogadro) 定律确定。该定律说明，气体包含 6.025×10^{26} 个分子/千克—摩尔* (2.732×10^{26} 斯勒格—摩尔)。对于标准状态下的空气 (见 1.4 节)，空气的数密度是 2.7×10^{19} 个分子/立方厘米 (4.4×10^{20} /立方呎)。理想气体是分子间的力全都被忽略不计的一种气体。它的大块性质，除在十分低和十分高的温度及密度下外，很接近真实气体的属性，可以用它的分子属性来表示，这些分子属性是：分子的质量 m 、分子的平均随机速率 C 和—

* 1 千克—摩尔指气体在数值上等于其原子量的千克数。因此，1 千克—摩尔空气具有 28.97 千克的质量。对于所有气体，阿弗加德罗数具有相同值。

个分子在和其他分子撞击之间所走过的平均距离 (即平均自由程 λ)。

1. 密度

物质的密度定义为物质在单位体积中含有的质量，因此它是单位体积中所有分子的总质量。于是密度的量纲是力·秒² / (长度)³，它用 ρ 表示，在 SI 单位中，其量纲为每立方米多少公斤 (kg / m³)，在 FPS 单位中，其量纲为每立方呎多少斯勒格 (slugs / ft³)。表 2 给出了海平面压强下空气和水的密度随温度的变化，在表 3 中，给出了“标准大气”的密度值 (SI 单位)。

2. 压强

当分子撞击一表面时它们将弹回，根据牛顿 (Newton) 第二定律，作用在这个表面上的力等于弹回分子的动量的时间变率，也就是说，这个力等于每秒钟撞击该表面和自该表面弹回的全部分子所经受的动量变化。压强定义为作用在一个浸没于流体中并相对于流体处于静止的表面的单位面积上的力，它以每平方米多少牛顿 (牛顿 / 米² (帕斯卡)) 或每平方呎多少磅 (磅 / 呎²) 表示。实验指出，分子之间的碰撞以及分子和表面的碰撞都是弹性的，从而动量的平均变化是一个垂直于表面的向量，不管碰撞的入射角怎样，因此，我们得出下列结论：作用在一个表面上的流体压力垂直于该表面。

现在我们来证明，流体压强和气体分子的动能成正比。我们计算作用在气体的单位立方体 (图 1) 的壁上的力，由于我们只希望辨别确定压强的气体属性的组合，我们选择下列分子运动的简化模型：单位立方体中的所有 N (N 是数密度) 个分子假定具有相同的质量 m 和相同的速率 c 。这些分子假定都平行于坐标轴运动，平行于每一个轴的为 $N/3$ ，沿每一个轴正方向的为 $N/6$ 。图 1 所示薄层内的 ($N/$

6) Δn 个分子在时间 $\Delta t = \Delta x / c$ 内将撞击右 w 表面。假定碰撞都

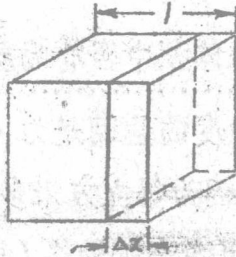


图 1 解释压强所用的模型

是弹性的，从而每个分子的动量改变 $2mc$ 。于是牛顿第二定律指出，作用在右表面上的力等于 $2mc$ 和每秒钟撞击这个表面的分子的数目的乘积。每秒钟撞击这个表面的分子的数目为 $(N/6)c$ ，并且由于 $Nm = \rho$ （流体密度），因此作用在右表面上的力（实际上也是作用在每个表面上的力），由下式给出

$$p = (N/6)c \cdot 2mc = \frac{\rho c^2}{3} \quad (1)$$

压强 p 的量纲为力/面积。在物理上，方程 1 说明，压强与分子运动的动能成正比。由于在所有表面上的压强是相等的，这个立方体相对于周围流体处于静止；也就是说，或者流体速率为零，或者这个立方体以流动速率运动。此外，由于各个分子的速率不同，压强实际上是与速率平方的平均值成正比，而不是和平均速率的平方成正比（见 1.3 节的习题 1）。然而这一近似只影响方程 1 中比例因子的大小。

3. 温度

按照气体分子运动论，绝对温度与分子的平均平移动能成正比。这可以用理想气体的状态方程

$$p = \rho RT \quad (2)$$

解释，式中 T 是绝对温度， R 为气体常数，其值只取决于气体的成分。对于空气， $R = 287 \text{ 米}^2/\text{秒}^2 \cdot \text{K}$ 。对于每单位体积的质量保持不变的系统，任何使随机运动的动能增大的过程，例如加热，将使温度及压强按不同比例增加。

4. 弹性

对气体施加压力时，每单位质量的体积将起变化。弹性定义为每单位比容变化的压强变化

$$E = \frac{-dp}{d\rho^{-1}/\rho^{-1}} = \rho \frac{dp}{d\rho} \quad (3)$$

以后将证明 $dp/d\rho$ 是介质中音速的平方。因此密度和音速确定弹性。

1.4 流体静力学——标准大气

为了使提出的数据划一，已经采纳并普遍应用标准大气状态。通常所说的海平面状态指

$$p = 1.013 \times 10^5 \text{ 牛顿/米}^2 \text{ 或帕斯卡 (2116 磅/呎}^2)$$

$$\rho = 1.23 \text{ 公斤/米}^3 \text{ (0.002378 斯勒格/呎}^3)$$

$$T = 273 + 15 \text{ }^\circ\text{C} = 288^\circ \text{ 开尔芬 (520}^\circ \text{ 兰金)}$$

在这些标准状态下，音速 a 为 340 米/秒。

大气层中的温度、压强及密度随高度变化，海平面之上直至 20 公里高度的温度、压强及密度值已绘于图 2 中，在书末的表 3 中列出了直至更高高度的这些属性的数据。直至 250 公里高度的空气分子的平均自由程也绘于图 2 中。

现在我们来证明，图 2 所示压强及密度的变化是和在一一流体元上不作用有净力的假设下所测得的温度分布一致的；按照这一假设，大气处于静平衡。图 3 表示一任意基准（例如，海平面）之上高度为 z 、底为 $\Delta x \Delta y$ 体积为 $\Delta x \Delta y \Delta z$ 的立方体流体元。在这个立方体的所有

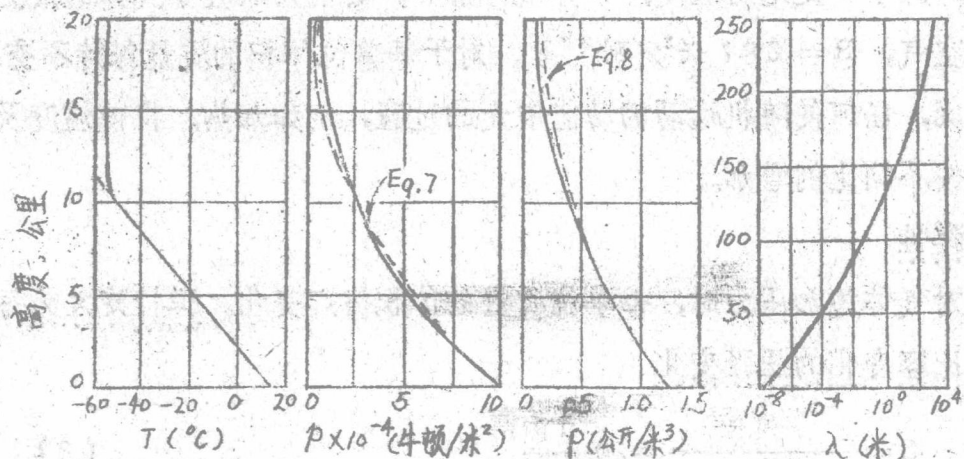


图2 标准大气中温度、压强、密度及平均自由程随高度的变化。近似关系式，即方程6、7、8，均用虚线绘出。

铅直表面上压强都相等，从而压强 p 只随 z 变化。在假定的平衡状态下，流体元的重量 $\bar{\rho}g \Delta x \Delta y \Delta z$ （其中 $\bar{\rho}$ 是这个立方体的平均密度）为底面和顶面上的压力之差平衡。作用在这个立方体上的净力沿 z 方向，其大小为

$$p \Delta x \Delta y - \left(p + \left(\frac{dp}{dz} \right) \Delta z \right) \Delta x \Delta y = \bar{\rho} g \Delta x \Delta y \Delta z$$

在立方体体积趋于零的极限情况下， $\bar{\rho} \rightarrow \rho$ （ z 处的密度），我们得到空气静力学方程

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (4)$$

我们可以取 g 为常数，但 p 及 ρ 均随 z 而变化，如图2所示。于是用方程4的积分来表示的压强变化为

$$p = p_0 - \int_0^z \rho g dz \quad (5)$$

式中 p_0 是 $z = 0$ 处的压强。

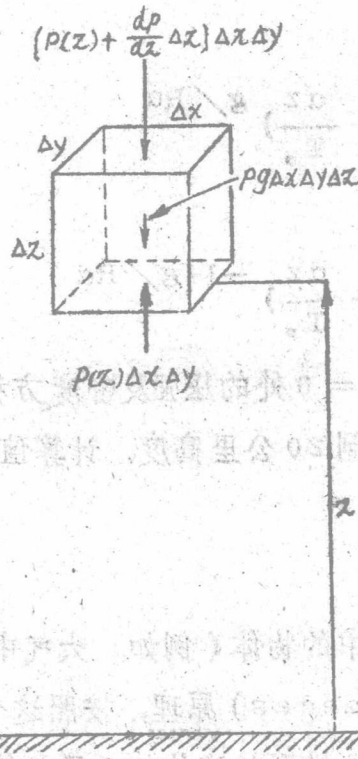


图3 流体元上的力平衡

如果我们用方程2将 ρ 表示成 $\rho = p / RT$ ，则方程4变成为

$$\frac{dp}{p} = -g \frac{dz}{RT}$$

由图2看出，在大气的最下面的10公里区间内，温度近似随高度增加而线性下降，因此在这个区间内，我们可以导出压强的一个解析表达式。我们可以写出

$$T = T_0 - \alpha z \tag{6}$$

式中 T_0 是 $z = 0$ 处（海平面）的温度， α 是“温度下降率”，在这个区域内其值为 $6.5^\circ\text{C}/\text{公里}$ 。将方程6代入上面那个方程，得到微分方程

$$\frac{dp}{p} = -g \frac{dz}{R(T_0 - \alpha z)}$$

积分上式得

$$p(z) = p_0 \left(1 - \frac{\alpha z}{T_0}\right)^{g/R\alpha} \quad (7)$$

对于密度

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 - \frac{\alpha z}{T_0}\right)^{-1+g/R\alpha} \quad (8)$$

其中 p_0 及 ρ_0 分别为 $z = 0$ 处的压强及密度。方程 7 和 8 均已绘于图 2 中；我们看出，甚至直到 20 公里高度，计算值和测量值也符合得很好。

1.5 物体上的浮力

作用在浸没于流体中的物体（例如，大气中的气球）上的浮力取决于阿基米德 (Archimedes) 原理，按照这个原理，浸没在静止流体中的物体承受与它所排开的流体的重量相等的力。

为了证明这个原理，我们作如下推论：如果这个物体用流体代替，并且流体的体积被分成无穷小的微元，则方程 4（图 3）表明，每个微元的顶面上的压力（向下）比底面上的压力（向上）小这一流体元的重量。于是代替这个物体的所有流体元上的净的向上力的总和表明，这个流体体积承受与其重量相等的浮力。由此可知，浸没在流体中的物体承受与它所排开的流体的重量相等的向上力。

例 1

利用喷灯将一热空气球的空气加热到使气球能悬停在给定高度所需的温度。气球、设备及乘员的总重量为 2000 牛顿，其体积为 1000 米³。对于海平面上的标准状态，求气球悬停在海平面及 5 公里高度上所需的气球空气温度。

解:

在海平面上, 1000米^3 的air的重量为 $1.23 \times 9.81 \times 10^3 = 12070$ 牛顿。必须通过加热将气球中的air的重量减小 2000 牛顿, 从而能够使气球悬停在海平面上。内部压强将无变化, 因而根据方程 2,

$$T = (12070 / 10070) \cdot 288^\circ \text{K} = 345^\circ \text{K} = 72^\circ \text{C}$$

或者, 用轻于air的航空器的术语, air必须“超热”(“Superheated”) $72^\circ - 15^\circ = 57^\circ \text{C}$ 。

在 5 公里高度上, 图 2 给出了 ρ 和 T 的环境值, $\rho_a = 0.737$ 公斤/米³, $T_a = 256^\circ \text{K}$, 我们求出悬停在该高度上要求超热 99°C 。

例 2 (从略)

1.6: 流体静力——压力中心

考虑一 2 米宽的容器, 它具有图 4 所示剖面并装有 2 米深的水 ($\rho_w = 1000$ 公斤/米³, $\rho_w g = 9807$ 牛顿/米³)。重量忽略不计的长 1.5 米的闸门 AB 铰接在 A 处并与容器底面成 30° 的倾角。我们来计算垂直作用在 AB 上的合力, 作用在铰链 A 上的力矩, 作用在 B 处的力以及作用在 AB 上的力的“压力中心”。

由于大气压强 p_a 作用在 AB 的两侧, 净合力 $F = F_A + F_B$ 为

$$F = \int_A^B (p - p_a) dS = \int_0^{1.5} \rho_w g ((2 - 1.5 \sin 30^\circ) + x \sin 30^\circ) 2 dx = 47800 \text{ 牛顿}$$

作用在铰链 A 上的力矩为

$$M_A = \int_A^B (p - p_a) 2x dx = \int_0^{1.5} 9807 (1.25 + \frac{x}{2}) 2x dx$$

$$= 38600 \text{ 牛顿} \cdot \text{米}$$

B处的力为

$$F_B = \frac{38600}{1.5} = 25700 \text{ 牛顿}$$

压力中心 $x_{c.p.}$ 指一个单独的力的作用点，这个力对给定点所产生的力矩与分布力对该点的力矩相同。于是，

$$x_{c.p.} = \frac{M_A}{F} = 0.81 \text{ 米}$$

在飞机设计的整个过程中，压力中心相对于重心的位置是极为重要的，因为它确定(1)飞机受到扰动时（例如当它进入突风时）作用的空气动力力矩的大小，以及(2)飞机是否稳定，换言之，在受扰动方位空气动力力矩的符号是否沿自动纠正飞机的方向。

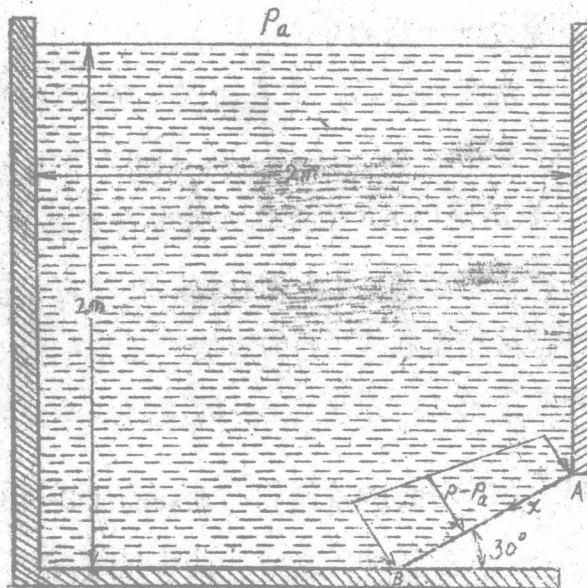


图4 闸门上的压强分布

1.7 运动中的流体

压强